



ein Open Access Journal, herausgegeben
von MDPI

Einflussfaktor 1,3
CiteScore 2,3

Internationale Zeitschrift für Turbomaschinen, Antrieb und Energie



[mdpi.com/
Zeitschrift/
ijtp](http://mdpi.com/Zeitschrift/ijtp)



Grußwort des Chefredakteurs

Das *Internationale Journal der Turbomachinery, Propulsion and Power (IJTPP*, ISSN 2504-186X) ist Eigentum von Euroturbo (www.euroturbo.eu), einer gemeinnützigen internationalen Wissenschaftsorganisation, die im Februar 2012 gegründet wurde. Euroturbo wurde von einer Gruppe engagierter Wissenschaftler und Ingenieure gegründet, die aktiv zum Erfolg mehrerer wissenschaftlicher

Ereignisse im Bereich der Turbomaschinen in den letzten 25 Jahren. Das Journal wurde als interdisziplinäres Verbreitungsinstrument konzipiert, und obwohl der Kern des Journals auf die

Neben dem Design befasst sich das Journal auch mit der Analyse, Modellierung und Prüfung von Turbomaschinen und turbomaschinenbasierten Antriebs- und Energieumwandlungssystemen. Technologische Innovationen auf System- und Komponentenebene, die Entwicklung und Anwendung neuer Strömungskonzepte sowie fortschrittliche experimentelle und numerische Techniken passen natürlich in den Rahmen. Das Journal begrüßt Manuskripte von hoher wissenschaftlicher Qualität, die sich mit grundlegenden und angewandten Fragen der Turbomaschinenströmungen befassen.

Chefredakteur

Prof. Marcello Manna

Mitherausgeber

Prof. Dr. Tony Arts

Gerard Bois

Cengiz Camci (Universität)

Ruud Eggels

Peter Ireland

Reinhard Niehuis

Kenshiro Takashi, Professor für Angewandte Physik an der Universität Tokio

Ziele

Das Internationale Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power konzentriert sich auf die aktuelle und zukünftige wissenschaftliche und technologische Entwicklung von Turbomaschinen in den verwandten Bereichen turbomaschinenbasierter Antriebs- und Energiesysteme. Von primärem Interesse sind die Thermodynamik, die Strömungsmechanik, die Wärmeübertragung und die angewandte Verbrennung von Energiegeräten und -systemen für die Luft- und Raumfahrt, die Schifffahrt und die Industrie, sowohl aus Komponenten- als auch aus Systemperspektive. Ebenso sind grundlegende und angewandte Studien von Energieumwandlungssystemen auf der Grundlage ein- oder mehrphasiger Fluidströme, ein- oder mehrspeziesartig, unter Beteiligung einer oder mehrerer Turbomaschinen gefragt.

Das *IJTPP* ist dazu gedacht, Kollegen aus der Wissenschaft, von Forschungsinstituten und der Industrie, die sich vorwiegend für Turbomaschinen interessieren, ein qualitativ hochwertiges Verbreitungstool für Forschung und Entwicklung anzubieten.

Umfang

- Turbomaschinen
- Luft- und Raumfahrtantriebe
- Schiffsantriebe
- Turbolader
- Stromerzeugung
- Thermodynamik
- Strömungsmechanik
- Wärmeübertragung
- Vibrationen
- Aeroakustik
- Angewandte Verbrennung (Luftfahrt, Luft- und Raumfahrt, stationäre Energiesysteme)
- Windenergie
- Meeresenergie

Vorteile für Autoren

Offener Zugang

Unbegrenzter und kostenloser Zugriff für Leser

Keine Urheberrechtsbeschränkungen

Behalten Sie das Urheberrecht an Ihrer Arbeit und die freie Nutzung Ihres Artikels

Gründliches Peer-Review

Rabatte auf Artikelbearbeitungsgebühren (APC)

Wenn Sie einem Institut angehören, das am MDPI Institutional Open Access teilnimmt Programm

Keine Platzbeschränkungen, kein zusätzlicher Platz oder Farbladungen

Keine Einschränkung hinsichtlich der maximalen Länge der Beiträge, der Anzahl der Abbildungen oder der Farben

Schnelle Veröffentlichung

Eine erste Entscheidung wird den Autoren etwa 63,9 Tage nach der Einreichung mitgeteilt; die Annahme zur Veröffentlichung erfolgt nach 27,6 Tagen (Medianwerte für in dieser Zeitschrift im ersten Halbjahr 2024 veröffentlichte Artikel).

MDPI ist Mitglied von

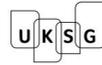
CASPA



STM¹

| G | O | P | E |

SPARC*
Europe



DOAJ



ORCID

Partnergemeinschaft:

Europäische Gesellschaft für Turbomaschinen (Euroturbo)



Redaktion

ijtp@mdpi.com

MDPI

Grosspeteranlage 5 4052

Basel, Schweiz Tel: +41 61 683

77 34 mdpi.com

Juli 2024



Artikel

Topologieregelbasierte Methode zur Flusstrennung Analytik in Turbomaschinen

Pierre Duquesne ^{1,*}, Joffrey Chanéac ^{1,†}, Gabriel Mondin ^{1,†} und Jérôme Dombard ^{2,†}

¹ Universität Lyon, Ecole Centrale de Lyon, CNRS, Universität Claude Bernard Lyon 1, INSA Lyon, LMFA, UMR5509, 69130 Ecully, Frankreich; joffrey.chaneac@ec-lyon.fr (JC); gabriel.mondin@ec-lyon.fr (GM)

² CERFACS, 31100 Toulouse, Frankreich; dombard@cerfacs.fr

* Korrespondenz: pierre.duquesne@ec-lyon.fr † Diese

Autoren haben zu gleichen Teilen zu dieser Arbeit beigetragen.

Zusammenfassung: Die Grenzschichtströmungsablösung ist ein häufiges Strömungsmerkmal in vielen technischen Anwendungen. Die Folgen einer Strömungsablösung in Turbomaschinen können hinsichtlich Leistung, Stabilität und Lärm verheerend sein. In diesem Zusammenhang ist eine Strömungsablösung aufgrund ihrer dreidimensionalen und begrenzten Aspekte besonders schwer zu verstehen. Die Analyse der Reibungslinien der Mantelfläche ist ein Schlüssel zum Verständnis und zur Kontrolle dieses Phänomens. Bei einer Ablösung verklumpt die Strömung an der Wand um einen Verteiler, während die Flüssigkeit aus der Grenzschicht in Richtung der von der Wand weg gerichteten Strömung ausgestoßen wird. Die Analyse einer dreidimensionalen Ablösungszone auf Basis der Topologie ist für eine einfache Geometrie gut geeignet. Ziel dieses Dokuments ist es, einfache Regeln und Methoden mit einem klaren Vokabular auf Grundlage mathematischer Grundlagen bereitzustellen, um eine ähnliche Analyse mit komplexer Turbomaschinengeometrie durchzuführen (um eine Oberfläche mit hohem Gattungsgehalt zu verstehen). Eine solche Analyse beruht auf physikalischen Prinzipien, die zum Verständnis der Mechanismen der Strömungsablösung bei komplexen Geometrien beitragen. Dieses Dokument umfasst zahlreiche typische Turbomaschinenoberflächen: die Statorreihe, den schaufellofen Diffusor, den Schaufeldiffusor, den Axialrotor und das ummantelte und nicht ummantelte Kreisellrad. Dank Oberflächenhomöomorphismen können die vorgestellten generischen Beispiele leicht in realistische Formen umgewandelt werden. Darüber hinaus werden auch klassische Turbomaschinenprobleme behandelt, wie Periodizität oder Rotorspiel. Im letzten Abschnitt wird die vorgeschlagene Methodik an einem Radialdiffusor eines Industriekompressors durchgeführt. Die Strömung an der Wand wird aus LES-Berechnungen

Schlüsselwörter: Strömungsablösung; Topologieregel; kritischer Punkt; Turbomaschinen



Zitat: Duquesne, P.; Chanéac, J.;

Mondin, G.; Dombard, J.

Topologieregelbasierte Methode zur Strömungsablösungsanalyse

in Turbomaschinen. Int. J. Turbomach.

Propuls. Power 2022, 7, 21.

<https://doi.org/10.3390/ijtp7030021>

Erhalten: 7. Januar 2022

Akzeptiert: 27. Juni 2022

Veröffentlicht: 30. Juni 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-NC-ND) (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Grenzschichtablösung ist ein allgemeines Problem bei Turbomaschinen. Strömungsablösung kann als Ausstoß von Fluid aus der Grenzschicht in Richtung der Strömung von der Wand weg beschrieben werden [1]. Mit diesem Fluidausstoß ist eine Rückflusszone. Die Ursachen für die Strömungsablösung können auf zwei Ursachen zurückgeführt werden: ein starker ungünstiger Druckgradient und eine starke Krümmung der Wandgeometrie.

Die Auswirkungen von Strömungsablösungen sind in der Regel unerwünscht und können sich bei Turbomaschinen nachteilig auswirken. Aus energetischer Sicht verursacht die Strömungsablösung zusätzliche Verluste. Die bei der Strömungsablösung eingesetzte Energie steht nicht für den Arbeitsaustausch. Die Rotorblätter können unter Strömungsablösung leiden: Die Strömung folgt nicht dem aerodynamischen Profil; daher ist der Arbeitsaustausch zwischen Rotor und Fluid weniger effizient. In manchen Fällen kann die Ablösung mit einer anderen Drehzahl als der Rotordrehzahl um den Umfang des Verdichters rotieren. Diese rotierende Ablösung verursacht periodische Schwankungen und ist ein klassischer Vorläufer des Verdichterpumpens [2]. Dieses Phänomen betrifft auch Kreiselpumpen. Bei Diffusoren kann die Strömungsablösung Blockadezonen verursachen, die die Druckrückgewinnung verringern. Strömungsablösung in der Hydraulik beispielsweise

Bei Rohrturbinen wird vermutet, dass sie einen starken und plötzlichen Abfall der Wirkungsgradkurven mit Betriebsschwankungen nahe dem besten Wirkungsgrad verursachen [3]. In anderen Fällen ist die Strömungsablösung im Diffusor nicht periodisch und verursacht eine nichtperiodische Strömung, wie sie von [4] in einer hydraulischen Turbine und von [5] in einem Kreiselkompressor beobachtet wurde. Ein weiterer Effekt der Ablösung ist die Vergrößerung der Breite der Schaufelnachläufe, was in mehrstufigen Konfigurationen zu komplexen Rotor-Stator-Wechselwirkungen entlang der gesamten Maschine führen kann [6]. Schließlich kann die Strömungsablösung auch unerwünschten niederfrequenten Lärm erzeugen. Dies ist bei Windturbinen der Fall, die unter hohen Lastbedingungen betrieben werden [7].

Bei Turbomaschinen bestehen die beiden Hauptziele oft darin, die Leistung und die Bedienbarkeit der Maschine zu verbessern, die beide durch Strömungsablösung begrenzt sind. In solchen Konfigurationen weist die Strömung komplexe Muster auf, da sie im Allgemeinen dreidimensional, begrenzt, stark instationär und möglicherweise sehr turbulent ist. Eine häufig irreführende Praxis zur Analyse einer dreidimensionalen Ablösung in technischen Anwendungen besteht darin, Rückströmungsgeschwindigkeitsvektoren im 3D-Feld zu verfolgen, um nach Strömungsablösung zu suchen. Diese Methode ist in mehreren Situationen zum Scheitern verurteilt, insbesondere weil ein Geschwindigkeitsvektor im 3D-Feld eine Rückströmung aufweisen kann, ohne dass eine Strömung aus der Grenzschicht ausgestoßen wird. Tatsächlich verursacht die Wirbelströmung in einem konischen Kanal eine Rückflusszone ohne Grenzschichtströmungsablösung [8]. Zweitens kann eine Flüssigkeitsausstoßung aus der Wand auftreten, auch wenn keine Rückströmung vorliegt. Eine weitere oder ergänzende irreführende Vorgehensweise besteht darin, Punkte auf der Oberfläche zu verfolgen, an denen die Hautreibung null ist. In dreidimensionalen Fällen kann es entlang der gesamten Trennlinie zu einem Strömungsausstoß aus der Grenzschicht kommen, wo die Hautreibung nicht null ist. Pragmatisch gesehen gibt es keinen lokalen Indikator für das Auftreten einer Ablösung an einer strömungsspezifischen Stelle. Daher kann die Analyse nicht nur auf jeden einzelnen Punkt fokussiert werden, sondern muss in Bezug auf die Umgebung durchgeführt werden und die Verbindung zur Wand berücksichtigen. Ohne vorherige Untersuchung ist es nahezu unmöglich, eine solche Analyse direkt im 3D-Feld durchzuführen. In der Außenaerodynamik wird üblicherweise zuerst eine Untersuchung der Reibungslinienmuster auf Wandoberflächen durchgeführt [9]. Eine solche Analyse erfordert eine genaue Bestimmung der Verteilung der kritischen Punkte, die durch einen auf topologischen Regeln basierenden Ansatz überwacht wird. Die Einhaltung der Topologieregel stellt sicher, dass ein Szenario entwickelt wird, das den physikalischen Prinzipien entspricht. Alles in allem hilft die Analyse der Hautreibungslinien, den Ursprung der Strömungsablösung an der Wand zu bestimmen, um dann die globale 3D-Felduntersuchung zu erleichtern. Diese Technik wird auch in Turbomaschinen verwendet (z. B. [3,4,10]), aber nach Kenntnis der Autoren ist ihre Anpassung an die Innenströmung noch nicht klar dargelegt worden. Sie ist jedoch nicht unkompliziert. Im Vergleich zur klassischen Methodik auf einer flachen Ebene müssen die folgenden Besonderheiten des Turbomaschinenkontexts sorgfältig behandelt werden:

- Die betrachteten Oberflächen sind komplexer (gekennzeichnet durch die Oberflächengattung) als eine einfache flache Ebene.
- Es wird nur ein Teil des Systems dargestellt, sodass die Hautreibungslinien außerhalb des Analysebereichs erzeugt (Quelle) und zerstört (Senke) werden können. Trotzdem ist die Darstellung der Hautreibungsquellen und -senken obligatorisch und muss fiktiv in den Berechnungsbereich verlagert werden.
- Bei den hier untersuchten realen Oberflächen können kritische Punkte zwar repräsentativ für eine Randströmungsablösung, aber auch für eine Strömungsumgehung sein. Sie sind daher für die durchzuführende Analyse nutzlos.
- Die partielle Darstellung einer Komponente ist hauptsächlich durch die Minimierung der CPU-Zeit motiviert. Beispielsweise wird die Periodizitätsannahme zu diesem Zweck häufig in Turbomaschinen verwendet. Ihre Verwendung kann jedoch mit dem auf topologischen Regeln basierenden Ansatz in Konflikt geraten.

Gemäß den zuvor dargelegten Anforderungen erscheint es notwendig, Richtlinien zu entwickeln, um Strömungsablösungen in Turbomaschinen besser zu verstehen. Hier wird eine auf Topologieregeln basierende Methodik vorgeschlagen, die eine zulässige Zählung kritischer Punkte gewährleistet und dabei hilft, die kritischen Punkte zu unterscheiden, die mit der Strömungsablösung verbunden sind.

Zone im Turbomaschinenkontext. Diese Vorstudie zielt darauf ab, die 3D-Analyse der Strömungsablösezone zu testen.

Im ersten Teil werden das entsprechende Vokabular und das Konzept der kritischen Punktanalyse in der allgemeinen Strömungsmechanik vorgestellt. Anschließend werden die Besonderheiten der Analyse in Turbomaschinen erörtert. Der folgende Teil ist in der empfohlenen Chronologie zur Durchführung der Analyse organisiert: (1) Bestimmung der Gattung der betreffenden Oberfläche, (2) Bestimmung der durch die Oberflächenteilung verursachten kritischen Aufspaltungspunkte, (3) Bestimmung der Stagnations- und Austrittsknoten, (4) Anwendung einer Periodizität und (5) Überprüfung der Topologieregel. Schließlich veranschaulicht der letzte Abschnitt die gesamte Methodik anhand einer Anwendung auf den Radialdiffusor eines industriellen Radialkompressors.

2. Theoretischer Hintergrund

In diesem Teil versuchen die Autoren, das nützliche Vokabular und die mathematischen Regeln für einen technischen Ansatz klar darzustellen.

Um die richtigen anzuwendenden Topologieregeln zu bestimmen, muss die feste Turbomaschinengeometrie (3D) zu einer globalen einteiligen Oberfläche (2D) vereinfacht werden. Mit anderen Worten, für die Untersuchung der Topologie wird nur die „Haut“ des Festkörpers berücksichtigt. Beispielsweise wird eine feste Kugel (3D) dann in eine Kugel (2D) umgewandelt. Eine einteilige Oberfläche wird als verbunden bezeichnet. Die Komplexität einer verbundenen Oberfläche kann durch eine Ganzzahl charakterisiert werden, die als χ bezeichnet wird. Die allgemeinste Definition des Geschlechts entspricht der maximalen Anzahl von Schnitten entlang der Oberfläche, ohne diese zu unterbrechen [11]. Als klassische Beispiele [12,13] hat eine Kugel das Geschlecht 0, ein Torus das Geschlecht 1 und ein Zwei-Torus (zwei Tori, die wie ein Unendlichkeitssymbol verbunden sind) das Geschlecht 2.

Um unnötige alternative Definitionen zu vermeiden, betrachten wir verbundene orientierbare geschlossene Flächen. Die Definition einer orientierbaren geschlossenen Fläche finden Sie in Anhang A. In praktischen Fällen weisen die klassischen realen Flächen diese Eigenschaften auf. Für eine Fläche wie zuvor definiert ist das Geschlecht mit der Euler-Charakteristik χ wie folgt verknüpft:

$$\chi = 2 - 2g. \quad (1)$$

Per Definition sind zwei Räume homöomorph, wenn eine Reihe kontinuierlicher Dehnungen und Biegungen existiert, die eine der beiden Oberflächen in die andere verwandeln. Beispielsweise verbindet ein bekannter Oberflächenhomöomorphismus die Kaffeetasse mit dem Torus. Diese Räume sind aus topologischer Sicht gleich. Sie haben dieselben topologischen Eigenschaften, insbesondere die Euler-Charakteristik. Gemäß Gleichung (1) haben zwei homöomorphe klassische reale Oberflächen auch dasselbe Geschlecht. In diesem Fall ist Gleichung (1) die einfachste Relation zur Bestimmung der Euler-Charakteristik.

Diese Betrachtungen zu Oberflächen sind für die Analyse von Strömungsablösungen nützlich, da die Euler-Charakteristik mit der Anzahl und der Art der kritischen Punkte verknüpft ist. Ein kritischer Punkt $P_0(x, z)$ ist definiert als ein Punkt auf der Wand, an dem die Oberflächenreibung $\vec{\tau} = (\tau_x, \tau_z)$ verschwindet, d. h. $\vec{\tau}(P_0) = \vec{\tau}(P_0) = 0$. Diese Beziehung ist das Ergebnis von Poincarés Forschungen [14] über Differentialgleichungen und der Anwendung dieser Arbeit auf die Strömungsmechanik durch Legendre [9] und Hunt [15].

Eine Analyse der Jacobi-Matrix $J_{\vec{\tau}}$ für die Hautreibung (angegeben in Gleichung (2)) zeigt, dass kritische Punkte nur mit drei Typen von Hautreibungsmustern in Verbindung gebracht werden können. Sie werden dann Knoten, Fokus und Sattelpunkt genannt. Knoten und Fokus können entweder anziehend wirken, wenn die Hautreibungslinien zusammenlaufen, oder andernfalls abstoßend. Abbildung 1 zeigt die entsprechenden

$$J_{\vec{\tau}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \tau_x}{\partial x} & \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \\ \frac{\partial \tau_z}{\partial x} & \frac{\partial \tau_z}{\partial z} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

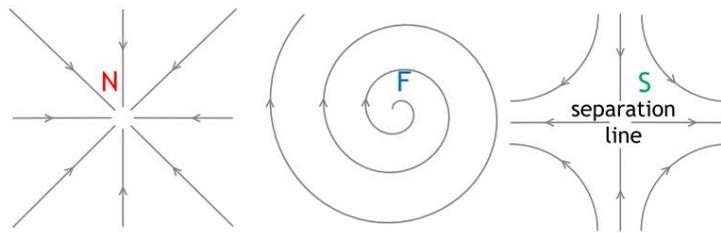


Abbildung 1. Arten von Hautreibungsmustern um einen kritischen Punkt: Knoten (N), hier beispielsweise anziehend; Brennpunkt (F), hier beispielsweise abstoßend; und Sattelpunkt (S) mit der Trennungslinie.

Die Verbindung zwischen der Euler-Charakteristik und den kritischen Punkten wird durch die Topologieregel ausgedrückt:

$$\gamma_N - \gamma_S = \gamma, \quad (3)$$

wobei γ_N die Anzahl der Knoten und Brennpunkte und γ_S die Anzahl der Sattelpunkte ist.

Eine notwendige Voraussetzung für das Auftreten einer dreidimensionalen Trennung ist die Konvergenz der Reibungslinien [16]. Die Konvergenz der Reibungslinien und der wandnahen Stromlinien in Strömungsrichtung bewirkt ein schnelles Anheben der wandnahen Stromlinien von der Wand weg, um den Massenstrom durch das Stromrohr aufrechtzuerhalten [17]. Die Konvergenz der Reibungslinien wird entlang einer bestimmten Reibungslinie beobachtet, die als Trennungslinie bezeichnet wird und im Allgemeinen von einem Sattelpunkt ausgeht. Der entlang der Trennungslinie angesammelte Strom wird von der Wand in das Strömungsfeld ausgestoßen und sammelt sich dann entlang einer dreidimensionalen Oberfläche, der sogenannten Verteilerlinie [18].

Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei realen Oberflächen um orientierbare, geschlossene Oberflächen. Zwei gängige Vorgehensweisen gehen jedoch über den vorherigen Rahmen hinaus. Die Näherung einer realen 3D-Geometrie durch eine unendlich dünne Ebene führt entweder zu einer nicht orientierbaren oder einer nicht geschlossenen Oberfläche. Die Näherung durch Vernachlässigung einer kleinen Lücke zwischen zwei festen Teilen kann die Gattung verändern und führt dann im Rahmen einer topologischen Analyse zu falschen Schlussfolgerungen.

In einigen Ausnahmefällen weist das Hautreibungsmuster eines Fokus einen geschlossenen Pfad um einen kritischen Punkt auf. In diesem Fall spricht man von einem Zentrum oder einem Grenzyklus (Hautreibungslinien bilden konzentrische Kreise um den kritischen Punkt). Solche Fälle wurden durch einen theoretischen Ansatz von [18] bestimmt. Bei einem Grenzyklus kann die Reibungslinie ohne Sattelpunkt konvergieren. Diese Art der Trennung wird als „offene“ Strömungstrennung bezeichnet, im Gegensatz zur „geschlossenen“ Strömungstrennung, bei der die Trennungslinie

3. Methodik 3.1.

Bestimmung der Oberflächengattung

Der erste Schritt besteht darin, das richtige Geschlecht für die gesamte Oberfläche von Interesse zu bestimmen, ohne jegliche Periodizitätsannahme. Die in dieser Abhandlung ausgewählten Oberflächen sind für Turbomaschineningenieure besonders interessant. Für diese Oberflächen existiert das Geschlecht, es ist durch Gleichung (1) mit der Euler-Charakteristik verknüpft und ermöglicht die Bestimmung der Topologieregel Gleichung (3). Die Topologieregel stellt sicher, dass ein physikalisches Gleichgewicht zwischen den verschiedenen Arten kritischer Punkte eingehalten wird. Sie können ein Geschlecht von 0, 1 oder bezogen auf die Anzahl der Schaufeln (b) haben. Tabelle 1 gibt das Geschlecht der gängigsten Oberflächen in Turbomaschinen an. Die letzte Spalte von Tabelle 1 zeigt ein einfaches Beispiel für jede Geometrie sowie deren Bestimmung des Geschlechts. Die maximale Anzahl von Schnittebenen, bevor zwei Teile für jede Oberflächenfamilie erhalten werden, wird durch eine Ebenenverteilung in Rot veranschaulicht. Natürlich lassen sich auch andere Schnittebenenverteilungen vorstellen. In diesem Artikel wird nur eine Schaufel ohne Loch vorgestellt. Turbinenschaufeln mit außenliegenden Kühllöchern sind beispielsweise nicht inbegriffen. Ein Loch in einer Schaufel modifiziert die Gattung und bedarf einer Einzelfallbetrachtung.

Tabelle 1. Gattung einiger klassischer Oberflächen in Turbomaschinen.

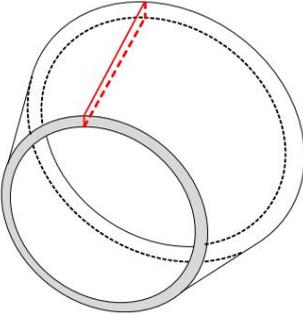
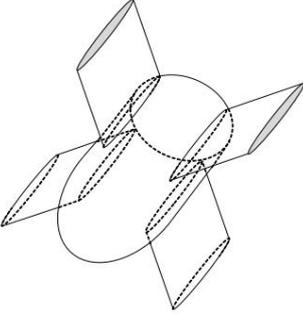
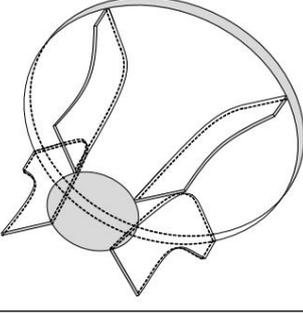
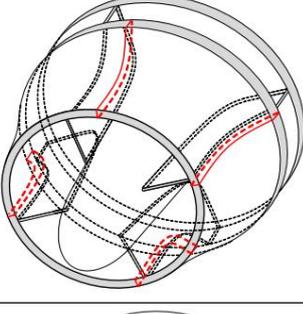
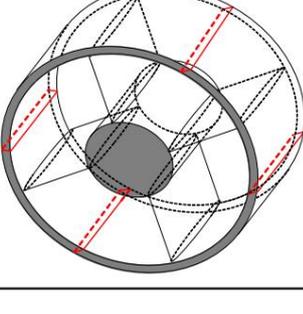
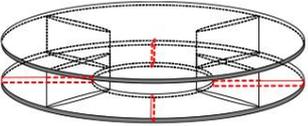
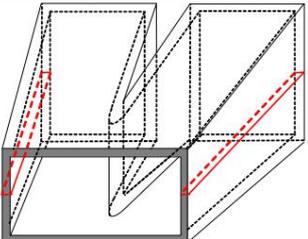
Turbomaschinenteil	G	Verwandte vereinfachte Darstellung
Gehäuse, Rohr und schaufelloser Diffusor	1	
Axialrotor	0	
Unverhüllt Kreiselrad	0	
Verhüllt Kreiselrad	B	
Axialstator	B	

Tabelle 1. Fortsetzung

Turbomaschinenteil	G	Verwandte vereinfachte Darstellung
Radialer Leitschaufeldiffusor	B	
Diffusor mit parallelen Pfeilern	$b + 1$	

Die Oberflächenfamilie „Gehäuse, Rohr und schaufelloser Diffusor“ entspricht den zahlreichen Teilen, die vollständig mit dem Arbeitsfluid gefüllt sind und den Fluss ohne Schaufeln leiten. Ihr Geschlecht ist gleich 1, da sich all diese Oberflächen leicht durch kontinuierliche Deformationen eines Torus erhalten lassen. Diese ist unabhängig von der Längsform (divergierend, konvergierend, gerade oder nicht) und auch unabhängig von der Querschnittsform (kreisförmig, rechteckig usw.). Im Fall eines teilweise gefüllten Teils, z. B. eines Rohrs, das nicht vollständig mit Wasser gefüllt ist, entspricht der Querschnitt von Interesse dem benetzten Querschnitt und ist homöomorph zu einer Kugel (d. h. hat Geschlecht 0). Ober Jede Schnittebene teilt die Oberfläche in zwei Teile. Diese Familien umfassen die große Mehrheit der rotierenden Teile: Ventilatoren, Propeller, Rotoren von Windturbinen, Kompressoren von Strahltriebwerken und Tur Die Familie „ummantelte Kreiselräder“ ist die einzige den Autoren bekannte Familie mit einem rotierenden Teil und einer Gattung ungleich 0. Diese Familie entspricht dem Fall, bei dem der rotierende Teil aus Schaufeln, Nabe und Ummantelung besteht. Dazu gehören einige Kreiselkompressoren, Kreiselpumpen und Francis-Turbinen. Bei diesen ummantelten Rotoren ist die Gattung gleich der Anzahl der Schaufeln. Bei diesem Rotortyp muss die Anzahl der Teilschaufeln hinzugefügt werden, wenn sie sowohl mit der Nabe als auch mit der Umma Die axiale Position der Vorderkante oder Hinterkante hat keinen Einfluss auf die Gattung. Der „Axialstator“ und der „Radialschaufeldiffusor“ stehen stellvertretend für klassische Statoren von Kompressoren. Ihre Gattung entspricht auch der Anzahl der Schaufeln, die mit der Nabe und der Ummantelung verbunden sind. Es ist erwähnenswert, dass die Annahme, eine Lücke zu vernachlässigen, eine Geometrie fälschlicherweise von einer Familie auf die andere übertragen und einen falschen Gattungswert ergeben würde. Die letzte Familie von Interesse weist auch eine Gattung auf, die mit der Anzahl der Schaufeln zusammenhängt. Die Kategorie „Diffusor mit parallelen Pfeilern“ steht stellvertretend für ein Saugrohr einer Hydraulikturbine mit strukturellen Pfeilern. Die Gattung entspricht hier der Anzahl der Pfeiler plus eins.

3.2. Oberflächenaufteilung und Aufteilung kritischer Punkte (SCP)

Im Gegensatz zu Turbomaschinen handelt es sich bei klassischen Fällen um eine Oberfläche, die vollständig in das Strömungsfeld eingetaucht ist. Bei Turbomaschinen wird nur die interne Strömung berücksichtigt und nur ein Teil des Systems analysiert. Um der Topologieregel zu entsprechen, führen die Autoren imaginäre kritische Punkte ein, um diese Aufteilung des Bereichs zu berücksichtigen (aufteilende kritische Punkte, SCP). Dieser Artikel konzentriert sich nur auf Turbomaschinen mit eingeschränkter Strömung. Nicht eingeschränkte Turbomaschinen (z. B. Windturbinen, Propeller) werden daher nicht berücksichtigt. Das interessierende Reibungsfeld ist dasjenige, das durch die Strömung innerhalb der Turbomaschine verursacht wird; die Außenströmung wird nicht berücksichtigt. Als nächstes ist, wie implizit im vorherigen Abschnitt dargestellt, die interessierende Zone in Turbomaschinen im Allgemeinen nicht das gesamte System vom Flüssigkeitseinlass bis zum Flüssigkeitsauslass, sondern nur ein Teil davon. Hautreibungslinien beginnen und enden jedoch an Knoten (Quelle und Senke der Hautreibung), die außerhalb der interessierenden Zone liegen können. Ausgehend von dieser Beobachtung schlagen die Autoren vor, imaginäre kriti

die Entwicklung des Strömungsfeldes vor und nach der betrachteten Domäne. Sie werden als kritische Spaltungspunkte (SCP) bezeichnet. Eine Vorwarnung vor der Anwendung dieser Methodologie ist, einen Bereich auszuwählen, der die komplette Trennungszone umfasst: Die Reibungslinien müssen an den Bereichsgrenzen relativ gerade sein. Die Autoren haben drei Arten von SCP gefunden. Der erste entspricht einem Bereich, für den eine Welle durchgeschnitten werden musste. In diesem Fall muss in der Wellenmitte ein imaginärer Knoten hinzugefügt werden, wie in Abbildung 2 dargestellt, um Reibungslinien an der Seite zu erzeugen. Eine praktische Anwendung ist die Analyse der zweiten Stufe eines axialen mehrstufigen Kompressorrotors. In Wirklichkeit ist auf der Nabe vor dem ersten Rotor ein Knoten vorhanden, dieser ist jedoch in der ausgewählten Zone von Interesse nicht vorhanden und muss als imaginärer Knoten hinzugefügt werden.

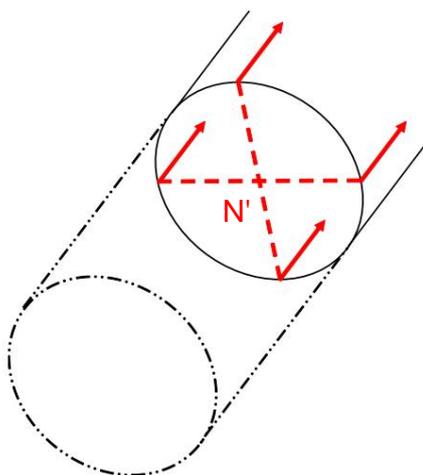


Abbildung 2. SCP, imaginärer Schaftknoten.

Der nächste Fall ist eng mit dem Aspekt der beschränkten Strömung verbunden. Betrachten wir einen Teil eines Rohrs, das aus einem Rohrleitungssystem entnommen wurde, wie in Abbildung 3 dargestellt. Der interessierende Fluss ist nur der innere Fluss (Abbildung 3) wird hinzugefügt, um eine Flusslinie zu erzeugen. Ein imaginärer Knoten (N1) entlang des Kanals. Der Knoten induziert auch zwei Reibungslinien, die entlang der Eingangssperipherie verlaufen, eine nach rechts und eine nach links. Aufgrund der Schließung kommen diese beiden Reibungslinien (Abbildung 3), was zusammen und induzieren einen Sattelpunkt (S2) eine gerade Reibungslinie entlang des Zylinders (Abbildung 3) sammelt die Reibungslinie, die vom Eingangsknoten ausgeht, und ein Knoten (N2) (Abbildung 3) sammelt die Reibungslinie, die vom Eingangssattelpunkt ausgeht. Dieses hier mit zwei Sattelpunkt-paaren dargestellte Muster kann mit einer unendlichen geraden Anzahl von Paaren erweitert werden. Dieser Mechanismus ist topologisch neutral, da er die gleiche Anzahl an Sattel- und Knotenpunkten erzeugt.

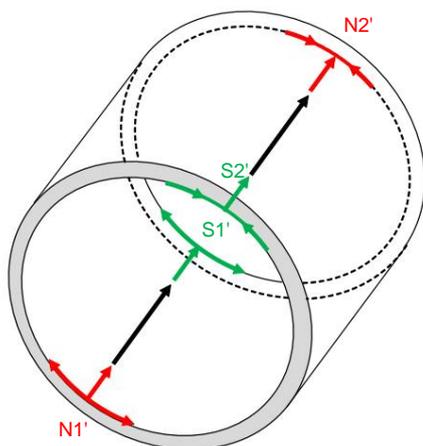


Abbildung 3. SCP, zwei imaginäre Sattel-Knoten-Kombinationen für einen Teil eines zylindrischen Kanals.

Der letzte SCP -Typ ist nützlich, um den Auslasszustand von radialen Turbomaschinen zu beschreiben, wie z. B. ein isoliertes, nicht ummanteltes Kompressorlaufrad. Die Strömung am Eingang ist axial und am Ausgang radial. In dieser Konfiguration neigen die Reibungslinien dazu, die Maschine radial zu verlassen, wie in Abbildung 4 dargestellt. In diesem Fall schlagen die Autoren vor, einen imaginären Knoten in der Mitte des kreisförmigen Auslassabschnitts zu platzieren. Dieser entspricht dem imaginären Schnittpunkt der Reibungslinien am Auslass des Laufrads.

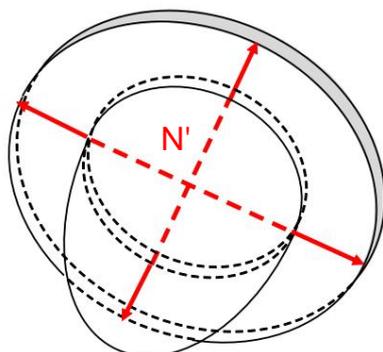


Abbildung 4. SCP, imaginärer radialer Knoten.

Bei einer realen Oberfläche können alle diese Bedingungen gleichzeitig auftreten. Abbildung 5 zeigt das Beispiel des SCP für ein ummanteltes Kreiselpumpenlaufrad mit einer Nabe. In diesem Fall erreicht die axiale Strömung am Eingang die Nabe und erzeugt einen Knoten. Dieser ist in Abbildung 5 nicht dargestellt, da es sich nicht um einen SCP handelt. Die Nabenoberfläche bewirkt eine Änderung der Strömungsrichtung von der axialen zur radialen Richtung. Um die radialen Reibungslinien auf der Nabenoberfläche am Laufradaustritt darzustellen, wird den imaginären Sattel-Knoten-Kombinationen eines (N_1, S_1) und (N_2, S_2) ein imaginärer Knoten (N_3) hinzugefügt.

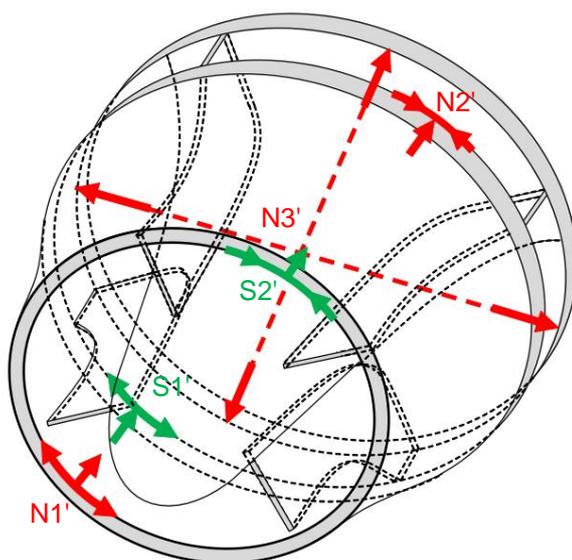


Abbildung 5. SCP für ein ummanteltes Kreiselpumpenlaufrad mit Nabe.

Darüber hinaus wird der empfohlene SCP für die Topologieanalyse jeder Turbomaschine. Der dargestellte Teil ist in Tabelle 2 vorgeschlagen.

Tabelle 2. Empfohlener kritischer Spaltungspunkt.

Turbomaschinenteil	Aufteilung kritischer Punkte (SCP)
Gehäuse, Rohr und Leitschaufeldiffusor	Zwei imaginäre Sattel-Knoten-Kombinationen.
Axialrotor mit Nabennase	Ein imaginärer Wellenknoten (und ein weiterer Wellenknoten, wenn sich die Nabe nicht in der Domäne befindet).
Offenes Kreiselrad ohne Nabennase	Ein imaginärer Wellenknoten (da die Nabe nicht in der Domäne liegt) und ein imaginärer Radialknoten.
Gekapseltes Radiallaufrad mit Nabennase	Ein imaginärer Radialknoten und zwei imaginäre Sattel-Knoten-Kombinationen (und ein weiterer Wellenknoten, wenn sich die Nabe nicht in der Domäne befindet).
Axialstator ohne Nabennase	Ein Wellenknoten (da die Nabe nicht in der Domäne liegt) und zwei Sattel-Knoten-Kombinationen.
Radialer Leitschaufeldiffusor	Zwei Radialknoten und zwei Sattelknotenkombinationen.
Diffusor mit parallelen Pfeilern	Eine Sattel-Knoten-Kombination (Eingangskanal) und $b + 1$ Sattel-Knoten-Kombinationen (Ausgangskanäle).

3.3. Stagnations- und Austrittsknoten innerhalb der

Domäne Eine interessante Erkenntnis aus dem klassischen Fall eines vollständig in die Strömung eingetauchten Objekts ist der Stagnationsknoten, an dem die stromaufwärts gerichtete Strömung auf die Oberfläche trifft. Dieser Punkt ist die Quelle der Hautreibungslinien. Diese Hautreibungslinien laufen stromabwärts zu einem anziehenden Knoten zusammen, an dem die Strömung das eingetauchte Objekt verlässt.

Betrachten wir das einfache Beispiel einer Kugel, die vollständig in eine gleichmäßige Strömung eingetaucht ist. Auf der der Strömung zugewandten Seite erscheint ein Stagnationspunkt, der einen Hautreibungsknoten erzeugt, von dem die Reibungslinien divergieren (Stagnationsknoten). In gleicher Weise erscheint auf der gegenüberliegenden Seite ein Hautreibungsknoten, auf den die Reibungslinien zulaufen (Austrittsknoten). Nach demselben Prinzip kann jeder Überhang der allgemeinen Form innerhalb des Bereichs einen Stagnations- und/oder einen Austrittsknoten aufweisen. Im Zusammenhang mit Turbomaschinen kann eine Schaufel als ein solcher Überhang interpretiert werden, mit dem Stagnationspunkt an der Vorderkante und dem Austrittspunkt an der Hinterkante. Darüber hinaus weist die Nase einer Nabe an ihrer Spitze einen Stagnationspunkt auf. Diese Knoten sind physisch und müssen gezählt werden. Folglich sind innerhalb des betrachteten Bereichs zwei Knoten pro

3.4. Periodizität

Die Kosten einer numerischen 360°-Simulation sind bei Turbomaschinen oft unerschwinglich. In den meisten Fällen ist eine Periodizität in Azimutrichtung natürlich vorhanden und kann verwendet werden, um periodische Lösungen zu erhalten, indem das auf einem einzelnen Kanal berechnete Strömungsfeld repliziert wird. Im Rahmen der topologischen Analyse ist jedoch eine gewisse Vorsicht geboten, um die interessierende Oberfläche mit dieser Annahme richtig einzuschränken und die Topologieregel anzupassen. Wenn die Periodizität richtig angewendet wird, können aus der Untersuchung einer einzelnen periodischen Teildomäne Rückschlüsse auf das gesamte

System gezogen werden. Für eine Oberfläche vom Typ 0 mit einer Periodizitätsannahme über einen oder mehrere Kanäle sollte die beobachtete Teildomäne als Oberfläche vom Typ 0 betrachtet werden.

Bei verbundenen, orientierbaren, geschlossenen Flächen, deren Gattung streng größer als Null ist, kann das Problem der Periodizität dadurch gelöst werden, dass man berücksichtigt, dass die Fläche homöomorph zu einem oder mehreren Tori ist. Eine Fläche der Gattung 1 ist homöomorph zu einem Torus und kann nicht geteilt werden. Hier entspricht dieser Fall nur der Familie „Gehäuse, Rohr und sch Dies bedeutet, dass der Simulationsbereich die gesamte Oberfläche umfassen muss, wenn das Ziel der Simulation darin besteht, die Strömungsablösung auf dieser Art von Oberfläche zu analysieren.

Bei Oberflächen der Gattung b treten die korrekten Unterteilungen nur zwischen zwei Tori auf, wie in Abbildung 6 dargestellt. Die Gattung der extrahierten Oberfläche entspricht der Anzahl der beibehaltenen Tori. Alle zuvor dargestellten Oberflächen der Gattung b sind in azimuthaler Richtung periodisch, und die Anzahl der Tori entspricht der Anzahl der Kanäle zwischen den Schaufelblättern. Jeder Tor

die Verbindung der Druckseitenfläche der Schaufel, der beiden Gehäusezwischen-schaufelflächen und der Saugseitenfläche der Schaufel. Wir möchten darauf hinweisen, dass diese spezielle Unterteilung im Rahmen einer topologischen Analyse von entscheidender Bedeutung ist, auch wenn die Strömungsphysik nicht auf das gewählte periodische Muster reagiert. Tatsächlich ist eine isolierte Schaufel, die auf beiden Seiten begrenzt ist, eine Fläche mit Gattung 0, aber ein isolierter Zwischen-schaufelkanal hat eine Gattung gleich eins (siehe Abbildung 6). Die Berücksichtigung einer Unterdomäne, die auf eine Schaufel zentriert ist, kann verlockend sein,

Im Fall des „Diffusors mit parallelen Pfeilern“, bei dem das Geschlecht $b + 1$ ist, ist die Oberfläche nicht periodisch. Es kann jedoch eine Symmetrieebene zwischen den Ausgangskanälen vorhanden sein. Jeder Ausgangskanal und der Eingangskanal können durch einen Torus dargestellt werden. Die Ausgangstori verschmelzen dann mit dem Eingangstorus. Die Symmetrieebene muss an der Verbindungsstelle zwischen den Ausgangstori platziert werden, die die geometrische Symmetrie respektiert. Um die Symmetrieannahme anzuwenden, muss die Anzahl der Pfeiler (b) ungerade sein und das Geschlecht der periodischen Unterdomäne ist $(b + 1)/2$. Andernfalls muss die gesamte Domäne beibehalten werden.

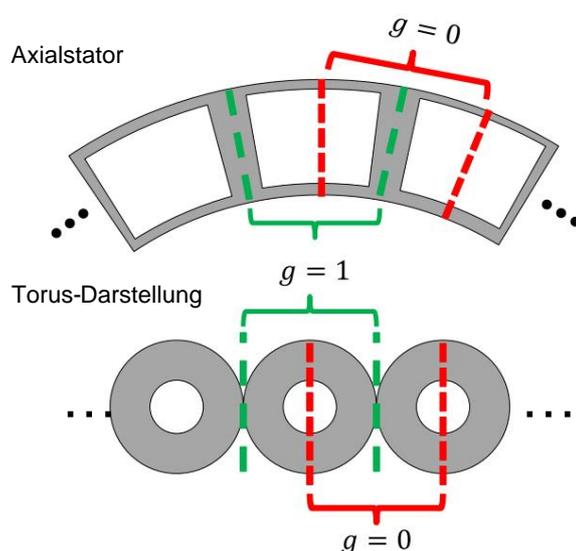


Abbildung 6. Korrekte periodische Unterteilung eines axialen Stators. Die grüne Unterteilung ist sowohl für die Gattungsbestimmung als auch für den Beobachtungsbereich korrekt. Die rote Unterteilung ist nur für den Beobachtungsbereich korrekt.

Der nächste Punkt, auf den man achten sollte, ist die Verteilung der kritischen Punkte, um die Topologieregel zu überprüfen. Dabei müssen drei Arten von kritischen Punkten unterschieden werden: innerhalb des periodischen Bereichs, aus der Teilbereichsaufspaltung (SCP) und auf der periodischen Randfläche. Die kritischen Punkte, die sich innerhalb des periodischen Teilbereichs befinden, zählen vollständig. Die Anzahl dieser kritischen Punkte in der gesamten Oberfläche ist einfach eine periodische Wiederholung. Die SCP sind unteilbar und zählen für einen periodischen Teilbereich und für die gesamte Oberfläche gleich viel. Ein kritischer Punkt auf der periodischen Grenzfläche zählt als halber Punkt im periodischen Teilbereich und als einer für die gesamte Oberfläche. Beispielsweise wird der Stagnationsknoten an der Vorderkante eines Rotorblatts als halber Knoten gezählt, wenn der Punkt auf der periodischen Oberfläche liegt. Wenn ein kritischer Punkt auf den beiden periodischen Oberflächen liegt, zählt dieser Punkt als ein Punkt, im periodischen Teilbereich und in der gesamten Oberfläche. Das klassische Beispiel ist der Stagnationsknoten an der Nabe, der zu den beiden periodischen Oberflächen gehört.

3.5. Anwendung der Topologieregel

An diesem Punkt der Analyse ist das Geschlecht der gesamten Oberfläche bekannt, die SCP sind bestimmt, die Anzahl der Stagnationsknoten ist bestimmt. Die Periodizität wird auf die Analyseoberfläche, die Topologieregel und die Verteilung der kritischen Punkte angewendet. Nun sollte überprüft werden, ob die Topologieregel korrekt ist.

Wenn die Topologieregel überprüft wird, entspricht die erhaltene topologische Organisation einer Situation ohne Strömungsablösung. Von da an kann diese Organisation mit dem tatsächlichen Reibungsfeld verglichen werden, um nach zusätzlichen kritischen Punkten zu suchen. Wenn das Reibungsfeld von

Das interessierende Strömungsfeld weist mehr kritische Punkte auf als der bisher gezählte, das Strömungsfeld weist eine oder mehrere Ablösezonen auf und die zusätzlichen kritischen Punkte sind mit diesen Zonen verbunden.

Wenn die Topologieregel nicht validiert wird, ist die resultierende topologische Organisation nicht physisch. Die topologische Organisation, mit oder ohne Strömungsablösung, muss die Topologieregel überprüfen. Der erste Schritt besteht darin, eine physische topologische Organisation ohne Strömungsablösung zu finden. Bei Turbomaschinen liegt das Problem häufig in den in Abschnitt 3.3 eingeführten Stagnations- und Austrittsknoten an einer Schaufel. In diesem Fall wird nach Erfahrung der Autoren die Topologieregel erfüllt, indem zwei Sattelpunkte hinzugefügt werden, die die Strömung darstellen, die um die Schaufel an der Schaufelverbindung zur Wand herumströmt. Ein Sattelpunkt wird stromaufwärts der Schaufelvorderkante platziert, der andere stromabwärts der Schaufelhinterkante. Von da an kann diese Organisation mit dem tatsächlichen Mantelreibungsfeld verglichen werden.

Die für eine Trennungszone symptomatischen kritischen Punkte erscheinen in Sattelknoten oder Sattel-Fokuspaares, um die Topologieregel einzuhalten.

Eine heikle Idee ist, dass kritische Punkte aus Strömungsablösungen mit kritischen Punkten aus geometrischer Sicht interagieren können. Die Kenntnis der Topologie ohne Strömungsablösungen kann dabei helfen, kritische Punkte unterschiedlichen Ursprungs zu unterscheiden.

Wir möchten betonen, dass die Identifizierung kritischer Punkte für ein gegebenes Reibungsfeld nicht trivial ist. Sie können manuell durch die Untersuchung der Bereiche mit geringer Reibungsgröße erkannt werden. Wenn eine große Anzahl von Mantelreibungsfeldern untersucht werden muss, können automatische Detektionsalgorithmen eingesetzt werden [19]. Dies ist z. B. bei der Charakterisierung der Instationarität einer Ablösezone der Fall.

4. Anwendung auf einen industriellen Radialdiffusor

Im Rahmen des Clean Sky 2-Projekts FLORA wurde eine Large-Eddy-Simulation (LES) eines industriellen Kreiselkompressors durchgeführt. Der Kompressor wurde von SAFRAN Helicopter Engines entwickelt und gebaut. Er besteht aus Einlassleitschaufeln, einem rückwärtsgepeilten, geteilten, unverkleideten Laufrad, einem geteilten, radialen Diffusor mit Schaufeln und axialen Auslassleitschaufeln. Dank einer natürlichen Periodizität in Azimutrichtung ist der Simulationsbereich auf 1/3 der Maschine beschränkt. Eine komprimierbare LES wurde mit dem bei CERFACS entwickelten Code TurboAVBP [20] durchgeführt. TurboAVBP ist ein Paradigma mit einem einzigen Programm und mehreren Daten, das zwei Instanzen des unstrukturierten, massiv parallelen LES-Solvers AVBP umfasst. Sowohl Rotor- als auch Statorbereiche werden innerhalb des Codes gleichzeitig ausgeführt und primitive Variablen werden interpoliert und mithilfe von Overset-Gittern mit der CWIPI-Bibliothek von Onera [21] ausgetauscht. Der Aufbau ähnelt dem in [22] verwendeten, wobei der konvektive Operator durch das Lax-Wendroff-Verfahren (2. Ordnung genau) und eine explizite Zeitvorrückung diskretisiert wird [23]. Das Sigma [24] Sub-Grid Scale-Modell (SGS) wird verwendet und das Standard-Log-Gesetz wird auf alle festen Grenzen angewendet.

In diesem Artikel wird nur der Radialdiffusor mit geteilten Schaufeln betrachtet. Das verwendete Strömungsfeld ist der Durchschnitt instationärer Lösungen über einen Zeitraum von etwa 10 Rotationen. Um die Analyse zu vereinfachen, wird die LES-Lösung von einem unstrukturierten Netz mit 114 Millionen Zellen auf ein strukturiertes Netz mit 6 Millionen Zellen interpoliert. Zweidimensionale Stromlinien an den ersten Zellen werden als angemessene Annäherung an das Hautreibungsfeld verwendet. Sie werden durch die Geschwindigkeitsgröße eingefärbt.

Die gewählten Betriebsbedingungen liegen in der Nähe des besten Wirkungsgrades und der Nenndrehzahl. Wie im Folgenden dargestellt, sind die Strömungsablösezonen klein und haben nur einen begrenzten Einfluss auf die Leistung. Dieser Fall lässt sich leicht analysieren und wird zur Veranschaulichung der vorgestellten Methodik ausgewählt.

4.1. Bestimmung der Oberflächengattung

Aus Tabelle 1 geht hervor, dass die Gattung eines Radialdiffusors gleich der Anzahl der Haupt- und Teilschaufeln b ist. Die Teilschaufeln zählen zur Anzahl der Schaufeln (diese sind sowohl mit der Nabe als auch mit der Ummantelung verbunden). Die Oberfläche bleibt kontinuierlich, auch wenn die Oberfläche zwischen jeder Schaufel auf der Ummantelungsoberfläche geschnitten ist.

die Oberfläche in zwei Teile. Die genaue Anzahl der Klingen kann aufgrund des gewerblichen Eigentums nicht angegeben werden. Die Topologieregel lautet hier:

$$\chi_N \chi_S = 2 \chi_g = 2 \chi_{2b}. \quad (4)$$

4.2. Oberflächenaufteilung und kritischer Aufspaltungspunkt (SCP)

Laut Tabelle 2 führt die Extraktion des Radialdiffusors aus dem vollständigen Kompressor zu vier SCP: zwei Radialknoten und zwei Sattelknotenkombinationen. Die beiden Radialknoten erzeugen Reibungslinien und befinden sich an den Naben- und Mantelflächen auf der Kompressorachse. Die Sattelknotenkombinationen befinden sich an der kreisförmigen Begrenzung der Naben- und Mantelflächen. Diese Sattelknotenkombinationen erzeugen eine gleiche Anzahl von Sattel- und Knotenpunkten und sind daher topologisch neutral.

4.3. Stagnationsknoten innerhalb der Domäne

An jeder Schaufel sind zwei Stauknoten vorhanden. Im gesamten Diffusor gibt es also sind $2b$ Knoten.

4.4. Periodizität

Unter Verwendung von Homöomorphismus ist der Radialdiffusor äquivalent zu B-Tori. Jeder Torus wird durch die Saugseitenoberfläche der Schaufel, die Deck- und Nabenoberflächen zwischen den Schaufeln und die Druckseitenoberfläche der Schaufel begrenzt. Erinnern wir uns daran, dass es zwei verschiedene Schaufelgeometrien gibt, die Hauptschaufel und die Teilschaufel. Um die geometrische Periodizität beizubehalten, wird daher die azimutale Periodizität auf 2-Tori angewendet und der Analysebereich wird durch die Saugseite einer Hauptschaufel und die Druckseite der nächsten Hauptschaufel begrenzt. Der Analysebereich umfasst beide Seiten der Teilschaufel, wie in Abbildung 7 dargestellt. Die Deckflächenoberfläche ist mit geringer Opazität eingestellt, um die interne Teilschaufel zu sehen. Folglich ist das Geschlecht dieses Teilbereichs $g = 2$ und die Topologieregeln ergeben:

$$\chi_N \chi_S = \chi_g. \quad (5)$$

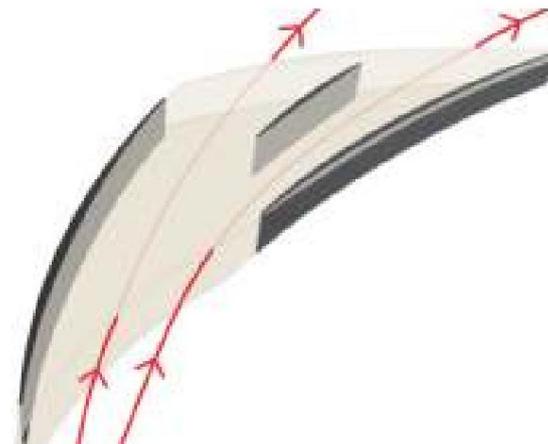


Abbildung 7. Dreidimensionale Darstellung des Analyse-Unterbereichs. Die Oberfläche des Mantels ist mit geringer Opazität eingestellt. Rote Pfeile stellen die Strömungsrichtung dar.

4.5. Anwendung der Topologieregel Bei

den bisherigen Betrachtungen enthält das periodische Teilgebiet sechs Knoten (zwei Halbknoten an der Saugseite des Hauptblattes, zwei Halbknoten an der Druckseite des Hauptblattes, zwei Knoten von den Teilblättern und zwei Knoten vom SCP) und keinen Sattelpunkt (die SCP- Sattel-Knoten-Kombinationen kompensieren sich und werden hier nicht gezählt). Daher ist Gleichung (5) nicht erfüllt.

Die Analyse des Mantelreibungsfeldes an der Wand zeigt eine Strömungsorganisation um jedes Schaufelblatt, wie sie in Abbildung 8 dargestellt ist. In der Mitte der Vorderkante, dem Stau

(N1, Abbildung 8) sendet Reibungslinien aus. Sie verlaufen an den Seiten des Blattes entlang, in Richtung Blattspitze und in Richtung Blattwurzel. Die in Richtung Blattwurzel verlaufenden Reibungslinien verursachen eine Rückflusszone stromaufwärts der Vorderkante der Nabenoberfläche. Die von stromaufwärts kommenden Reibungslinien auf der Nabenoberfläche werden um die Rückflusszone herum abgelenkt und verursachen den Sattelpunkt (S1, Abbildung 8). Die von S1 um das Blatt herum ausgehenden Reibungslinien werden vom Sattelpunkt an der Hinterkante (S2, Abbildung 8) gesammelt. Der Sattelpunkt S2 sendet Reibungslinien aus, die stromabwärts und entlang der Hinterkante verlaufen. Eine ähnliche Organisation findet sich auf der Manteloberfläche (S3 und S4, Abbildung 8). Der Austrittsknoten (N2, Abbildung 8) sammelt die von S2, S4 und N1 ausgehenden

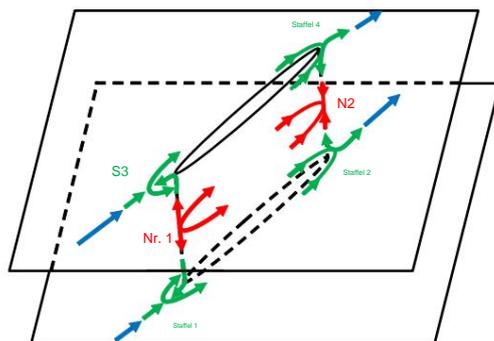


Abbildung 8. Topologie ohne Trennung einer beidseitig begrenzten Schaufelblattoberfläche.

Nach den Erfahrungen des Autors ist diese topologische Organisation bei einer durch zwei Oberflächen begrenzten Schaufel die einfachste beobachtete Konfiguration und symptomatisch für eine Strömung, die feste Volumina umgeht.

Zusammenfassend werden dem Splitterblatt vier Sattelpunkte und zwei Knoten zugeordnet. Da der Analysebereich der Interblade-Kanal ist, werden zwei halbe Hauptblätter betrachtet und mit acht halben Sattelpunkten und vier halben Knoten versehen. Mit den zwei Knoten aus dem SCP ist nun die Topologieregel (5) erfüllt.

Bisher wurden keine Strömungsablösezone eingeführt. Dieses Beispiel wurde ausgewählt, da die Strömungsablösezone voraussichtlich klein sein werden. Daher ist es einfacher, die kritischen Punkte in solche zu unterteilen, die mit dem geometrischen Aspekt zusammenhängen, und solche, die aufgrund der Strömungsablösung auftreten. Tatsächlich ist diese Unterscheidung oft schwierig, da alle kritischen Punkte miteinander interagieren können. Die Analyse der Hautreibungslinien zeigt fünf isolierte Strömungsablösezone. In Abbildung 9 sind die kritischen Punkte an der Nabenoberfläche dargestellt. Die kritischen Punkte, die mit geometrischen Aspekten zusammenhängen und in Abbildung 8 grün markiert sind, sind ebenfalls grün markiert. Die anderen kritischen

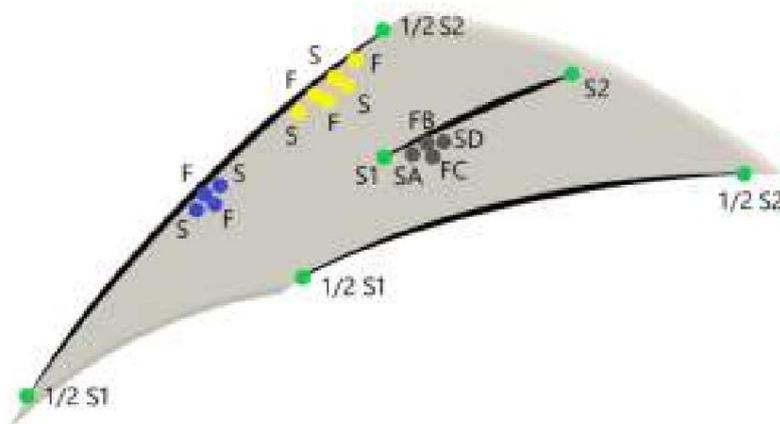


Abbildung 9. Lage der verschiedenen kritischen Punkte auf der Nabenoberfläche.

Der erste, blau markierte Punkt befindet sich an der Verbindungsstelle zwischen der Saugseite des Hauptblatts und der Nabe, ungefähr in der Mitte der Sehne. Eine Zone mit ähnlichen kritischen Punkten

Verteilung wird an der Ecke der Manteloberfläche beobachtet. Die zweite, gelb markierte, befindet sich stromabwärts der ersten. In diesem Fall wird eine solche Zone am Mantel nicht beobachtet. Beide Trennungszonen sind symptomatisch für eine Ecktrennung. In einer solchen Region ist die Von der Eckgrenzschicht aus wirkt ein ungünstiger Druckgradient auf das Fluid mit niedriger Energie.

Die letzte Zone ist grau markiert und befindet sich auf der Saugseite der Spaltschaufel nahe der Vorderkante. Die gleiche Topologie wird an der Manteloberfläche beobachtet. Die Reibung Die Leitungen auf der Saugseite des Verteilers sind in Abbildung 10 dargestellt. Die Vergrößerung zeigt die lokale Verteilung der kritischen Punkte auf der Nabenoberfläche mit zwei Sattelpunkten und zwei Brennpunkten. Diese Ablösezone ist symptomatisch für eine lokale Strömungsabweichung nahe der Nabe und Mantelrohr. Solche Strömungsverhältnisse können durch die im Hauptkanal, der die Grenzschichtströmung von der Saugseite eines Hauptblattes mit sich zieht zur Druckseite des benachbarten. Darüber hinaus sind die Ecktrennzonen an der Saugseite (blau und gelb, Abbildung 9) kann einen Blockadeeffekt hervorrufen, der dazu beiträgt zur Durchflussabweichung.

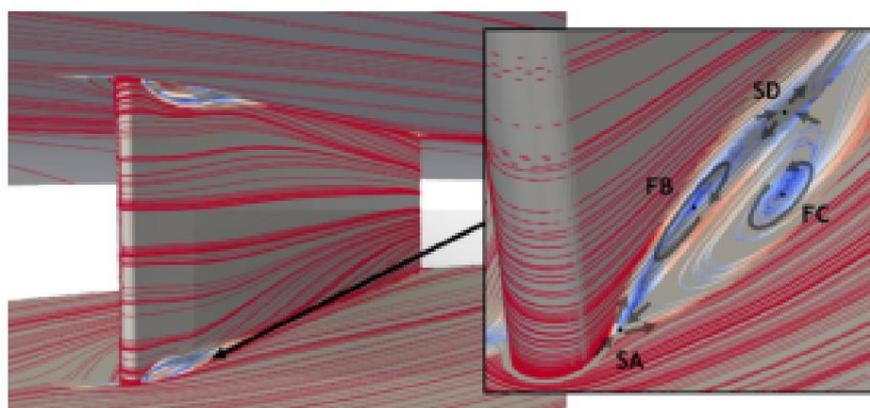


Abbildung 10. Hautreibungslinien, gefärbt durch die Geschwindigkeitsgröße in der ersten Zelle. Von Minimum bis Maximum: blau bis rot.

Die topologische Analyse sowie die Analyse der Reibungsfelder ermöglichen charakterisieren die sichtbaren kritischen Punkte als Funktion ihrer Ursprünge. Nach der Mit der in diesem Papier vorgestellten Methodik kann diese Analyse von der periodischen Teildomäne bis zum vollständigen Diffusor. Tabelle 3 fasst die Anzahl der kritischen Punkte für beide Domänen. Wir betonen, dass die Gleichungen (4) bzw. (5) erfüllt sind für die periodisch und die vollständige Domäne.

Tabelle 3. Auflistung der kritischen Punkte.

(a) Analysebereich	Sattel	Knoten	Fokus
Von SCP *	0	2	0
Vom Stagnationsknoten	0	4	0
Aus geometrischer Sicht	8	0	0
Von der Strömungstrennung	11	0	11
Gesamt	19	17	
b) Vollständiger Diffusor	Sattel	Knoten	Fokus
Von SCP *	0	2	0
Vom Stagnationsknoten	0	2 b	0
Aus geometrischer Sicht	4 b	0	0
Von der Strömungstrennung	11 (b/2)	0	11 (b/2)
Gesamt	4 b + 11 (b/2)	2 + 2 b + 11 (b/2)	

(*) Sattel-Knoten-Kombinationen von SCP kompensieren sich selbst.

5. Schlussfolgerungen

In diesem Artikel wird eine Methode vorgeschlagen, um die Analyse einer dreidimensionalen Strömungsablösung mithilfe kritischer Punkte richtig zu starten. Diese Methode berücksichtigt die Besonderheiten des Turbomaschinenbereichs. Die wichtigsten Schritte dieser Analyse sind:

- Bestimmung der Oberflächengattung und der Topologieregel;
- Bestimmung der kritischen Aufspaltungspunkte (SCP), die durch die Isolierung der Oberfläche vom Gesamtsystem verursacht werden;
- Bestimmung der Stagnations- und Austrittsknoten innerhalb des Bereichs, insbesondere an der Vorder- und Hinterkante der Schaufeln und an der Nabenspitze;
- Eine Reduzierung des Analysebereichs auf einen kleineren Unterbereich, falls eine natürliche Periodizität vorliegt. Die Auswirkungen auf die Topologieregel und die Verteilung der kritischen Punkte werden beschrieben;

- Eine Definition der Topologie ohne Strömungsablösung, die die Topologieregel einhält. Strömungsbereiche, die zusätzliche kritische Punkte aufweisen, werden dann hervorgehoben und ihre physikalischen Ursprünge können weiter analysiert werden.

Die Topologieregel ist ein einzigartiges Werkzeug zum Auffinden aller kritischen Punkte und zum Ableiten von Strömungsablösungsmechanismen. Sie sollte jedoch mit Vorsicht verwendet werden, da eine falsche Topologieregel zu irreführenden Schlussfolgerungen führen kann. Diese Methode hilft, das Konzept der Gattung zu klären, selbst bei komplexen Geometrien und mit Domänenbeschränkungen, und hilft folglich, die Topologieregel richtig anzuwenden. Schließlich scheint, wie bei der Analyse eines radialen Diffusors gezeigt, die Auswertung der Topologie ohne Ablösung eine gute Praxis zu sein, um kritische Punkte aus geometrischer Sicht und aus

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung durch PD mit Hilfe von JC und GM, LES-Berechnung durch JD und Analyse durch PD. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Dieses Projekt wurde im Rahmen des Forschungs- und Innovationsprogramms Horizont 2020 der Europäischen Union unter der Finanzhilfvereinbarung Nr. 820099 vom Clean Sky 2 Joint Undertaking (JU) gefördert.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Diese Veröffentlichung spiegelt nur die Meinung der Autoren wider und die JU ist nicht für die Verwendung der darin enthaltenen Informationen verantwortlich.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Anhang A

Die Bestimmung der Euler-Charakteristik erfolgt üblicherweise nach Gleichung (1), die unter der Annahme einer verbundenen, orientierbaren, geschlossenen Oberflächenanalyse gilt. Um eine zuverlässige Anwendung zu gewährleisten, werden die Definitionen von verbunden (Definition A1), orientierbar (Definition A2) und geschlossen (Definition A3) im Folgenden dargestellt [11,12].

Definition A1. Eine einteilige Oberfläche heißt verbunden.

Definition A2. Eine zusammenhängende Oberfläche wird als orientierbar bezeichnet, wenn sie zwei „Seiten“ hat. Eine Kugel und ein Torus sind beispielsweise orientierbare Oberflächen, das Möbiusband jedoch nicht.

Definition A3. Eine geschlossene Oberfläche ist zusammenhängend, ohne Rand (i) und kompakt (ii). Eine Kugel und ein Torus sind beispielsweise geschlossene Oberflächen, die Scheibenoberfläche jedoch nicht.

i Der Rand ist die Menge der Punkte, die sowohl von innen als auch von außen auf der Oberfläche erreicht werden können. Eine mathematische Scheibe ist beispielsweise eine Oberfläche mit Rand, eine Kugel hingegen nicht.

ii Was hier wichtig ist: Eine Oberfläche heißt kompakt, wenn die beiden folgenden Eigenschaften beide erfüllt sind: –

Sie kann in eine Box endlicher Größe eingebettet werden. Die Menge heißt dann beschränkt. Eine Ebene ist unbeschränkt, da sie sich in alle Richtungen ausdehnt, aber eine Scheibe ist eine beschränkte Oberfläche.

– Sie enthält alle ihre Randpunkte. Die Menge heißt dann abgeschlossen. Folglich ist die Kreisscheibe Die Oberfläche, die ihre Grenze (nicht) enthält, ist (nicht) geschlossen.

Folglich ist eine geschlossene Oberfläche nicht unbedingt eine geschlossene Oberfläche. Pragmatisch gesehen ist die Scheibenoberfläche, die ihre Begrenzung enthält, geschlossen, aber keine geschlossene Oberfläche.

Verweise

1. Prandtl, L. *Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung*; Teubner: Heidelberg, Deutschland; Leipzig, Deutschland, 1904; P. 484.
2. Greitzer, EM-Surge und rotierender Stall in Axialkompressoren – Teil II: Experimentelle Ergebnisse und Vergleich mit der Theorie. *J. Eng. Power* 1976, 98, 199–211. [\[CrossRef\]](#)
3. Duquesne, P.; Maciel, Y.; Deschênes, C. Untersuchung der Strömungsablösung im Diffusor einer Rohrturbine. *J. Fluids Eng.* 2016, 138, 011102. [\[CrossRef\]](#)
4. Mauri, S.; Kueny, JL; Avellan, F. Werlé–Legendre-Trennung in einem Saugrohr einer hydraulischen Maschine. *J. Fluids Eng.* 2005, 126, 976–980. [\[Querverweis\]](#)
5. Moëne-Loccoz, V.; Trébinjac, I.; Poujol, N.; Duquesne, P. Erkennung und Analyse eines alternativen Strömungsmusters in einem radialen Leitschaufeldiffusor. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2020, 5, 2. [\[CrossRef\]](#)
6. Fiquet, AL; Aubert, S.; Brandstetter, C.; Buffaz, N.; Vercoutter, A. Akustische Resonanz in einem axialen mehrstufigen Kompressor, die zu nicht synchronen Schaufelschwingungen führt. *J. Turbomach.* 2021, 143, 091014. [\[CrossRef\]](#)
7. Lacagnina, G.; Chaitanya, P.; Berk, T.; Kim, JH; Joseph, P.; Ganapathisubramani, B.; Hasheminejad, SM Mechanismen von Tragflächenprofilen Lärm in der Nähe von Strömungsabrissbedingungen. *Phys. Rev. Fluids* 2019, 4, 123902. [\[CrossRef\]](#)
8. Mohan, PR; Prasad, CMV Eine Untersuchung der Entstehung einer Rückflusszone durch Wirbelströmungen in einem konischen Kanal. In *Proceedings of the ASME 1983 International Gas Turbine Conference and Exhibit*, Phoenix, AZ, USA, 27. März 1983.
9. Détery, J. *Topologie dreidimensionaler getrennter Strömungen: Singuläre Punkte, Strahlteiler und Wirbelstrukturen*; ISTE Ltd.: London, UK; Wiley: Hoboken, NJ, USA, 2013.
10. Dawkins, I.; Taylor, J.; Ottavy, X.; Miller, R. Die instationäre Topologie von Eckabständen. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2021: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen*, Online, 7.–11. Juni 2021. [\[CrossRef\]](#)
11. Munkres, J. *Topology*, 2. Auflage; Pearson: London, UK, 2000.
12. Massey, WS; William, S. *Ein Grundkurs in algebraischer Topologie*; Graduate Texts in Mathematics; Springer: New York, NY, USA, 1991. [\[Querverweis\]](#)
13. Abbena, E.; Salamon, S.; Gray, A. *Moderne Differentialgeometrie von Kurven und Flächen mit Mathematica*; Chapman und Hall/CRC: Boca Raton, CA, USA, 2006; ISBN 978-1584884484.
14. Poincaré, H. *Académie des Sciences (Frankreich), Frankreich, Ministère de l'éducation Nationale, Paul Appell und Gaston Darboux. Oeuvres de Henri Poincaré*; Paris: Gauthier-Villars et Cie. 1916. Online verfügbar: <http://archive.org/details/uvresdehenripoin03poin> (abgerufen am 7. Januar 2022).
15. Hunt, JCR; Abell, CJ; Peterka, JA; Woo, H. Kinematische Untersuchungen der Strömungen um freie oder oberflächenmontierte Hindernisse; Anwendung der Topologie zur Strömungsvisualisierung. *J. Fluid Mech.* 1978, 86, 179–200. [\[CrossRef\]](#)
16. Lighthill, MJ Anhaftung und Trennung in dreidimensionalen Strömungen. In *Laminar Bound; Layer Theory*; Oxford University Press: Oxford, Großbritannien, 1963; Seiten 72–82.
17. Tobak, M.; Peake, DJ Topologie dreidimensionaler getrennter Strömungen. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1982, 14, 61–85. [\[CrossRef\]](#)
18. Surana, A.; Grunberg, O.; Haller, G. Exakte Theorie der dreidimensionalen Strömungsablösung. Teil 1. Stationäre Ablösung. *J. Fluid Mech.* 2006, 564, 57–103. [\[CrossRef\]](#)
19. Depardon, S.; Lasserre, JJ; Brizzi, LE; Borée, J. Automatisierte Topologie-Klassifizierungsmethode für momentane Geschwindigkeitsfelder. *Exp. Fluids* 2007, 42, 697–710. [\[CrossRef\]](#)
20. Schoenfeld, T.; Rudgyard, M. Stationäre und instationäre Strömungssimulationen mit dem hybriden Strömungslöser AVBP. *AIAA J.* 1999, 37, 1378–1385. [\[CrossRef\]](#)
21. Duchaine, F.; Jauré, S.; Poitou, D.; Quémerais, E.; Staffelbach, G.; Morel, T.; Gicquel, L. Analyse der konjugierten Hochleistungswärmeübertragung mit dem Openpalm-Koppler. In *Computational Science & Discovery*; IOP Publishing: Bristol, Großbritannien, 2015. [\[CrossRef\]](#)
22. Dombard, J.; Duchaine, F.; Gicquel, L.; Staffelbach, G.; Buffaz, N.; Trébinjac, I. Große Wirbelsimulationen in einer transsonischen Kompressor. In *American Society of Mechanical Engineers Digital Collection*; ASME: New York, NY, USA, 2018. [\[CrossRef\]](#)
23. Lax, PD; Wendroff, B. Differenzenschemata für hyperbolische Gleichungen mit hoher Genauigkeit. *Commun. Pure Appl. Math.* 1964, 17, 381–398. [\[CrossRef\]](#)
24. Nicoud, F.; Toda, HB; Cabrit, O.; Bose, S.; Lee, J. Verwenden von singulären Werten zum Erstellen eines Subgitter-Skalenmodells für Large-Eddy-Simulationen. *Fluids* 2011, 23, 085106. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Optimierung des aerodynamischen Designs von Turbinenschaufeln durch CFD und neuronale Netzwerkmodelle

Chao Zhang * und Matthew Janeway

Siemens Digital Industries Software, Cypress, CA 90630, USA;
matt.janeway@siemens.com * Korrespondenz: chao.zhang1@siemens.com

Zusammenfassung: Optimierungsmethoden werden häufig für die aerodynamische Konstruktion von Gasturbinenschaufeln eingesetzt. Während die Anwendung von Optimierungen auf hochpräzise numerische Strömungsmechanik-Simulationen (CFD) die Leistungsfähigkeit von Konstruktionsmodellen verbessern kann, ist es eine Herausforderung, die verlängerte Laufzeit aufgrund der rechenintensiven CFD-Läufe zu überwinden. Modelle reduzierter Ordnung und in jüngerer Zeit auch maschinelle Lernmethoden werden in Gasturbinenstudien zunehmend eingesetzt, um Leistungskennzahlen und Betriebseigenschaften vorherzusagen, Turbulenzen zu modellieren und Konstruktionen zu optimieren. Die Anwendung maschineller Lernmethoden ermöglicht die Nutzung vorhandener Kenntnisse und Datensätze aus verschiedenen Quellen, wie z. B. früheren Experimenten, CFD, Simulationen mit geringer Genauigkeit, 1D- oder Systemstudien. Die vorliegende Studie untersucht die Einfügung eines maschinellen Lernmodells, das solche Daten in einen hochpräzisen CFD-gesteuerten Optimierungsprozess nutzt und so die Anzahl der erforderlichen Auswertungen des CFD-Modells effektiv reduziert. Künstliche neuronale Netzwerkmodelle (KNN) wurden anhand von Die trainierten ANN-Modelle wurden dann als Ersatz in einem verschachtelten Optimierungsprozess neben einer vollständigen dreidimensionalen Navier-Stokes CFD-Simulation verwendet. Die deutlich geringeren Evaluierungskosten der Das ANN-Modell ermöglicht Zehntausende von Designbewertungen, um die Suche nach den besten Schaufelprofilen zu leiten, die in den teureren, hochpräzisen CFD-Läufen verwendet werden sollen, wodurch der Fortschritt der Optimierung verbessert und gleichzeitig die erforderliche Rechenzeit reduziert wird. Es wird geschätzt, dass der aktuelle Arbeitsablauf eine fünffache Reduzierung der Rechenzeit im Vergleich zu einem Optimierungsprozess erreicht, der ausschließlich auf dreidimensionalen (3D) CFD-Simulationen basiert. Die Methodik wird an der Hochdruckturbinenschaufel der NASA/General Electric Energy Efficient Engine (E3) demonstriert und ergab Pareto-Front-Designs mit verbesserter Schaufel-effizienz und Leistung gegenüber der Basislinie. Die quantitative Analyse der Optimierungsdaten zeigt, dass einige Designparameter in der vorliegenden Studie einflussreicher sind als andere, wie z. B. der Neigungswinkel und der Spitzenskalierungsfaktor. Die Untersuchung der optimierten Designs bietet auch Einblicke in die Physik und zeigt, dass die optimierten Designs einen geringeren Druckabfall in der Nähe der Hinterkante aufweisen, aber im Vergleich zum Basisdesign einen früheren Druckabfall auf der Saugseitenoberfläche aufweisen, was zu den beobachteten Verbesserungen bei Effizienz und Leistung beiträgt.

Schlüsselwörter: CFD; Optimierung; Aerodynamik; Gasturbinen; maschinelles Lernen; neuronale Netzwerke



Zitat: Zhang, C.; Janeway, M.

Optimierung des aerodynamischen
Designs von Turbinenschaufeln mittels
CFD und neuronalen Netzwerkmodellen. Int. J.
Turbomach. Propuls. Power 2022, 7, 20. <https://doi.org/10.3390/ijpp7030020>

Wissenschaftlicher Herausgeber: Tom Verstraete

Empfangen: 25. April 2022

Akzeptiert: 28. Juni 2022

Veröffentlicht: 30. Juni 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeit.
ationen.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel,
der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons
Namensnennungs-Lizenz (CC BY-
NC-ND) (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Die vorliegende Studie wendet Methoden des maschinellen Lernens in einer CFD-basierten Optimierung der Aerodynamik von Turbinenschaufeln an. Literatur zu Optimierungs- und Methoden des maschinellen Lernens, die in Gasturbinenstudien verwendet werden, wird besprochen, gefolgt von einer Zusammenfassung der Motivation der vorliegenden Arbeit.

Die numerische Optimierung wird häufig bei der Konstruktion und Analyse von Gasturbinen eingesetzt. In einigen früheren Studien wurden spezielle Optimierungsalgorithmen untersucht, um Modelle mit geringerer Genauigkeit zu nutzen und so eine schnelle Optimierungszeit zu erreichen. Eine Studie zur aerodynamischen Flügeloptimierung verwendete eine Näherungs- und Modellierung.

Methode zur Integration von Modellen mit geringerer Genauigkeit, die rechnerisch günstiger sind, und gelegentlichem Rückgriff auf genauere, teurere Modelle, was zu einer Verdreifachung der Optimierungszeit führt [1]. Eine andere Studie verfolgte ein ähnliches Konzept und verwendete einen Trust-Region-Ansatz, um die exakten Modelle während der Optimierungsiterationen mit günstigeren Ersatzmodellen zu verschachteln [2]. Diese Methoden zeigen die Möglichkeit auf, durch Integration von Ersatzmodellen mit geringerer Genauigkeit optimierte Lösungen mit einem begrenzten Rechenaufwand zu erhalten. In den letzten Jahren stützten sich immer mehr Optimierungsstudien auf parametrische CFD-Modelle. Bei der Optimierung des Kühlmitteldurchflusskanals der NASA C3X-Leitschaufel wurden unterschiedliche Designs wiederholt durch CFD-Läufe bewertet [3]. Bei der Studie einer Schiffs-Hochdruckturbine [4] wurden zehn Designparameter, die mehrreihige Filmkühlungsdesigns steuern, in das CFD-Modell eingebaut und basierend auf einem nicht dominierten sortierenden genetischen Algorithmus optimiert. Es wurden auch mehrere Studien an ultra-superkritischen Dampfturbinen durchgeführt [5,6], bei denen die aerodynamische Effizienz der Schaufeln mithilfe von 2D- und 3D-CFD-Simulationen optimiert wurde, die vom kommerziellen Sherpa-Optimierungsalgorithmus Simcenter HEEDS von Siemens gesteuert wurden. Eine CFD-basierte Co-Optimierungsstrategie wurde in [7] vorgestellt, die einen Workflow zur Kopplung verschiedener Disziplinen in einer verschachtelten Optimierungsschleife demonstriert, um parallele aerodynamische und thermische Schaufeloptimierungen durchzuführen. Neben der Verbesserung des Turbinenschaufeldesigns wurde die Optimierung auch zur Verbesserung des Betriebs von Gasturbinenriebwerken eingesetzt, um beispielsweise die besten Ventileinstellungsparameter zu finden, die den Kraftstoffverbrauch senken [8].

Mit den Fortschritten in der Informatik und der Datenspeicherung ist ein zunehmendes Interesse an der Anwendung von Methoden des maschinellen Lernens bei der Konstruktion von Gasturbinen zu beobachten. Ein Bereich solcher Anwendungen, der zunehmendes Interesse erfährt, ist die Vorhersage von Leistungskennzahlen mithilfe von Modellen, die anhand von Eingabedaten trainiert wurden, die durch frühere Simulationen oder Experimente gewonnen wurden. In einer früheren Studie [9] wurden die Auslasstemperatur und der Brennstoffmassenstrom bei verschiedenen Betriebsbedingungen für eine 255-MW-Einwellen-Gasturbine durch den Aufbau eines dreischichtigen neuronalen Netzwerkmodells vorhergesagt. Eine weitere Anwendung des Modells eines künstlichen neuronalen Netzwerks (KNN) wurde in einer Turbinenfilmkühlungsstudie beobachtet, um die momentanen Temperaturverteilungen entlang der Schaufeloberfläche sowie die Kühleffizienz vorherzusagen [10]. In einer anderen Studie eines Strahltriebwerks [11] wurde eine maschinelle Lernmethode entwickelt, die physikbasierte und messbasierte Modellierung kombiniert und zur Durchführung von vorbeugender Wartung und Fehlerdiagnose verwendet wurde. Methoden des maschinellen Lernens wurden auch auf ein militärisches Viper 632-43-Turbostrahltriebwerk angewendet, um die Abgastemperatur mithilfe von Modellen vorherzusagen, die anhand von Daten trainiert wurden, die von einem Gasturbinensimulationsprogramm gesammelt wurden [12]. Über die Vorhersage einzelner technischer Kennzahlen hinaus wurde maschinelles Lernen auch zur Vorhersage von Feldgrößen verwendet, die kompliziertere zugrunde liegende physikalische Gesetze darstellen. Zur Entwicklung von Modellen der aerodynamischen Belastungen vibrierender Turbinenschaufeln wurde in einer anderen Studie die Oberflächendruckverteilung in einer Turbine mithilfe von Transfer-Learning-Modellen vorhergesagt, die Wissen von einem großen, aber wenig verlässlichen Datensatz auf einen kleinen, aber hoch verlässlichen Datensatz übertragen und dabei einen geringen Vorhersagefehler bei reduzierten Kosten aufweisen [14]. Maschinelles Lernen wurde auch auf die Vorhersage von Betriebseigenschaften von Gasturbinenriebwerken angewendet, wobei Echtzeitdaten von Kraftwerken zur Entwicklung neuronaler Netzwerke verwendet wurden [15,16]. Neben den oben genannten Anwendungen wurde maschinelles Lernen auch zur Entwicklung von Turbulenzverschlussmodellen untersucht. In einer Studie zur Nachlaufmischung erwies sich ein maschinelles Lernmodell als robust unter mehreren verschiedenen Betriebsbedingungen, wenn es in ein RANS-CFD-Modell einer Niederdruckturbine integriert wurde [17]. Ein Übersichtsartikel über Methoden des maschinellen Lernens für Wissenschaft und Technik hob insbesondere die Notwendigkeit interpretierbarer, verallgemeinerbarer, erweiterbarer und zertifizierbarer Techniken des maschinellen Lernens hervor. Neuere Arbeiten konzentrieren sich auch auf die Verwendung von maschinellem Lernen in Designoptimierungsverfahren. Bei der Optimierung eines Kreisellkompressorlaufrads [19] wurde zunächst ein ANN-Modell unter Verwendung von CFD- und FEA-Daten aus einer Design of Experiment (DOE)-Studie entwickelt. Anschließend wurde das ANN-Modell in einem Optimierungsverfahren angewendet.

1% Steigerung der isentropischen Effizienz und 10% Reduzierung der Blattspannung. In einer anderen Studie, in der eine geschnitzte Blattspitze untersucht wurde [20], wurden 55 CFD-Läufe durchgeführt, um ANN-Metamodelle zu generieren, die dann in einer genetischen Algorithmus-Routine verwendet wurden, um die Form der Blätter zu optimieren. In einer Studie zur Optimierung von Steuerflächen für Raketen [21] wurden maschinelles Lernen, bestärkendes Lernen und Transferlernen in das Optimierungsverfahren integriert und CFD in den Bewertungsiterationen genutzt. In einer anderen Studie zur Optimierung von 2D-Tragflächen [22] wurde ein tiefes, konvolutionelles generatives kontraktorisches Netzwerk trainiert und als Ersatzmodell in ein Optimierungsframework eingebettet. In einer weiteren Studie eines kompakten Turbinenrotors [23] wurden Modelle maschinellen Lernens trainiert und verwendet, um Wirkungsgrad und Drehmoment basierend auf einem gradientenbasierten mehrzieligen Optimierungsalgorithmus zu optimieren. Neben der Verwendung von Modellen maschinellen Lernens bei der Optimierung wurden in mehreren CFD- und Optimierungsstudien Modelle maschinellen Lernens mit Response Surface-Modellen (RSM) verglichen. Eine Studie zur Optimierung von Luftzyklonen [24] kam zu dem Schluss, dass neuronale Netzwerke einen alternativen und leistungsstarken Ansatz zu Response Surface-Methoden zur Modellierung des Zyklondruckabfalls bieten, verglichen mit experimentellen Daten. In einer anderen Studie zur Modellierung und Optimierung eines perforierten Leitblechs zur Kühlung von Turbinenschaufelkanälen [25] wurde festgestellt, dass sowohl ANN- als auch RSM-Methoden Reibungsfaktor und Nusselt-Zahlenwerte vorhersagen konnten, obwohl die RSM-Methode in dieser Studie etwas besser abschnitt als ANN. In einer neueren Studie zur Zyklonoptimierung wurden auch

Wie in der oben genannten Literatur erläutert, kann eine Optimierung, die hochpräzise CFD-Simulationen nutzt, im Allgemeinen genaue und realistische optimale Designs liefern. Während die Nutzung eines neuronalen Netzwerks als Ersatz für die CFD-Bewertungen in der Optimierungsschleife die Rechenzeit erheblich verbessern kann, besteht die grundlegende Herausforderung darin, dass ein neuronales Netzwerkmodell im Vergleich zu einer CFD-Simulation ein Modell mit geringerer Genauigkeit ist und daher möglicherweise nicht so genau wie CFD bei der Vorhersage bestimmter Designvarianten ist, die für den Optimierungsprozess erforderlich sind. Darüber hinaus können neuronale Netzwerkmodelle auch auf der Grundlage zuvor verfügbarer Datensätze trainiert werden, die aus verschiedenen Studien stammen, wie z. B. 1D- und 2D-Simulationsdaten und experimentellen Daten, was dazu führt, dass das neuronale Netzwerk im Vergleich zu 3D-CFD ein Modell mit reduzierter Ordnung ist. Wenn also die Vorhersagegenauigkeit erforderlich ist, kann es zu fehlerhaften Ergebnissen führen, wenn man sich ausschließlich auf das neuronale Netzwerk verlässt. Die vorliegende Studie stellt einen verschachtelten Optimierungsworkflow vor, der sowohl neuronale Netzwerke als auch hochpräzise 3D-CFD-Simulationen gleichzeitig nutzen kann, um sicherzustellen, dass jedes „beste“ Design vom CFD-Tool detailliert untersucht wird. Die Einführung eines neuronalen Netzwerks in die Optimierung ermöglicht eine Reduzierung der Anzahl der CFD-Auswertungen um über 70 % und führt somit zu einer deutlichen Reduzierung der Rechenkosten im Vergleich zu einem Verfahren, das ausschließlich auf CFD-Simulationen basiert. Die Methodik wird anhand einer aerodynamischen

2. Methodik

Künstliche neuronale Netzmodelle werden neben 3D-CFD-Simulationen in einem numerischen Optimierungsverfahren verwendet, um die aerodynamische Leistung eines Turbinenblatts zu verbessern. ANN-Modelle werden typischerweise mit großen Datensätzen trainiert, die aus früheren experimentellen oder numerischen Studien stammen. In Unternehmen/Organisationen, die Forschung und Entwicklung an technischen Designs durchführen, sind diese Datensätze normalerweise aus früheren Studien verfügbar. Die vorliegende Studie schlägt eine Methodik vor, bei der dieses vorhandene Wissen aus früheren Studien verwendet wird, um ANN-Modelle zu trainieren und die ANN-Modelle dann in einem CFD-basierten Designoptimierungsprozess zu verwenden. Ein Datensatz aus einer zuvor veröffentlichten Arbeit wird verwendet, um das ANN-Modelltraining in der vorliegenden Studie durchzuführen. Der Gesamtrahmen der Forschungsmethodik ist in Abbildung 1 dargestellt, die veranschaulicht, wie verschiedene Analysemodelle/-tools erstellt werden, die für den Optimierungsprozess erforderlich sind. Zunächst wurden Daten aus einer früheren Studie [7] gewonnen, die 3204 CFD-Designbewertungen verschiedener 2D-Turbinenblattprofile enthielt. Leistungsmetriken einschließlich Effizienz und Leistung wurden als Ziele extrahiert, wobei die geometrischen F

wurden anschließend optimiert. Die Querschnittsprofile der Schaufelblätter wurden mithilfe einer Class-Shape-Transformation (CST)-Methode parametrisiert [30]. Unter Verwendung des 2D-Querschnittsprofils der Schaufelblätter wurde die 3D-CAD-Geometrie der Schaufelblätter mit zusätzlicher Parametrisierung erstellt, die die Variation weiterer Designtransformationen wie Dicke, Verdrehung und Neigung ermöglichte. Die CAD-Geometrie der Schaufelblätter wurde dann verwendet, um ein 3D-Reynolds-Averaging-Navier-Stokes-CFD-Modell (RANS) zu erstellen, das das Strömungsfeld in einem einzelnen Schaufeldurchgang berechnet. Sobald die ANN-Modelle und die 3D-CFD-Simulation unabhängig voneinander entwickelt wurden, werden sie in ein verschachteltes Optimierungsverfahren integriert, um wiederholte Bewertungen verschiedener Schaufeldesignvarianten durchzuführen und die Designparameter zu optimieren. Im verschachtelten Optimierungsprozess wird eine innere Optimierungsschleife unter Verwendung der ANN-Modelle ausgeführt, um das Querschnittsprofil der Schaufelblätter zu verbessern. In jeder Iteration der globalen Optimierung wird das beste Schaufelblattprofil aus dem inneren Optimierungsschritt ausgewählt, um ein 3D-CFD-Schaukelblattmodell mit zusätzlichen Parametern wie Skalierungsfaktoren, Verdrehung und Neigungswinkeln zu erstellen. Die Optimierung zielt darauf ab, die Effizienz und Leistung der Schaufelblätter zu verbessern. Einzelheiten des O

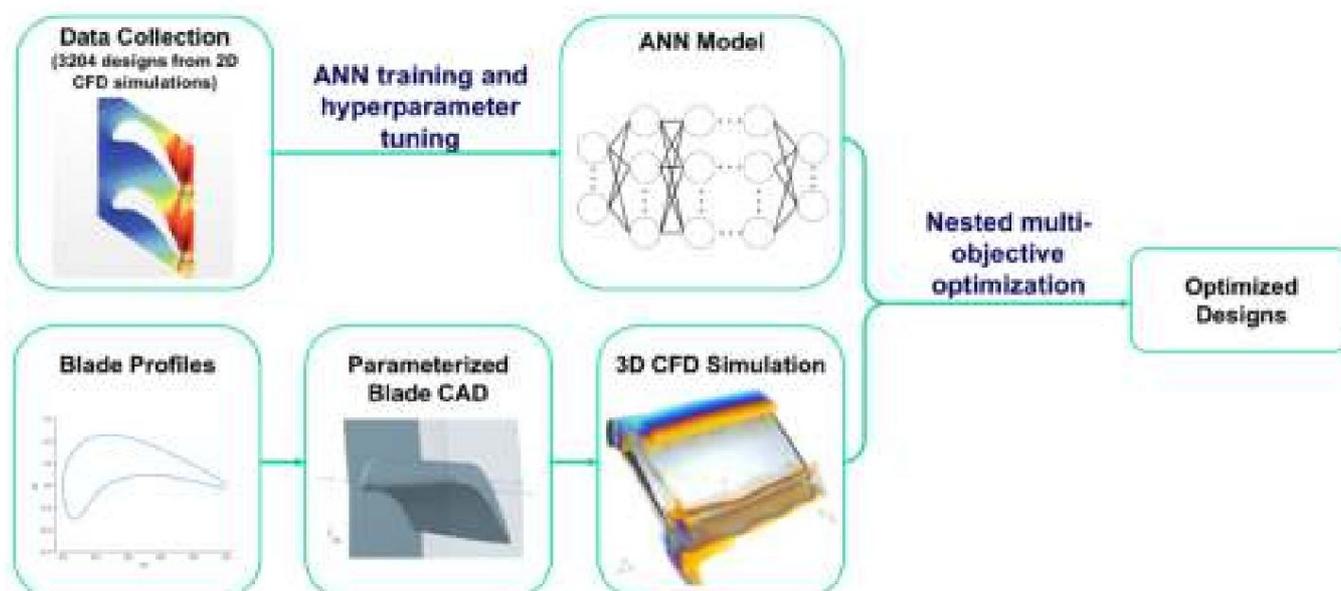


Abbildung 1. Der allgemeine Rahmen der Forschungsmethodik. (2D-CFD-Daten wurden aus einer früheren Studie gesammelt [7].)

2.1. Künstliches neuronales Netzwerk

Aus einer früheren Studie [7] wurde ein Datensatz mit verschiedenen Designvarianten von 2D-aerodynamischen CFD-Ergebnissen gewonnen und zum Trainieren von ANN-Modellen verwendet. Der Datensatz enthält Rotorblattdesign und Leistungsparameter für 3204 Designs. Die Eingangsparameter für die ANN-Modelle umfassen 20 Rotorblattdesignparameter. Diese Parameter sind die Gewichtungsfaktoren, die von der CST-Methode [30] verwendet werden, um Variationen im Rotorblattprofil zu steuern. Bei der CST-Methode werden diese Gewichtungsfaktoren mit Bernstein-Polynomen multipliziert, um eine Formfunktion zu definieren, und dann anschließend mit einer Klassenfunktion multipliziert, um das aerodynamische Rotorblattprofil zu definieren. Ein Bernstein-Polynom neunter Ordnung wurde für die Zwecke dieser Studie als ausreichend flexibel erachtet [7] und diese Auswahl wird hier wiederholt, was zu 10 Designparametern für jede der Saug- und Druckseiten des Rotorblatts führt: $\{w_{u,1}, w_{u,2}, \dots, w_{u,10}\}$ und $\{w_{l,1}, w_{l,2}, \dots, w_{l,10}\}$. Diese 20 Parameter werden als Eingabefunktionen in den ANN-Modellen und als Optimierungsparameter im nachfolgenden Rotorblattoptimierungsprozess verwendet.

und Leistungsabgabe, für die jeweils zwei ANN-Modelle entwickelt wurden. Der Wirkungsgrad und Leistung werden basierend auf den Enthalpiemengen des Flusses wie folgt definiert:

$$\dot{\gamma} = \frac{\text{hallo } \dot{\gamma} \text{ ho}}{\text{hallo - hey, isen.}}, \quad (1)$$

$$\text{Pow} = \dot{\gamma} h = h_i \dot{\gamma} h_o \quad (2)$$

Zur Konstruktion der ANN-Modelle wurde die Keras API für TensorFlow [31] verwendet.

Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Verteilungen der Effizienz- und Leistungsdaten und der Ro des Modells wurde für jede dieser beiden Größen ein separates ANN-Modell erstellt.

Nach einigen Vorversuchen an ANN-Modellen mit 5, 6 und 7 Schichten wurden 7 und 6 Schichten in die ANN-Modelle eingebaut, die Effizienz und Leistung repräsentieren. Die

Die Wahl der Anzahl der Schichten in ANN variiert normalerweise bei verschiedenen Problemen. Es wird gezeigt, dass die Vorhersagefehler innerhalb eines akzeptablen Bereichs liegen für die gewählte Anzahl von Schichten, und dass die Fehler durch die Optimierung der Hyperparameter weiter reduziert werden. die Modelle. Die erste Schicht jedes ANN-Modells hat 20 Eingänge, die die Rotorblatt-Eingabe Merkmale (CST-Gewichte) und die letzte Schicht hat eine Ausgabe, die entweder Effizienz oder Leistung ist.

Die Anzahl der Neuronen in den verborgenen Schichten jedes neuronalen Netzwerks sowie andere topologische und Trainingsparameter wurden in einem separaten Hyperparameter-Optimierungsprozess optimiert. Als Ausgangspunkt für diesen Prozess wurden die Hyperparameter für jedes ANN-Modell festgelegt unter Verwendung der Werte in den ersten beiden Spalten der Tabelle 1.

Tabelle 1. Hyperparameter der ursprünglichen und optimierten ANN-Modelle.

Hyperparameter	Anfängliche ANN	Anfängliche ANN	Optimiertes neuronales Netzwerk	Optimiertes neuronales Netzwerk
	für Effizienz	für Power	für Effizienz	für Power
Anzahl der Neuronen - Schicht 2	20	20		23
Anzahl der Neuronen - Schicht 3	40	40	5	15
Anzahl der Neuronen-Schicht 4	20	20	35	36
Anzahl der Neuronen - Schicht 5	10	5	53	42
Anzahl der Neuronen-Schicht 6	5	–	50 62	–
Aktivierungsfunktion - Schicht 2	relu	relu	relu	selu
Aktivierungsfunktion - Schicht 3	relu	relu	sigmoidales	Softmax
Aktivierungsfunktion - Schicht 4	relu	relu	Elu	elu
Aktivierungsfunktion - Schicht 5	relu	relu	elu	Softmax
Aktivierungsfunktion-Schicht 6	relu	–	Softmax	–
Lernrate	0,001	0,001	$6,4895 \times 10^{-5}$	$1,47285 \times 10^{-3}$
Anzahl der Epochen	200	200	6123	4000

Um die Vorhersageleistung des neuronalen Netzwerks zu verbessern, wurden die Hyperparameter mit dem kommerziellen Optimierungstool HEEDS von Siemens und seinem Sherpa-Algorithmus Ein Diagramm des Optimierungsprozesses ist in Abbildung 2 dargestellt. Der Optimierer wiederholt optimiert alle Hyperparameter für die in der Indexspalte von Tabelle 1 aufgeführten ANN-Modelle mit dem Ziel, den Modelltestfehler auf einem zurückgehaltenen Testdatensatz zu minimieren. In jedem Optimierungszyklus wird der Datensatz zufällig in einen Trainings- und einen Testsatz aufgeteilt, mit einem Verhältnis von 95/5. Der Trainingssatz wird verwendet, um das ANN-Modell zu trainieren. Der Trainingsprozess umfasst eine typisches Backpropagation-Verfahren mit einer 80/20-Aufteilung des Trainingsdatensatzes über mehrere Epochen mit TensorFlows ADAM-Optimierer. Nach Abschluss des Trainingsschritts wird der Die Leistung des Modells wird dann anhand des zurückgehaltenen Testsatzes bewertet. Der Bewertungsfehler beträgt an den Optimierungssolver zurückgegeben, um die Hyperparameter für den nächsten Zyklus anzupassen. Insgesamt wurden 240 Iterationen während der Optimierung der beiden Die Bewertungszahl von 240 basierte auf der bewährten Methode des Sherpa-Algorithmus [32]. die empfiehlt, dass die Anzahl der Bewertungen etwa das Zehnfache der Anzahl der Eingaben beträgt Variablen für Optimierungsprobleme mit einem einzigen Ziel, aufgrund der hybriden und adaptiven Methoden, die der Algorithmus verwendet. Bei der ANN-Optimierung müssen 12 Hyperpar

optimiert und erfordert daher gemäß der Best Practice mindestens 120 Auswertungen. Angesichts der relativ schnellen Laufzeit des ANN-Trainingsprozesses im Vergleich zur 3D-CFD-Laufzeit wird diese Auswertungszahl weiter auf 240 verdoppelt, um eine bessere Genauigkeit zu erzielen.

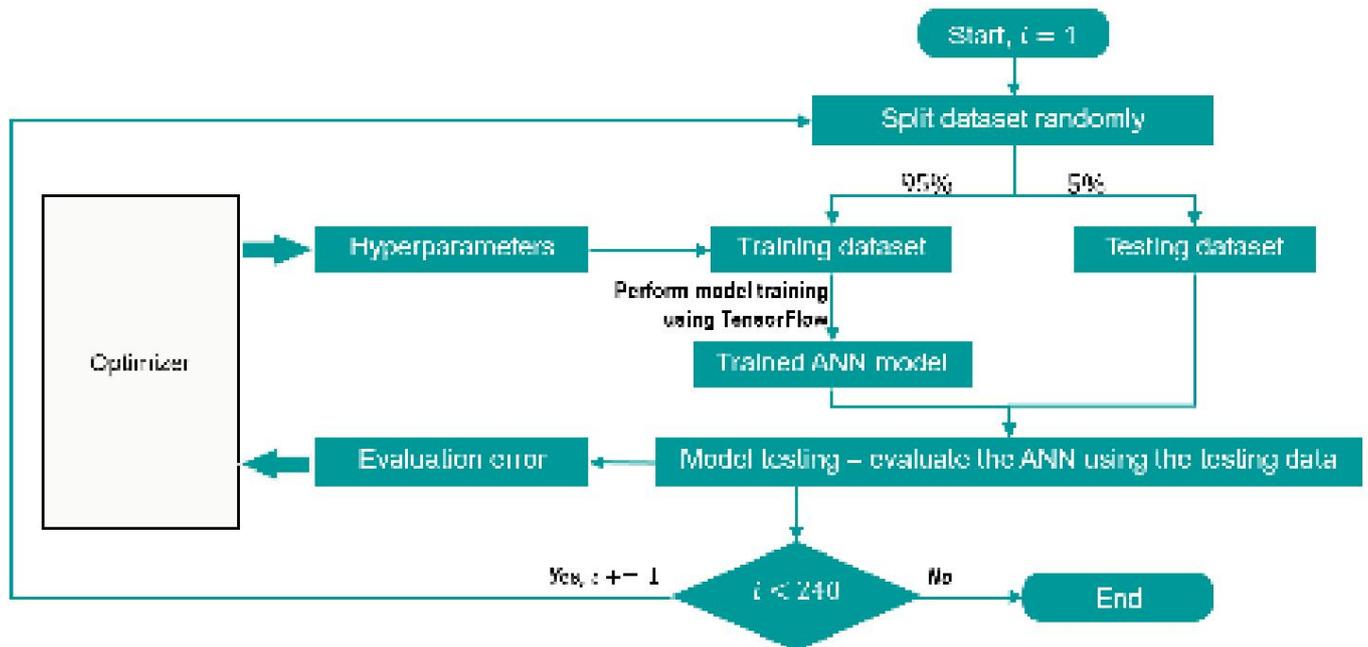


Abbildung 2. Optimierungsdiagramm des ANN-Modells.

Die optimierten Hyperparameter werden ermittelt und in den letzten beiden Spalten von Tabelle 1 bereitgestellt. Nach der Optimierung wurden die Bewertungsfehler für Effizienz und Leistung von 0,33 % auf 0,10 % bzw. von 0,43 % auf 0,10 % reduziert. Die Leistung der ursprünglichen und optimierten ANN-Modelle wird auch durch Vergleich der vorhergesagten Werte mit den tatsächlichen Werten aus dem Testsatz untersucht, wie in Abbildung 3 dargestellt. Es wird beobachtet, dass die optimierten ANN-Modelle zu einer besseren Übereinstimmung zwischen den vorhergesagten Werten und den tatsächlichen Werten sowie zu schmalere Bandbreiten der Vorhersagefehler in den Histogrammen führen. In Abbildung 3 wird auch beobachtet, dass die Verzerrung des optimierten ANN für die Effizienz stark reduziert wurde, da die Datenpunkte auf beiden Seiten der Linie mit der Einheitssteigung gleichmäßig verteilt sind, wie im zweiten Teildiagramm dargestellt. Dies steht im Einklang mit den Histogrammen der Vorhersagefehler in Abbildung 4, die zeigen, dass sowohl die Verzerrung als auch die Bandbreite der Fehler in den optimierten ANN-Modellen verbessert wurden. Die optimierten ANN-Modelle werden in dieser Studie im nachfolgenden Rotorblattoptimierungsprozess verwendet. Die Python-Skripte zum Trainieren der ANN-Modelle mit den optimierten Hyperparametern finden Sie in [33]. Die CPU-Zeit zum Trainieren eines einzelnen ANN hängt weitgehend von der Anzahl der Epochen ab. In der vorliegenden Studie betragen die CPU-Zeiten zum Trainieren der ANN-Modelle, die Effizienz und Leistung mit ihren jeweiligen optimierten Hyperparametern darstellen, 14,3 min bzw. 8,5 min. Die Gesamtrechnenzeiten zum Optimieren der Hyperparameter dieser ANN-Modelle betragen 13,07 h bzw. 11,65 h. Diese Optimierung wurde

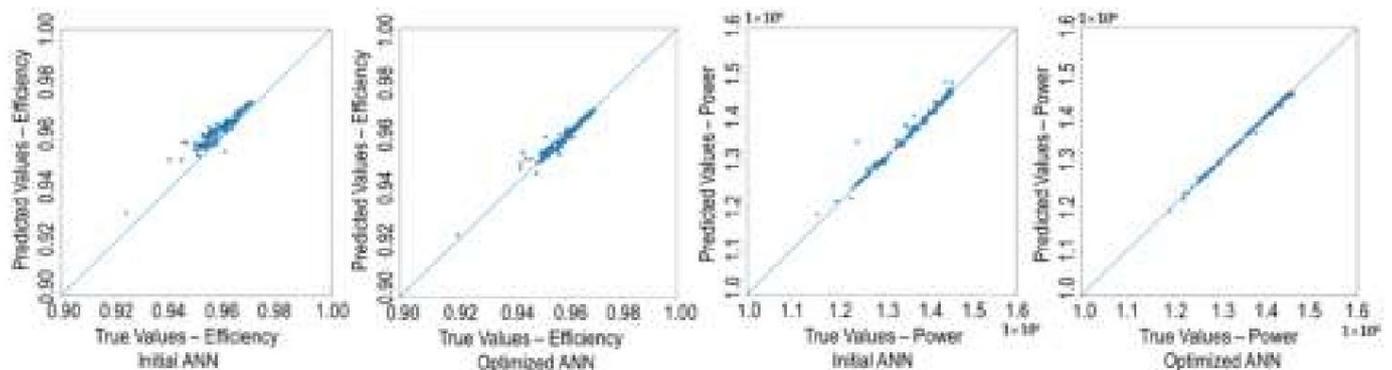


Abbildung 3. Vorhergesagte vs. tatsächliche Werte der ursprünglichen und optimierten ANN-Modelle.

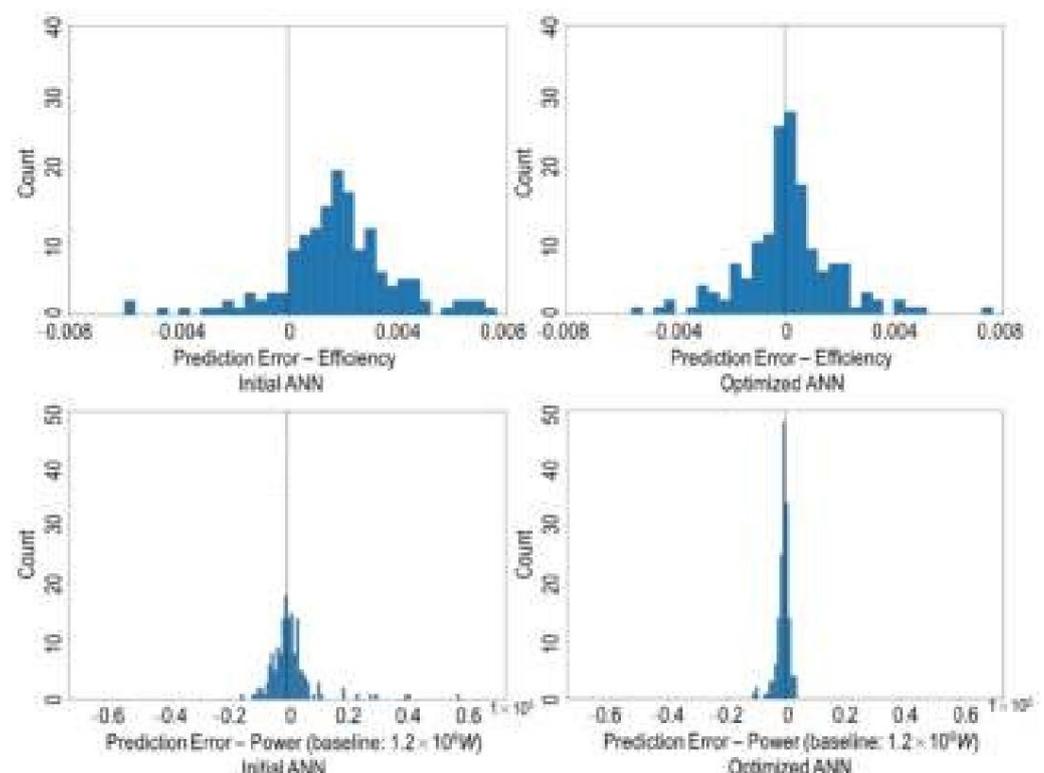


Abbildung 4. Histogramm diagramme der Vorhersagefehler der ursprünglichen und optimierten ANN-Modelle.

2.2. Parametrisches Rotorblatt-CAD- und CFD-Modell

Ein erstes CAD-Modell einer Turbinenschaufel wurde durch Anpassung der Schaufelprofile der Hochdruckturbinen E3 erstellt. Unter Verwendung der Koordinaten der Rotorblätter der ersten Stufe, die an drei spannenweiten Positionen [27] – Nabe (12,693 Zoll), Steigung (13,571 Zoll) und Spitze (14,41 Zoll) – angegeben wurden, und unter Berücksichtigung des Anströmwinkels [28,29] wurde durch Lofting dieser Querschnittsprofile ein 3D-CAD-Modell erstellt, wie in Abbildung 5a gezeigt, um einen Basisfall zu erstellen. Unter Anwendung der gleichen Philosophie des Loftings von Querschnitten und gleichzeitiger Verwendung der CST-Methode zur Definition des Querschnittsprofils [27] wurde ein parametrisiertes CAD-Modell der Schaufel für die Studie zur Designoptimierung erstellt. Zunächst erstellt die CST-Methode ein Basisquerschnittsprofil, das als Steigungsprofil verwendet wird. Die CST-Methode ermöglicht das Variieren des Basisprofils bei der Designoptimierung durch Manipulation der 20 Gewichtungparameter $\{w_{u,1}, w_{u,2}, \dots, w_{u,20}\}$ und $\{w_{l,1}, w_{l,2}, \dots, w_{l,20}\}$. Dann wird das Basisprofil skaliert, um $\{r_n, r_s, \dots, r_n\}$ die Naben- und Spitzenprofile zu erstellen. Beim Skalierungsprozess werden die Verdrehungswinkel und Sehnenlängen der Naben- und Spitzenprofile an ihre Gegenstücke des ursprünglichen E3-Blattes angepasst; zusätzliche

der Naben- und Spitzenabschnitte, um kleine Variationen der Dicke der Naben- und Spitzenabschnitte zu ermöglichen, sodass diese optimiert werden können. Die Bereiche dieser Variationen sind aufgrund praktischer Überlegungen zur ursprünglichen Form der E3-Triebwerksschaufeln konservativ definiert. Im Allgemeinen ermöglicht die Skalierung, dass das Nabenprofil dicker und das Spitzenprofil dünner ist. Schließlich wurden auch ein Neigungswinkel γ und ein Neigungswinkel δ in das CAD-Modell eingebaut, um später optimiert zu werden. Basierend auf einer Reverse-Engineering-Studie, in der unterschiedliche Triebwerksschaufelgeometrien analysiert wurden [34], kann der Neigungswinkel in der Optimierungsstudie zwischen 0 und $0,164\gamma$ und der Neigungswinkel zwischen $0,086\delta$ und $0,086\delta$ variieren. Eine schematische Darstellung dieser Winkel ist in Abbildung 5b dargestellt.

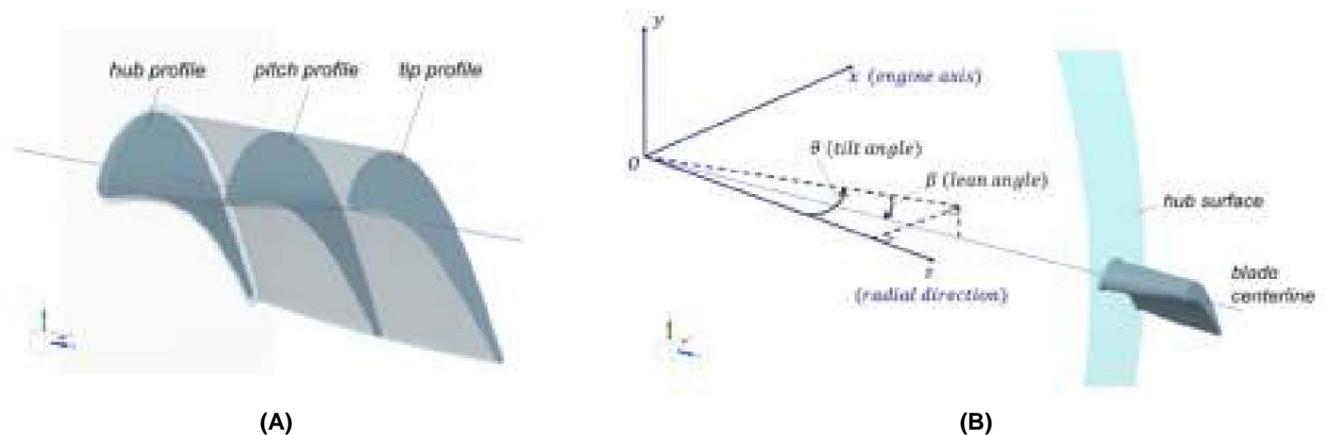


Abbildung 5. Schematische Darstellung der Blattgeometrie: (a) Blattgeometrie angepasst an die Koordinaten des E3-Profiles; (b) Schematische Darstellung der Blattwinkel.

Unter Verwendung des 3D-Blatts wurde mithilfe des Siemens Multiphysikpakets Simcenter STAR-CCM+ ein CFD-Modell für den Durchgang eines einzelnen Blattes entwickelt. Die Gleichungen für Kontinuität, Impuls und Fluidenergietransport werden mit einem gekoppelten Löser (dichtebasiert) gelöst, der einem Finite-Volumen-Ansatz mit einem Aufwind-Diskretisierungsschema 2. Ordnung auf einem polyedrischen Gitter folgt. Menters SST K-Omega-Modell [35] mit reiner y^+ -Behandlung wird als Abschluss des Turbulenzmodells verwendet. Die reine y^+ -Wandbehandlung passt die Anwendung einer Turbulenzwandfunktion basierend auf dem lokalen y^+ -Wert der wandnahen Netzzelle an. Die CFD-Simulationen wurden unter den Testbedingungen durchgeführt. Unter Befolgung der Testbedingungen für den E3-Triebwerkrotor und 2D-CFD-Praktiken aus NASA-Studien [28,29] wurden für die Einlass-Randbedingung ein Gesamtdruck von 344.777 Pa und eine Gesamttemperatur von 709 K verwendet, während am Auslass ein atmosphärischer Druck von 101.325 Pa definiert wurde. Dieselben Randbedingungen, die die Motortestbedingungen darstellen, wurden auch in den vorherigen 2D-CFD-Simulationen in [7] angewendet. (Diese 2D-CFD-Datensätze wurden in der vorliegenden Arbeit zur Entwicklung von ANN-Modellen verwendet.) Zur Bereitstellung der Anfangsbedingungen wurde eine Gittersequenzierungsmethode verwendet, indem reibungslos fließende Strömungsgleichungen wiederholt auf einem Satz von graduell verfeinerten Maschengittern gelöst wurden. Außerdem wurde eine automatische CFL-Zahlensteuerung angewendet, um die CFL-Zahl als Reaktion auf das Konvergenzverhalten des linearen Löser während des algebraischen Mehrgitterverfahrens anzupassen. Um sicherzustellen, dass eine Gesamtkonvergenz der Lösung erreicht wird, wurden neben der Überwachung der Residuen der maßgebenden Fluidgleichungen auch Abbruchkriterien basierend auf den asymptotischen Werten technischer Größen wie isentropischer Wirkungsgrad, Leistungsabgabe, maximale Oberflächentemperatur und Gesamtdruckdifferenz festgelegt.

Die CFD-Methodik wurde in einer früheren Studie anhand einer 2D-Version des E3-Blattes angewendet und anhand anderer experimenteller und numerischer Ergebnisse des E3-Blattes validiert [7]. In der vorliegenden Studie wurde auch eine Untersuchung der Gitterunabhängigkeit für die 3D-CFD durchgeführt. Drei Sätze von CFD-Gittern mit unterschiedlichen Auflösungen wurden getestet. Das ausgewählte Gitter weist 12 Millionen polyedrische Zellen mit wandnahen y^+ -Werten auf, die alle unter 1,4 liegen. Auf dieser Grundlage berechnet die Lösung einen Basiswirkungsgrad von 96,0 (Beachten Sie, dass die Leistung auf Grundlage des CFD-Modells für ein einzelnes Blatt in der vorliegenden Studie berechnet wird, das einen Kreissektorwinkel von $4,737^\circ$ aufweist.) Der relative Unterschied zwischen dem gewählten Gitter und seinem verfeinerten Gitter der nächsten Ebene beträgt 0,1 % für die Effizienz und 0,02 % für die Leistung.

2.3. Optimierungsstrategie Die

vorliegende Studie verwendet einen verschachtelten Optimierungsprozess. Die verschachtelte Optimierung ist eine leichte Abwandlung einer früheren Co-Optimierungsstrategie, die in [7] eingeführt wurde. Die verschachtelte Optimierung erfüllt zwei wesentliche Aufgaben. Erstens, da eine ANN-Modellberechnung deutlich weniger Rechenressourcen und Zeit verbraucht als ein 3D-CFD-Lauf, kann die Verschachtelung einer inneren Optimierung basierend auf dem ANN-Modell die Zeit effektiv nutzen, während auf den Abschluss eines 3D-CFD-Laufs gewartet wird. Für jeden 3D-CFD-Simulationslauf wurden in der inneren Optimierungsschleife mithilfe des ANN-Modells 250 Bewertungen verschiedener Schaufelquerschnittsprofile abgeschlossen. Zweitens übergibt die innere, ANN-gesteuerte Optimierung das beste Schaufelprofil des aktuellen Optimierungszyklus an den 3D-CFD-Lauf. Diese Architektur ermöglicht es effektiv, die ANN-gesteuerte Optimierung zur Steuerung der 3D-CFD-Suche zu verwenden und reduziert so die Anzahl der 3D-CFD-Läufe im Vergleich zu einem Optimierungsprozess, der ausschließlich auf der Bewertung von 3D-CFD-Modellen basiert.

Das Ziel der Optimierung besteht darin, den Rotorblattwirkungsgrad η und die Leistungsabgabe Pow zu maximieren. Die Designvariablen, die bei der Optimierung untersucht werden, sind diejenigen, die in der vorigen Sitzung besprochen wurden, $w_{u,1}, w_{u,2}, \dots, w_{u,10}, w_{l,1}, w_{l,2}, \dots, w_{l,10}, \dot{\gamma}_{hub,l}, \dot{\gamma}_{hub,u}, \dot{\gamma}_{tip,l}, \dot{\gamma}_{tip,u}, \dot{\gamma}$ und $\dot{\gamma}$. Das Optimierungsverfahren führt die ANN- und CFD-Modelle wiederholt aus, um verschiedene Rotorblattdesignvarianten zu bewerten und extrahiert gleichzeitig Leistungsmetriken, um nach besseren Designs zu suchen. Da das ANN-Modell im Vergleich zu CFD viel weniger rechenintensiv ist, wird es in einer Optimierungsschleife allein genutzt, um optimierte Rotorblattquerschnittsprofile zu erhalten, die anschließend zum Erstellen von 3D-Formen für CFD-Simulationen verwendet werden. Durch die Verwendung der eingebetteten ANN-Optimierung zur Suche nach den besten Rotorblattprofilen kann die Anzahl kostenintensiver CFD-Bewertungen reduziert werden. So wird ein verschachtelter Optimierungs-Workflow erstellt, wie in Abbildung 6 dargestellt. Der Workflow wird mit der kommerziellen Optimierungssoftware Simcenter HEEDS realisiert und ihr Sherpa-Optimierungsalgorithmus [30] wird sowohl in Optimizer 1 als auch in Optimizer 2 verwendet. Der Sherpa-Algorithmus bewertet ständig die Eigenschaften des Problems, indem er in jeder Phase des Optimierungsprozesses eine hybride Kombination von Suchstrategien verwendet, um die Designlandschaft bestmöglich zu durchlaufen. Darüber hinaus passt er auch die Abstimmungsparameter der Suchstrategien an den spezifischen Suchbereich an. Der Sherpa-Algorithmus von HEEDS wurde erfolgreich zur Optimierung

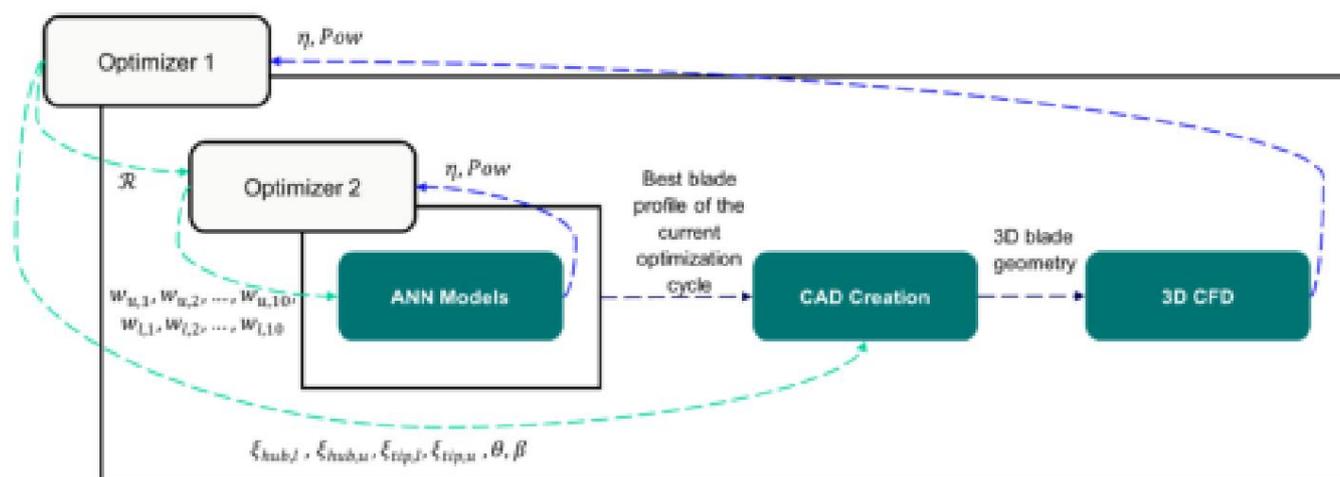


Abbildung 6. Optimierungsiterationshierarchie und Datenfluss.

In der globalen Optimierungsschleife (Optimizer 1, wie in Abbildung 6 dargestellt) wird ein mehrzieliges Kompromissproblem gelöst, das auf die Maximierung von Effizienz und Leistung abzielt. Es werden zwei Einschränkungen festgelegt: Die Effizienz muss über 95 % liegen und die Leistung muss auch über einem Basisleistungswert liegen. Diese Einschränkungen werden in die Optimierungsleistungsfunktion aufgenommen, basierend auf Überlegungen zu praktischen Gasturbinen-Designmetriken und allgemeinen

Leistungseigenschaften des E3- Motors. Der globale Optimierungssolver, Optimizer 1, beeinflusst die Änderung der Rotorblattform, indem er die Abschnittsskalierungsfaktoren und Rotorblattwinkel im CAD direkt optimiert. Darüber hinaus beeinflusst Optimizer 1 auch einen inneren Optimierungsprozess, der durch Optimizer 2 dargestellt wird. Optimization 1 steuert die Auswahl der CST- Gewichte, die als Eingabeparameter für Optimizer 2 verwendet werden, indem ein Zufallsstartwert R manipuliert wird, der den Anfangszustand für die globalen Suchstrategien festlegt, die vom Sherpa- Algorithmus verwendet werden. Obwohl Optimizer 1 die CST-Gewichte nicht direkt manipuliert, da R ihre Auswahl steuert, fungiert er als 1D-Kodierung des gesamten 20-dimensionalen Designraums, den Optimizer 1 erkunden kann. Optimizer 1 bewertet und optimiert während der globalen Optimierungszyklen wiederholt verschiedene Designvariablen; in jedem Bewertungszyklus optimiert Optimizer 2 die CST-Gewichte mithilfe der ANN-Modelle mit dem Ziel, die Effizienz zu maximieren und den Mindestleistungswert einzuschränken. Insgesamt wurden bei jeder Ausführung von Optimizer 2 250 Blattquerschnittsprofile ausgewertet. Es untersucht die Formprofile direkt durch Manipulation der in der CST-Methode verwendeten Gewichtungparameter. In jedem Auswertungszyklus von Optimizer 1 wird das von Optimizer 2 gefundene beste Blattprofil in der teureren und hochpräzisen CFD-Simulation angewendet. Die Leistungsfunktion in jeder Optimierung wird als Summe der normalisierten Ziele abzüglich der Summe der normalisierten Einschränkungen definiert. In einer allgemeinen Form wird die Leistungsfunktion wie folgt formuliert:

$$P = \sum_{i=1}^{N_{Obj}} \frac{Obj_i \cdot \ddot{y}}{Norm_i} - \sum_{j=1}^{N_{Cons}} \frac{104 \times \text{NachteileViol}_j}{Norm_j^2}, \quad (3)$$

In der obigen Formel stellt Obj_i die Zielgröße dar, beispielsweise \ddot{y} und Pow ; $ConsViol_j$ stellt den Grad der Verletzung dar, der sich aus jeder Einschränkungdefinition ergibt ($\ddot{y} > 0,95$, $Pow > Pow_{baseline}$); die Normalisierungsfaktoren $Norm$ werden unter Verwendung der jeweiligen \ddot{y} - und Pow -Werte des Basisdesigns ausgewählt.

3. Ergebnisse

3.1. Optimierungsergebnisse

In der vorliegenden Optimierungsstudie wurden insgesamt 163 Rotorblattdesigns in 3D-CFD ausgewertet, wobei 40.750 2D-Rotorblattprofile von den neuronalen Netzwerken ausgewertet wurden. Abbildung 7 zeigt ein Diagramm mit Wirkungsgrad vs. Leistung, das alle 3D-Rotorblattdesignpunkte zeigt. Im oberen rechten Bereich von Abbildung 7 bildet sich eine Pareto-Front, die optimale Designs mit dem besten Kompromiss zwischen Wirkungsgrad und Leistung enthält. Bei den optimalen Designs liegt die maximale Wirkungsgradsteigerung bei über 3 % und die maximale Leistungssteigerung bei etwa 8 %. Um Einblick in die Verteilung der Designvariablen der optimalen Designs zu bekommen, werden zwei Gruppen optimaler Designs ausgewählt – eine Gruppe der 10 effizientesten Designs und eine weitere Gruppe der 10 leistungsstärksten Designs. Die Reaktionen und ausgewählten Design-Eingangsvariablen (darunter die beiden Blattwinkel und vier Skalierungsfaktoren) für diese beiden Designgruppen sind in Abbildung 8 in einem Paralleldiagramm hervorgehoben. Das Paralleldiagramm lässt einige qualitative Trends bei den Designparametern erkennen: (1) Sowohl die hocheffizienten als auch die leistungsstarken Designs bevorzugen große Neigungswinkel \ddot{y} ; (2) die hocheffizienten Designs bevorzugen zudem einen großen Skalierungsfaktor für die obere Blattspitze, $\ddot{y}_{tip,u}$, während die leistungsstarken Designs einen kleinen bis mittleren Wert für $\ddot{y}_{tip,u}$ bevorzugen; (3) es ist auch ein schwächerer Einfluss des Skalierungsfaktors für die untere Nabenoberfläche, $\ddot{y}_{hub,u}$, zu beobachten. Beachten Sie, dass der Neigungswinkel unter Berücksichtigung der geometrischen Eigenschaften kommerzieller Turbinen in [27] konservativ innerhalb eines kleineren Bereichs beschränkt ist.

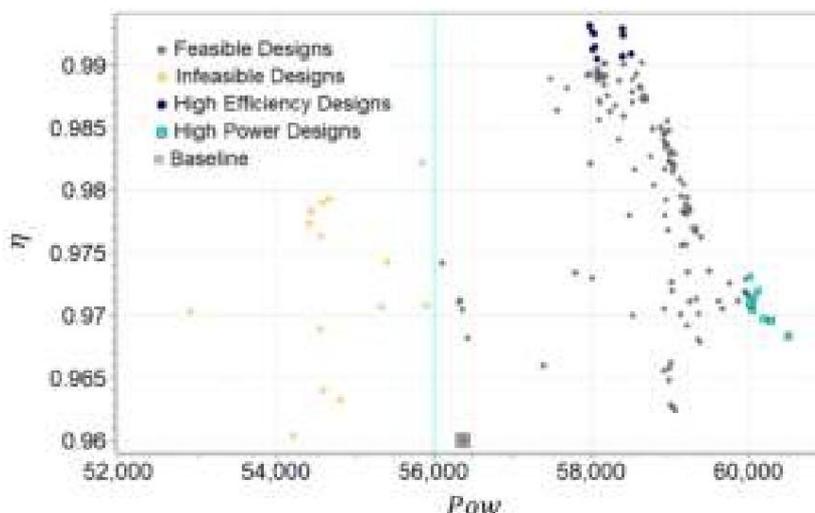


Abbildung 7. Effizienz im Vergleich zur Leistung für alle Designpunkte in der Optimierungsstudie.

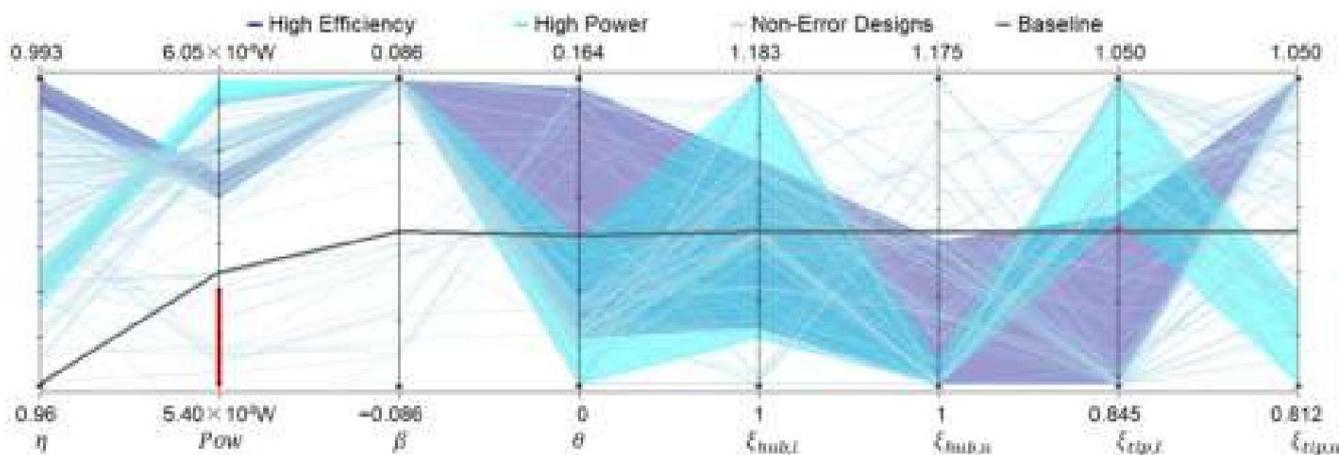


Abbildung 8. Paralleldiagramm, das ausgewählte Designparameter verschiedener Designgruppen hervorhebt.

Es wurde auch eine quantitative Analyse durchgeführt. Die Pearson-Korrelationskoeffizienten der Daten werden auf Grundlage der Kovarianz und der Standardabweichungen berechnet. Die Definition lautet wie folgt:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^N (\bar{x}_i - \bar{x})(\bar{y}_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (\bar{x}_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^N (\bar{y}_i - \bar{y})^2}} \quad (4)$$

In der obigen Formel gilt $\bar{x}_i, \bar{y}_i, \bar{y}, \bar{x}, \bar{y}, \bar{y}_{hub,l}, \bar{y}_{hub,u}, \bar{y}_{tip,l}, \bar{y}_{tip,u}, (\bar{x} = \bar{y})$. \bar{x}_i und \bar{y}_i stellen Stichprobenwerte dar, die dem jeweiligen Rotorblattdesign entsprechen, und n ist die Gesamtzahl der Designs, die in der vorliegenden Studie 163 beträgt. Die Pearson-Korrelationskoeffizienten, die Histogrammverteilungen ausgewählter Parameter und die Datenstichprobendiagramme werden in einem Korrelationsdiagramm in Abbildung 9 jeweils im oberen rechten Bereich, entlang der diagonalen Linie, die die obere linke und untere rechte Ecke verbindet, und im unteren linken Bereich angezeigt. Hohe Beträge der Pearson-Korrelationskoeffizienten für $\bar{y}_{tip,u}$ vs. \bar{y} (1. Reihe, letzte Spalte) und $\{\bar{y}, Pow\}$ (2. Reihe, 3. Spalte) weisen auf starke Beziehungen zwischen diesen beiden Variablenpaaren hin. Die hohen Koeffizientenwerte werden durch die entsprechenden Datenbeispieldiagramme $\{\bar{y}_{tip,u}$ vs. \bar{y} (letzte Reihe, 1. Spalte) und \bar{y} vs. Pow (3. Reihe, 2. Spalte) bestätigt, in denen die meisten Entwurfspunkte den linearen Regressionslinien genau folgen. Darüber hinaus zeigt das Korrelationsdiagramm auch, dass der Effekt des Skalierungsfaktors für die Nabenunterseite, $\bar{y}_{hub,u}$, eher gering ist.

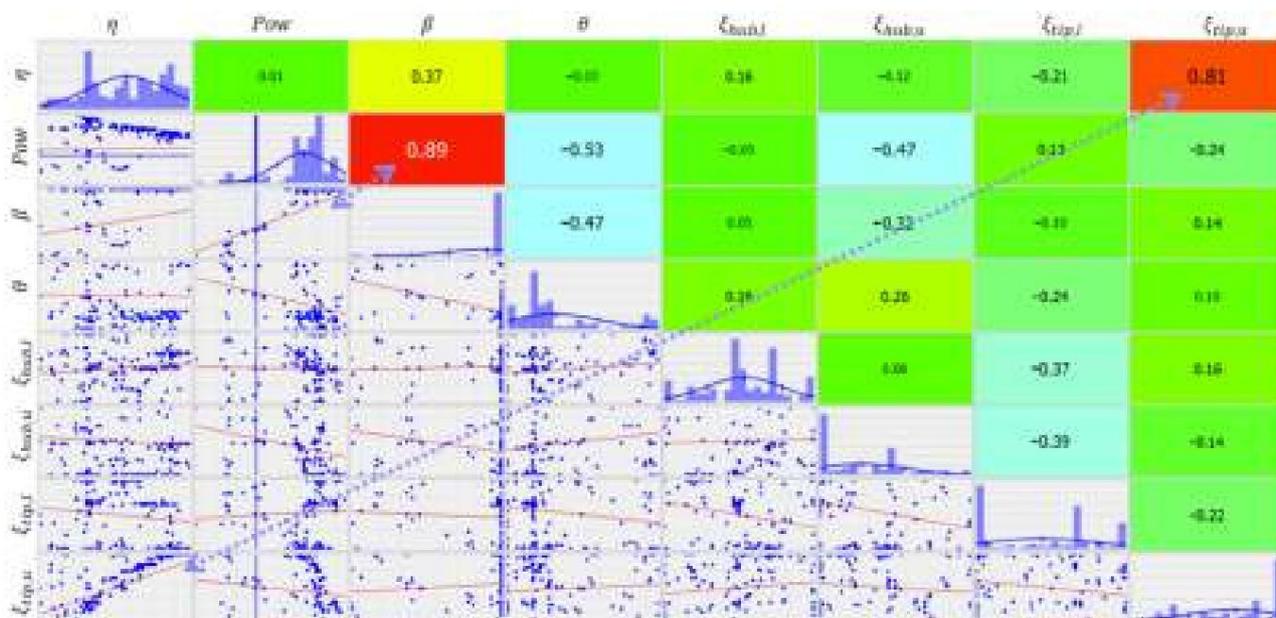


Abbildung 9. Korrelationsdiagramm ausgewählter Designparameter aller Designs. (Die beiden einflussreichsten Zahlen und ihre entsprechenden Diagramme sind mit gestrichelten Pfeilen hervorgehoben.)

In Abbildung 10 werden die Effizienz und die Leistung gegenüber den beiden Parametern mit den stärksten Korrelationen, Neigungswinkel ($\dot{\gamma}$) und Skalierungsfaktor der oberen Spitzenoberfläche ($\dot{\gamma}_{tip,u}$), dargestellt. Es wird beobachtet, dass (1) die meisten verbesserten Designs größere Neigungswinkel bevorzugen und (2) bei den verbesserten Designs ein kleinerer $\dot{\gamma}_{tip,u}$ zu einer größeren Leistungssteigerung führt, während ein größerer $\dot{\gamma}_{tip,u}$ zu einer Steigerung der Effizienz führt. Um die Auswirkungen der Schaufelform und der Strömungsdynamik zu analysieren, werden zwei Designs für weitere Untersuchungen ausgewählt – ein Design mit hoher Effizienz und ein Design mit hoher Leistung, die als „Design A“ und „Design B“ bezeichnet werden. Diese beiden Designs sind auch in Abbildung 10 markiert und werden in der nächsten Sitzung besprochen.

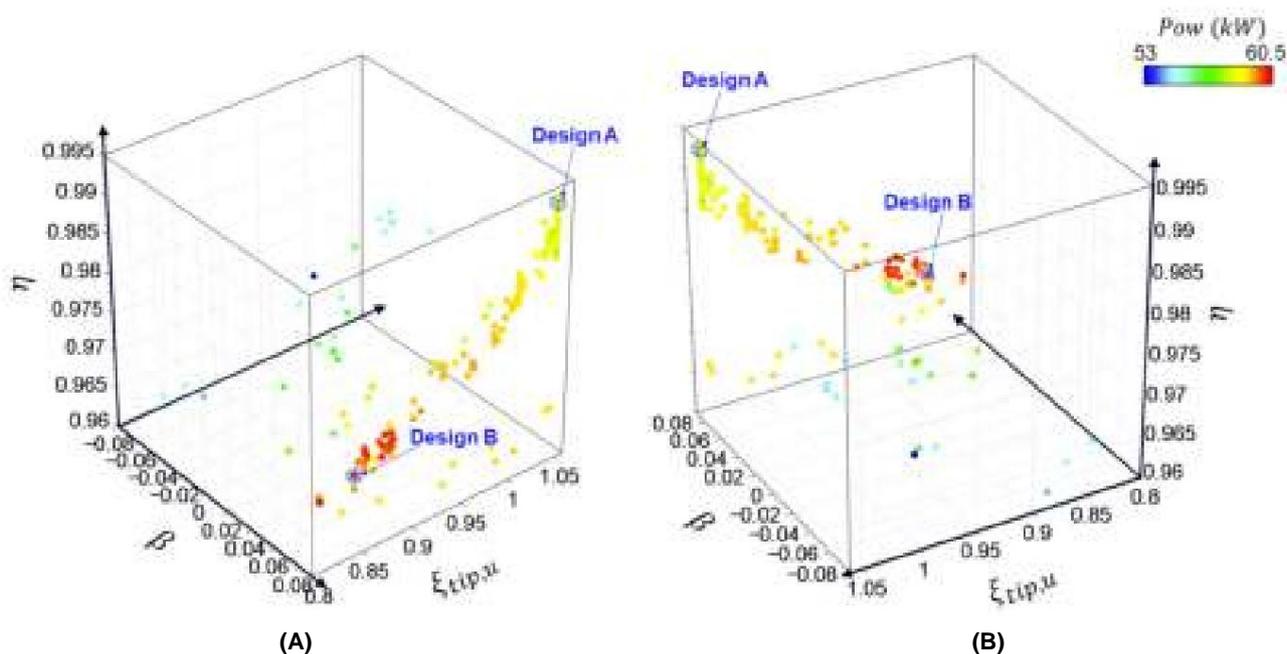


Abbildung 10. Zwei Ansichten eines 3D-Diagramms, das Effizienz, Leistung, Neigungswinkel und Skalierungsfaktor der oberen Spitzenoberfläche aller Designs zeigt: (a) eine Normalansicht; und (b) eine Ansicht, die durch Drehen des linken Diagramms um 180° um die $\dot{\gamma}$ -Achse erhalten wird.

Die Gesamtlaufzeit des Optimierungsprozesses betrug rund 30 Stunden (mit sechs parallel laufenden CFD-Auswertungen, die jeweils 160 Rechenkerne beanspruchten). Das globale Optimierungsproblem enthält 27 Eingangsvariablen. Wie in Abbildung 6 dargestellt, ermöglicht die Integration der inneren Optimierungsschleife die Optimierung der 20 Blattprofilparameter mithilfe der kostengünstigen ANN-Modelle. Während des gesamten Optimierungsprozesses wurden die ANN-Modelle 40.750 Mal ausgewertet; in jedem Optimierungszyklus wurde das beste Blattquerschnittsprofil, das aus der inneren ANN-Optimierung erhalten wurde, zur Auswertung an das 3D-CFD weitergegeben. Dadurch reduziert sich die Anzahl der Designvariablen, die direkt in den 3D-CFD-Läufen offengelegt werden, auf sechs. Da die erforderliche Anzahl an CFD-Auswertungen stark von der Anzahl der Eingangsvariablen in einem Optimierungsproblem abhängt, erfordert die verschachtelte Optimierungsstrategie nur 163 Auswertungen von 3D-CFD-Simulationen. Wenn zum Vergleich eine Optimierungsstudie desselben Problems nicht die Strategie der verschachtelten Optimierung anwendet und ausschließlich auf CFD basiert, werden alle 27 Entwurfsvariablen (anstatt 6) auf der Grundlage von 3D-CFD-Läufen ausgewertet. Basierend auf einer schnellen Schätzung ergibt dies 4,5-mal (=27/6) so viele CFD-Läufe, also 733 CFD-Läufe, und kostet ungefähr 135 S

3.2. Strömungsdynamikanalyse

Zur detaillierten Untersuchung der aerodynamischen Ergebnisse werden zwei optimierte Designs ausgewählt: ein hocheffizientes Design und ein Hochleistungsdesign (auch bekannt als Designs A und B, wie in Abbildung 9 dargestellt). Sie werden mit dem Basisdesign verglichen. Die CFD-Ergebnisse zeigen, dass die optimierten Designs einen geringeren Druckabfall auf der Saugseite in der Nähe der Hinterkante aufweisen. Ein Druckkoeffizient wird basierend auf der durchschnittlichen Einlassgeschwindigkeit und

$$c_p = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho v_{in}^2}, \quad (5)$$

Die Druckkoeffizientenverteilungen an Naben-, Mittel- und Spitzenabschnitten werden in der oberen Diagrammreihe in Abbildung 11 verglichen. Das Basisdesign zeigt signifikante Niederdruckbereiche auf der Saugfläche in der Nähe der Hinterkante an allen drei stromlinienförmigen Abschnitten. Im Vergleich dazu wurde bei den beiden optimierten Designs ein erhöhter Mindestdruck in diesen Bereichen an Naben- und Mittelabschnitten festgestellt. Eine vergrößerte Ansicht der Druckkoeffizientenverteilung am Mittelabschnitt in der Nähe der Hinterkante ist für jedes Design in der unteren Diagrammreihe in Abbildung 11 dargestellt. Das Basisdesign weist in dieser Region einen Stoß auf, der durch einen relativ hohen Druckpunkt neben der Niederdruckzone hervorgehoben wird, der sich innerhalb des gepunkteten Kreises befindet, der in Abbildung 11a markiert ist. Dieses Stoßmerkmal fehlt bei den beiden optimierten Designs aufgrund der Änderungen der Blattformen in diesen Designs. Diese Beobachtung steht im Einklang

Um den Druckabfall auf der Saugseite nahe der Hinterkante weiter zu untersuchen, werden in Abbildung 12 volumetrische Darstellungen der Druckkoeffizientenszenen gezeigt, um den Fluss im Niederdruckbereich hervorzuheben, indem der Fokus auf c_p -Werte zwischen $\bar{c}_p 0,35$ und $\bar{c}_p 0,1$ gelegt wird. Es wird beobachtet, dass in den optimierten Designs niedrigere Druckkoeffizienten nahe der Spitze vorhanden sind, der Druckkoeffizient jedoch in der Mitte und näher an der Nabe erhöht wurde. Die allgemeine Reduzierung der maximalen negativen Druckkoeffizienten in den Mittel- und Nabenbereichen gleicht die Auswirkungen des erhöhten Spitzenle

Als nächstes werden die Druckkoeffizientenverteilungen auf den Schaufeloberflächen untersucht. Skalare Szenen der Druckkoeffizienten auf den Basis-, Design A- und Design B-Blättern sind in Abbildung 13 dargestellt. Ein großer Teil der Saugseitenoberfläche im Basisdesign weist deutlich negative c_p -Werte zwischen $\bar{c}_p 0,35$ und $\bar{c}_p 0,23$ auf, beginnend bei etwa der Dreiviertelsehne. In den optimierten Designs bewegt sich der Beginn der Zone mit negativem Druckkoeffizienten stromaufwärts, näher an der Halbsehne, doch die Größe dieser Zone ist viel geringer, wobei die meisten Bereiche c_p -Werte zwischen $\bar{c}_p 0,12$ und 0 aufweisen. Um einen quantitativeren Vergleich zu erreichen, werden die Druckkoeffizientenkurven entlang der Stromrichtung auf den Naben-, Mittel- und Spitzenabschnitten der drei Blätter aufgezeichnet und mit den Diagrammen der Blattprofile verglichen, die in Abbildung 14 dargestellt sind. Die früheren Ar

Die Saugseitenflächen in den beiden optimierten Designs werden durch die Diagramme dargestellt. Die früherer Beginn ermöglicht größere geschlossene Bereiche negativer c_p - Kurven für das optimierte Design, trägt zur Leistungsverbesserung bei.

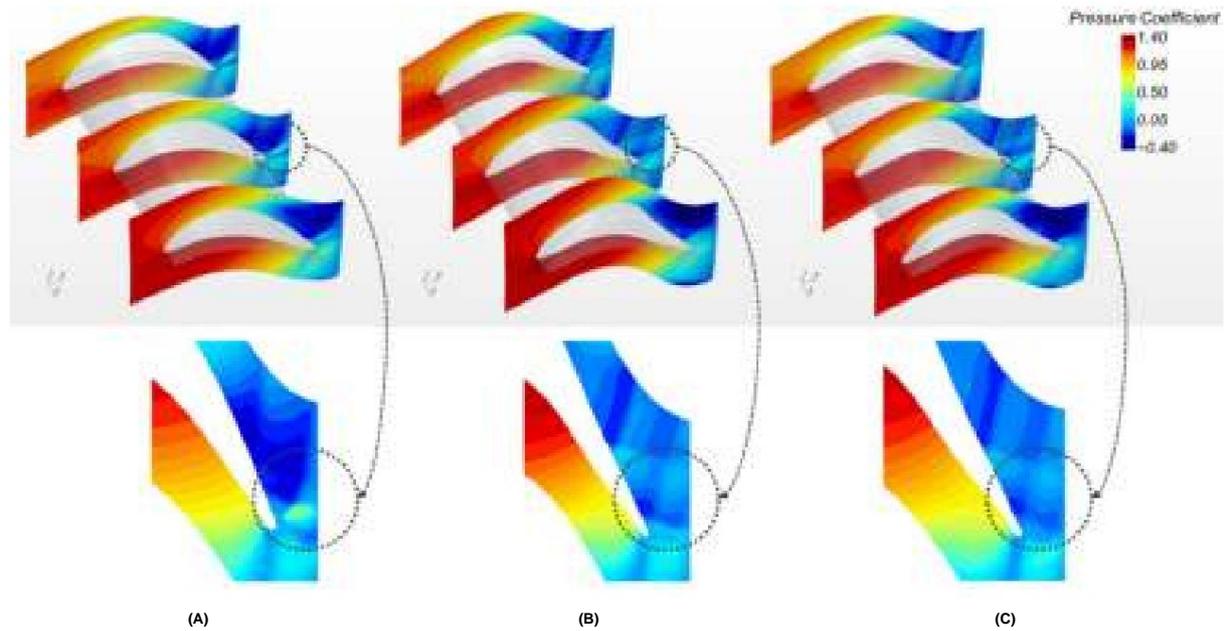


Abbildung 11. Statische Druckverteilungen: (a) Basisdesign; (b) Design A; und (c) Design B.

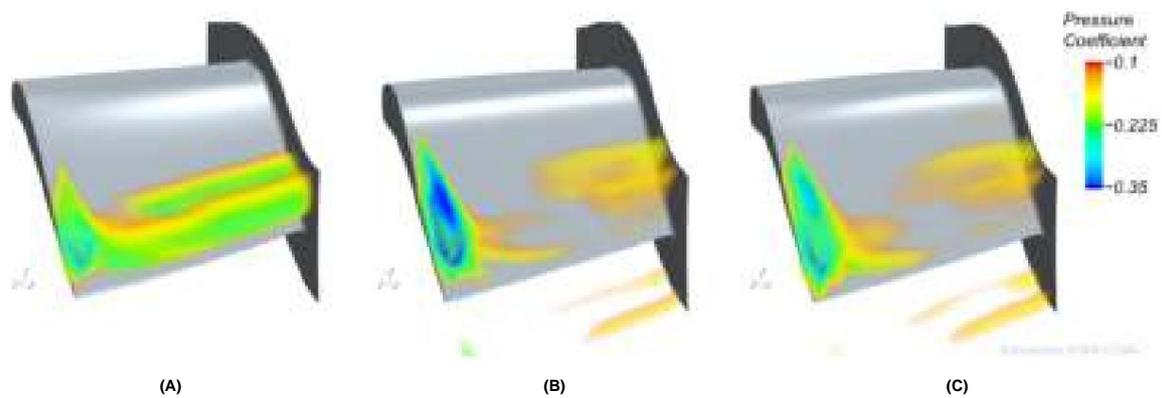


Abbildung 12. Statische Druckverteilungen: (a) Basisdesign; (b) Design A; und (c) Design B.

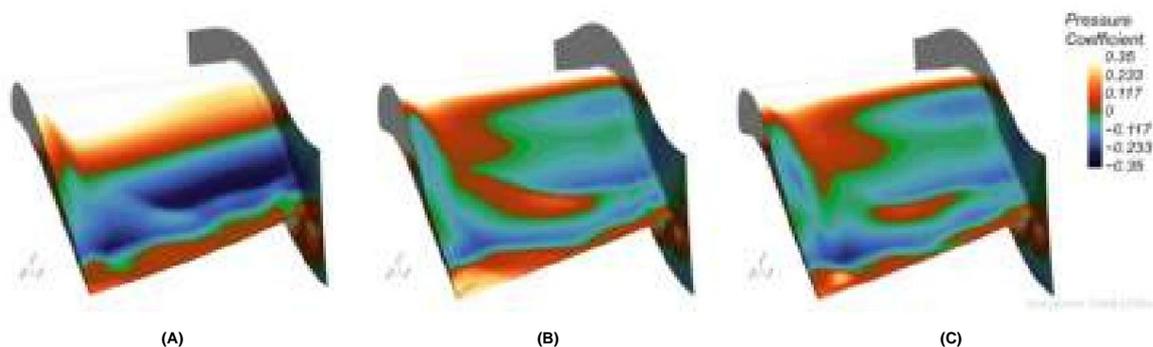


Abbildung 13. Druckkoeffizientenszenen auf den Oberflächen der Blätter: (a) Basisdesign; (b) Design A; und (c) Entwurf B.

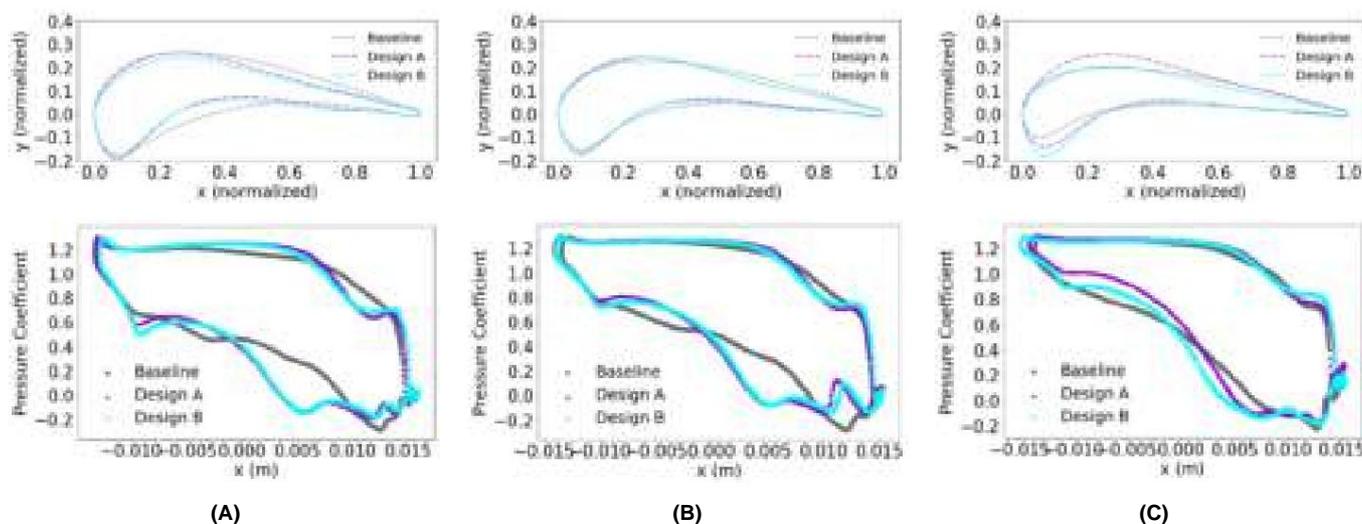


Abbildung 14. Schaufelprofile (erste Reihe) und Druckkoeffizienten in Strömungsrichtung (zweite Zeile): (a) Vergleich der Nabenabschnitte; (b) Vergleich der Mittelabschnitte; und (c) Vergleich der Spitzenabschnitte.

Um die Unterschiede in den Lösungen weiter zu untersuchen, wird eine Volumen-Rendering-Szene erstellt durch die Fokussierung auf die Visualisierung von Machzahländerungen im Bereich zwischen 0,8 und 1,2, dargestellt in Abbildung 15. Das Ziel dieser Darstellung ist es, aufzuzeigen, wo plötzliche Änderungen in Mach Anzahl kann im transsonischen Strömungsregime auftreten. Eine konsistente Schockstruktur in der Nähe der Hinterkante, die die gesamte Spannweite des Blattes abdeckt, wird im Basisdesign beobachtet, Dies stimmt mit dem Hochdruckgebiet im selben Gebiet überein, das durch die gepunktete Kreis in Abbildung 11a. Dieses Schockmerkmal fehlt in den beiden optimierten Designs (Designs A und B) aufgrund der schwächeren Gradienten in diesen Designs.

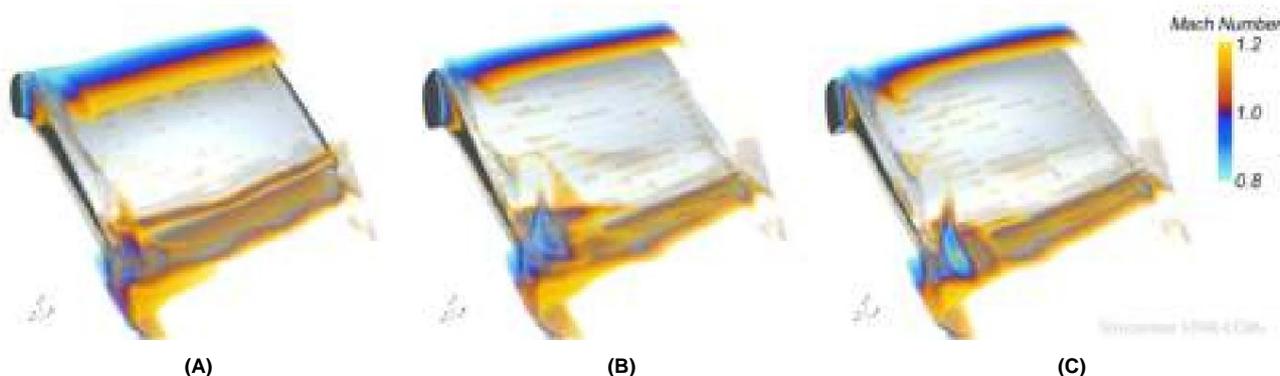


Abbildung 15. Mach-Zahl-Darstellung: (a) Basisdesign; (b) Design A; und (c) Design B.

Ein weiterer Vergleich wird durch die Darstellung der Stromlinien in den Spitzenleckagebereichen durchgeführt, und zeigt Druckkoeffizienten auf spannten Querschnitten in Abbildung 16. Es scheint, dass die Zwei optimierte Designs weisen etwas chaotischere Machzahlverteilungen im lokale Region in der Nähe der Hinterkante und der Spitzenleckage. Der Einfluss der Leckageströmung auf die Die Gesamtleistung ist im Vergleich zu den zuvor diskutierten Saugeffekten relativ gering. Es ist zu beobachten, dass die Stromlinien im hocheffizienten Design (Design A) sind etwas stärker gekrümmt, aber die durch die Sekundärströmung induzierten Niederdruckstellen Die Auswirkungen der Leckströme an der Spitze sind schwach und etwa gleich groß. Insgesamt Der Unterschied durch den Leckstrom an der Spitze ist bei diesen drei Konstruktionen gering. Die Leistung Verbesserungen in den optimierten Designs werden eher von anderen diskutierten Strömungseffekten beeinflusst früher, wie zum Beispiel der erhöhte Mindestdruck auf der Saugseite in der Nähe der Hinterkante (Abbildungen 11–13) und die Reduzierung der Schockstruktur (Abbildung 15).

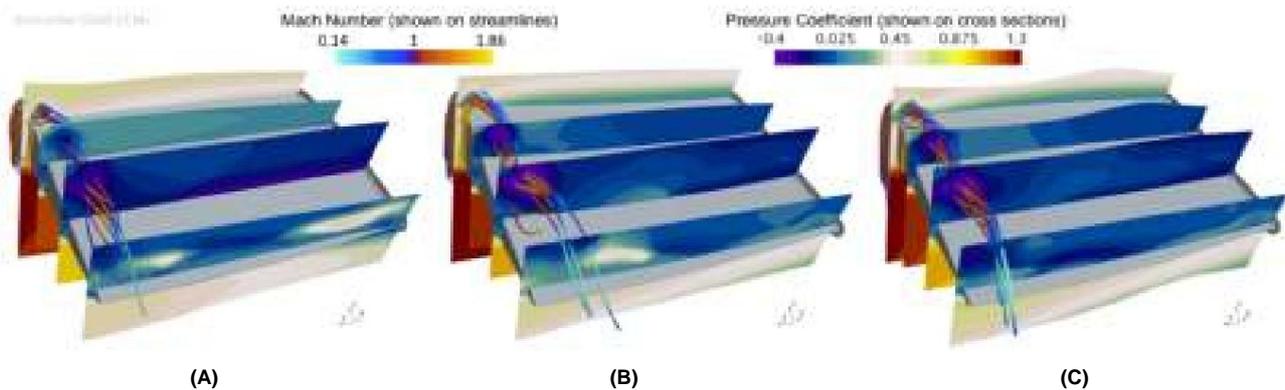


Abbildung 16. Stromlinien der Leckströmung an der Spitze und Druckkoeffizienten auf spannenweitenübergreifenden Querschnitten: (a) Basisdesign ; (b) Design A; und (c) Design B.

4. Schlussfolgerungen

Die vorliegende Studie hat einen Optimierungsablauf demonstriert, der die Verwendung von neuronalen Netzwerken und hochpräziser CFD kombiniert. Die neuronalen Netzwerkmodelle wurden anhand von über dreitausend Konstruktionsdatenpunkten aus einer früheren Veröffentlichung trainiert. Die praktische Auswirkung der Gesamtstrategie besteht darin, dass bei der technischen Konstruktionsanalyse vorhandene Datensätze, die im Allgemeinen aus früheren Simulationen, experimentellen oder reduzierten Studien verfügbar sind, genutzt werden können, um neuronale Netzwerkmodelle zu erstellen, die dann in Kombination mit hochpräzisen CFD-Simulationen zur Steuerung von Optimierungsprozessen verwendet werden können. Mit diesem Ansatz wird die erforderliche Anzahl hochpräziser CFD-Läufe reduziert und somit der Rechenaufwand bei gleichbleibender Genauigkeit verringert. Die Integration rechengünstiger ANN-Modelle, die 40.750 Mal ausgewertet wurden, ermöglicht eine relativ geringe Anzahl (163) von CFD-Auswertungen im vorliegenden Optimierungsprozess, was zu einer Gesamtlaufzeit von etwa 30 Stunden führt (bei 6 parallel laufenden CFD-Auswertungen, die jeweils 160 Rechenkerne verbrauchen). Es wird geschätzt, dass ohne Verwendung der verschachtelten Optimierungsstrategie auf Basis neuronaler Netzwerke aufgrund der großen Zahl an Designvariablen, die in 3D-CFD-Auswertungen zum Einsatz kommen, insgesamt 733 CFD-Auswertungen erforderlich wären. Bei Verwendung

Die Wirksamkeit der Methode wird anhand eines aerodynamischen Problems mit Turbinenschaukeln demonstriert. Es wurden ANN-Modelle mit 7 und 6 Schichten erstellt, um zwei Leistungsmetriken der Schaukeln darzustellen: Effizienz und Leistung. Die Hyperparameter der ANN-Modelle wurden optimiert und die Modelle wurden zusammen mit hochpräzisen CFD-Simulationen in einem verschachtelten Optimierungsverfahren als Ersatzmodelle verwendet, um optimierte Schaukeldesigns zu erhalten. Durch das Optimierungsverfahren wurden Pareto-Front-Designs gefunden, die eine verbesserte Effizienz und Leistung darstellen. Es zeigte sich, dass ein Neigungswinkel und ein Spitzenskalierungsfaktor durch das Optimierungsverfahren im Kontext der gewählten Schaukel und der in der vorliegenden Studie verwendeten Analyseverfahren stärker begünstigt wurden als andere Parameter. Die Untersuchung der Strömungsdynamik der optimierten Designs im Vergleich zum Basisdesign zeigt, dass die Optimierung (1) die Größe der negativsten Druckkoeffizienten im Fluss auf der Saugseite in der Nähe der Hinterkante verringerte und (2) die Schaukelgeometrie veränderte, wodurch der Stoß in der Nähe der Hinterkante verringert wurde. Beide Aspekte wirken sich auf eine verbesserte Effizienz und Leistung in den optimierten Designs aus.

Als zukünftige Erweiterung dieser Studie kann Folgendes in Betracht gezogen werden. (1) Testen Sie die Leistung anderer Response Surface-Methoden und Metamodelle gegenüber ANN und wenden Sie sie im verschachtelten Optimierungs-Workflow an. (2) Die vorliegende Studie demonstriert eine verschachtelte ANN-CFD-Optimierungsmethode, die als Proof-of-Concept auf ein idealisiertes Turbinen-CFD-Problem angewendet wird. Bei der Konstruktion von Gasturbinen auf Produktionsniveau müssen detailliertere Einschränkungen der Geometrie oder der Belastungskurve einbezogen werden, um realistischere Optimierungsergebnisse zu gewährleisten. Bei der Optimierung können auch unterschiedliche Leistungsabgabebedingungen des Motors untersucht werden.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, CZ; Methodik, CZ und MJ; Software, CZ und MJ; Validierung, CZ und MJ; formale Analyse, CZ; Untersuchung, CZ und MJ; Ressourcen, CZ und MJ; Datenkuratierung, CZ; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, CZ; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, CZ und MJ; Visualisierung, CZ; Supervision, MJ; Projektadministration, CZ und MJ; Mittelbeschaffung, MJ Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Diese Arbeit ist Teil der professionellen Entwicklungsinitiativen der Autoren, die von der Simcenter Customer Support-Organisation von Siemens Digital Industries Software gefördert werden. Die **Die Autoren danken ihren Kollegen bei Siemens Digital Industries Software. Ein weiterer Dank geht an an Yutao He am Jet Propulsion Laboratory, Caltech, zur Diskussion der Forschungsmethodik.**

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

cp	Druckkoeffizient	
h	Fluidenthalpie-	J/kg
P	Druck-	Pa
P	Leistungsfunktion	
Macht		B
R	Leistungsradius	M
R	Pearson-Koeffizient	
si _e		MS
ȳh	Geschwindigkeit	J/kg
m	Enthalpie Änderung Schaufelprofil Parameter	
ȳ	Effizienz	
ȳ	Dichte	kg/m ³
ȳc	Zentrifugalspannung	Pa
ȳ	Drehzahl	Rad/s
Indizes		
	Nabe	
Hi	Domäneneinlass	
m	Unterseite	
max	Maximale Menge	
O	Domain-Outlet	
S	solide	
T	Tipp	
si _e	Oberseite	

Verweise

- Alexandrov, NM; Lewis, RM; Gumbert, GR; Green, LL; Newman, PA Approximation und Modellmanagement in der Aerodynamische Optimierung mit Modellen variabler Genauigkeit. *J. Aircr.* 2001, 38, 1093–1101. [\[CrossRef\]](#)
- Ong, YS; Nair, PB; Keane, AJ Evolutionäre Optimierung rechenintensiver Probleme durch Surrogatmodellierung. *AAIA J.* 2003, 41, 687–696. [\[CrossRef\]](#)
- Mazaheri, K.; Zeinalpour, M.; Bokaei, HR Optimierung von Kühlkanälen für Turbinenschaufeln durch reduzierte konjugierte Wärmeübertragung *Methodik. Appl. Therm. Eng.* 2016, 203, 1228–1236. [\[CrossRef\]](#)
- Jiang, Y.; Lin, H.; Yue, G.; Zheng, Q.; Xu, X. Aerothermische Optimierung der mehrreihigen Filmkühlung eines realistischen marinen Hochdrucksystems Druckturbinenleitschaufel. *Appl. Therm. Eng.* 2016, 111, 537–549. [\[CrossRef\]](#)
- Braining, E.; Weidtmann, K.; Buehler, P.; Lautenschläger, A.; Braun, R. Verbesserung eines automatisierten Designprozesses und **Untersuchung des Optimierungsansatzes und der Abhängigkeiten der einzelnen Ziele.** In *Proceedings of the GPPS Forum 18, Global Power and Propulsion Society, GPPS-2018-0027, Montreal, QC, Kanada, 7.–9. Mai 2018.*
- Braining, E.; Weidtmann, K.; Braun, R.; Rincon DL, H.; Bohn, D. Automatisierte 2D-Tragflächenoptimierung von absichtlich verstopften Rotorblätter. In *Proceedings of the Global Power and Propulsion Society, GPPS-BJ-2019-0067, Peking, China, 16.–18. September 2019.*
- Zhang, C.; Hodges, J.; Janeway, M. Ko-Optimierung von aerodynamischen und thermischen Turbinenschaufeldesigns auf Basis von Computational Fluid Dynamics (CFD) Modelle. In *Proceedings der 5.–6. Thermal and Fluids Engineering Conference, New Orleans, LA, USA, 26.–28. Mai 2021.*

8. Pierezan, J.; Maidl, G.; Yamao, EM; Coelho, LS; Mariani, VC Cultrual Coyote Optimierungsalgorithmus angewendet auf den Betrieb einer Hochleistungs-Gasturbine. *Energy Convers. Manag.* **2019**, *199*, 111932. [\[CrossRef\]](#)
9. Bettocchi, R.; Pinelli, M.; Spina, PR; Venturini, M. Aufbau eines robusten neuronalen Netzwerks für die Gasturbinensimulation. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2004, Power for Land, Sea, and Air*, Wien, Österreich, 14.–17. Juni 2004.
10. Li, D.; Qiu, L.; Tao, K.; Zhu, J. Künstliche Intelligenz unterstützt den Entwurf eines Filmkühlungsschemas für Turbinenleitschaufeln. *Propuls. Power Res.* **2020**, *9*, 344–354. [\[CrossRef\]](#)
11. Belov, S.; Nikolaev, S.; Uzhinsky, I. Hybride datengesteuerte und physikbasierte Modellierung für präskriptive Analytik von Gasturbinen. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* **2020**, *5*, 29. [\[CrossRef\]](#)
12. Giorgi, MGD; Quarta, M. Hybrid MultiGene Genetic Programming—Artificial Neural Networks Approach for Dynamic Performance Prediction of a Turbofan Engine. *Aerosp. Sci. Technol.* **2020**, *103*, 105902. [\[CrossRef\]](#)
13. Zhang, M.; Hao, S.; Hou, A. Studie zur intelligenten Modellierung der Schaufelrad-Aerodynamik im Kompressor auf Basis von Maschinenlernen. *Mathematik* **2021**, *9*, 476. [\[CrossRef\]](#)
14. Wang, Q.; Yang, L.; Rao, Y. Erstellung eines verallgemeinerbaren Modells auf Basis eines kleinskaligen Datensatzes zur Vorhersage des Oberflächendrucksverteilung von Gasturbinenschaufeln. *Energy* **2021**, *214*, 118878. [\[CrossRef\]](#)
15. Park, Y.; Choi, M.; Kim, K.; Li, X.; Jung, C.; Na, S.; Choi, G. Vorhersage von Betriebseigenschaften für industrielle Gasturbinen Brennkammer mit einem optimierten künstlichen neuronalen Netzwerk. *Energy* **2020**, *213*, 118769. [\[CrossRef\]](#)
16. Sun, L.; Liu, T.; Xie, Y.; Zhang, D.; Xia, X. Echtzeit-Leistungsvorhersageansatz für Turbinen unter Verwendung von Deep-Learning-Techniken. *Energie* **2021**, *233*, 121130. [\[CrossRef\]](#)
17. Akolekar, H.; Zhao, Y.; Sandberg, RD; Pacciani, R. Integration von maschinellem Lernen und numerischer Strömungsmechanik zur Entwicklung von Turbulenzmodellen für eine verbesserte Vorhersage der Turbinennachlaufmischung. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2020: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*, London, Großbritannien, 22.–26. Juni 2020.
18. Brunton, SL; Kutz, JN; Manohar, K.; Aravkin, AY; Morgansen, K.; Klemisch, J.; Goebel, N.; Buttrick, J.; Poskin, J.; Blom-Schieber, AW; et al. Datengesteuerte Luft- und Raumfahrtstechnik: Neugestaltung der Branche mit maschinellem Lernen. *AIAA J.* **2021**, *59*, 2820–2847. [\[CrossRef\]](#)
19. Wang, H.; Xi, G. Optimierung eines Hochgeschwindigkeits-Radialverdichters für eine Mikrogasturbine basierend auf CFD- und FEM-Analyse. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2010: Energie für Land, Meer und Luft*, Glasgow, Großbritannien, 14.–18. Juni 2010.
20. Maral, H.; Alpman, E.; Kavurmacioglu, L.; Camici, C. Eine auf genetischen Algorithmen basierende aerothermische Optimierung der Tip Carving für eine Axialturbinenschaufel. *Int. J. Heat Mass Transf.* **2019**, *143*, 11849. [\[CrossRef\]](#)
21. Yan, X.; Zhu, J.; Kuang, M.; Wang, X. Aerodynamische Formoptimierung mit einem neuartigen Optimierer basierend auf Techniken des maschinellen Lernens. *Aerosp. Sci. Technol.* **2019**, *86*, 826–835. [\[CrossRef\]](#)
22. Li, J.; Zhang, M.; Martins, JRR; Shu, C. Effiziente aerodynamische Formoptimierung mit Deep-Learning-basierter geometrischer Filtern. *AIAA J.* **2020**, *58*, 4243–4259. [\[CrossRef\]](#)
23. Wang, Y.; Liu, T.; Zhang, D.; Xie, Y. Dual-Convolutional Neural Network Basierend auf aerodynamischer Vorhersage und Multi-Objective Optimierung eines kompakten Turbinenrotors. *Aerosp. Sci. Technol.* **2021**, *116*, 106869. [\[CrossRef\]](#)
24. Elsayed, K.; Lacor, C. Modellierung, Modellierung, Analyse und Optimierung von Aircyclones mit künstlicher neuronaler Netzwerkantwort Oberflächenmethodik und CFD-Simulationsansätze. *Powder Technol.* **2011**, *212*, 115–133. [\[CrossRef\]](#)
25. Chamoli, S. ANN- und RSM-Ansatz zur Modellierung und Optimierung von Entwurfsparametern für eine perforierte V-förmige Schallwand Aufgerauter rechteckiger Kanal. *Alex. Eng. J.* **2015**, *54*, 429–446. [\[CrossRef\]](#)
26. Park, D.; Cha, J.; Kim, M.; Go, GS Mehrzieloptimierung und Vergleich von Ersatzmodellen für die Trennleistung von Zyklonabscheidern basierend auf CFD, RSM, GMDH-Neural Network, Back Propagation-ANN und genetischem Algorithmus. *Comput. Fluid Mech.* **2020**, *14*, 180–201. [\[CrossRef\]](#)
27. Halila, EE; Lenahan, DT; Thomas, TT Energieeffizienter Motor – Testhardware für Hochdruckturbinen – Detaillierter Konstruktionsbericht ; NASA-CR-167955; NASA Lewis Research Center: 1982. Online verfügbar: <https://ntrs.nasa.gov/citations/19850002687> (abgerufen am 25. April 2022).
28. Timko, LP Energieeffizienter Motor – Leistungsbericht zum Test der Hochdruckkomponente; NASA-CR-168289; NASA Lewis Research Center: 1990. Online verfügbar: <https://ntrs.nasa.gov/citations/19900019237> (abgerufen am 25. April 2022).
29. Chen, S.-CS Axial-Flow Turbine Rotor Discharge-Flow Overexpansion and Limit-Loading Condition, Teil 1: Computational Fluid Dynamics (CFD) Untersuchung; NASA/TM-2017-219506; Glenn Research Center: 2017. Online verfügbar: <https://ntrs.nasa.gov/citations/20170007293> (abgerufen am 25. April 2022).
30. Kulfan, B. Universal Parametric Geometry Representation Method. *J. Aircr.* **2008**, *45*, 142–158. [\[CrossRef\]](#)
31. Abadi, M.; Barham, P.; Chen, J.; Chen, Z.; Davis, A.; Dean, J.; Devin, M.; Ghemawat, S.; Irving, G.; Isard, M.; et al. Tensorflow: Ein System für maschinelles Lernen im großen Maßstab. In *Proceedings der 12. USENIX-Konferenz über Betriebssystemdesign und -implementierung*, Savannah, GA, USA, 2.–4. November 2016; USENIX Association: Berkeley, CA, USA, 2016; S. 265–283.
32. Red Cedar Technology. SHERPA – Ein effizienter und robuster Optimierungs-/Suchalgorithmus; WP-1023, Rev. 05.08; Red Cedar Technologie: East Lansing, MI, USA, 2021.
33. Zhang, C. Ein Python-Programm – Maschinelles Lernen zur Regression für die Effizienz und Leistung von Gasturbinenschaufeln, Version 1.0.0; Computersoftware; 2022. Online verfügbar: <https://github.com/Cool-Chaoz/Machine-Learning-Regression-for-Gas-Turbine-Blade-Efficiency-and-Power> (abgerufen am 25. April 2022).

- 34. Mohaghegh, K.; Sadeghi, MH; Abdullah, A.; Boutorabi, R. Verbesserung von Reverse-Engineering-Turbinenschaufeln durch tion Geometry. Int. J. Manuf. Technol. **2010**, *49*, **675–687**. [[CrossRef](#)]**
- 35. Menter, FR Zweigleichungs-Wirbelviskositäts-Turbulenzmodellierung für technische Anwendungen. AIAA J. **1994**, *32*, **1598–1605**. [[Querverweis](#)]**

Artikel

Mehrkanalige hochdimensionale Datenanalyse mit PARAFAC-GA-BP zur Diagnose nichtstationärer mechanischer Fehler

Hanxin Chen 1*, Shaoyi Li 1,2 und Menglong Li

1

¹ Wuhan Institute of Technology, Fakultät für Maschinenbau und Elektrotechnik, Wuhan 430074, China; lisy@ncpu.edu.cn (SL); mlong95@163.com (ML)

² Nanchang Institute of Science and Technology, Schule für künstliche Intelligenz, Nanchang 330108, China

* Korrespondenz: pg01074075@ntu.edu.sg

Zusammenfassung: Herkömmliche Signalverarbeitungsmethoden wie die Hauptkomponentenanalyse (PCA) konzentrieren sich auf die Zerlegung von Signalen im 2D-Zeit-Frequenz-Bereich. Die parallele Faktorenanalyse (PARAFAC) ist eine neuartige Methode zur Zerlegung mehrdimensionaler Arrays, die sich auf die Analyse der relevanten Merkmalsinformationen konzentriert, indem die doppelten Informationen zwischen den mehreren Messpunkten gelöscht werden. In der Arbeit wurde ein neuartiger hybrider intelligenter Algorithmus für die Fehlerdiagnose eines mechanischen Systems vorgeschlagen, um die mehreren Vibrationssignale des Kreiselpumpensystems und die mehrdimensionalen komplexen Signale zu analysieren, die durch Druck- und Durchflussinformationen erzeugt werden. Die kontinuierliche Wavelet-Transformation wurde angewendet, um die hochdimensionalen Mehrkanalsignale zu analysieren und den 3D-Tensor zu konstruieren, der die Vorteile der parallelen Faktorzerlegung nutzt, um Merkmalsinformationen des komplexen Systems zu extrahieren. Die Methode wurde validiert, indem die nichtstationären Ausfallmodi unter den fehlerhaften Bedingungen mit Schäden an Laufradschaufeln, Schäden durch Laufradperforation und Schäden an den Laufradkanten diagnostiziert wurden. Die Entsprechung zwischen verschiedenen Fehlermerkmalen einer Kreiselpumpe in einer Zeit- und Frequenzinformationsmatrix wurde hergestellt. Die charakteristischen Frequenzbereiche der Fehlermodi werden effektiv dargestellt. Die Optimierungsmethode für ein PARAFAC-BP-Neuralnetz wird unter Verwendung eines

Schlüsselwörter: parallele Faktorenanalyse; genetischer Algorithmus; BP-Neuronales Netzwerk; Fehlerdiagnose



Zitat: Chen, H.; Li, S.; Li, M.

Mehrkanalige hochdimensionale
Datenanalyse mit PARAFAC-GA-BP zur
Diagnose nichtstationärer
mechanischer Fehler. Int. J. Turbomach. Propuls.

Power 2022, 7, 19. <https://doi.org/10.3390/ijtp7030019>

Wissenschaftlicher Herausgeber: Giorgio Pavesi

Erhalten: 1. Februar 2022

Akzeptiert: 3. Mai 2022

Veröffentlicht: 28. Juni 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche
in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeits-
informationen.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel,
der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-
NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

1. Einleitung

Mechanische Ausrüstung spielt eine bedeutende Rolle beim Aufbau der Volkswirtschaft und ist ein integraler Bestandteil des gesamten Industriesektors [1]. Mit den großen Entwicklungen bei der Verbesserung der modernen Produktion werden die Strukturen moderner Ausrüstung viel komplexer. Die mechanische Ausrüstung muss auch unter schwierigen Arbeitsbedingungen widerstandsfähig bleiben. Aufgrund des Einflusses vieler unvermeidbarer schwieriger Umweltfaktoren kommt es bei Maschinen und Ausrüstungen wie Kreiselpumpen, Getrieben, Motoren und anderen wichtigen Komponenten, die schwerer Belastung, hohen Temperaturen und hohem Druck ausgesetzt sind, zu zahlreichen Ausfällen. Insbesondere angesichts ihrer verlängerten Lebensdauer altern, verschleissen, verschleissen usw. Mechanische Komponenten unterliegen unweigerlich. Werden Ausfälle von Maschinen und Ausrüstungen nicht umgehend behoben, können sich kleinere Schäden zu schwerwiegenden Ausfällen entwickeln, die die Produktion verzögern, enorme wirtschaftliche Verluste verursachen und schwere Unfälle verursachen, die das Leben der Mitarbeiter gefährden [2]. Die rechtzeitige Verhinderung mechanischer Ausrüstungsausfälle zur Aufrechterhaltung des sicheren Betriebs der Ausrüstung ist von großer Bedeutung.

Kreiselpumpen haben hervorragende Eigenschaften wie eine einfache Struktur, einen hohen Wirkungsgrad und eine stabile Leistung. Sie werden häufig in der industriellen Produktion eingesetzt. Es ist notwendig, den Betriebszustand der Kreiselpumpen während des komplexen industriellen Prozesses wie in der Ölindustrie usw. zu diagnostizieren und zu überwachen. [3]. Die aktuellen

Die signalbasierte Fehlerdiagnosemethode für Kreiselpumpen basiert hauptsächlich auf maschinellem Lernen [4]. Referenz [5] wählt das Zeitbereichssignal einer elektrischen Tauchpumpe unter Verwendung des Entscheidungsbaumalgorithmus aus und gibt es in einen Klassifikator ein, um eine Fehlertrennung zu realisieren. Studien in der Literatur [6] führen die Idee des k-Nearest-Neighbor-Algorithmus in die traditionelle Markow-Distanz-Fehlerbeurteilung ein, um drei häufige Fehler bei Kreiselpumpen vorherzusagen. Bordoloi DJ et al. verwendeten Support Vector Machines, um den Verstopfungsgrad und die Verstopfungshohlräume bei unterschiedlichen Pumpengeschwindigkeiten wirksam zu diagnostizieren [7]. Im Kontext von Industrie 4.0 wird angesichts der Fortschritte in den Bereichen Informatik, Sensorik, Cloud-Technologie, Big Data usw. die groß angelegte Datenerfassung und -speicherung komplexer Industriesysteme einfacher und der Datenumfang wird größer, was die Datenstruktur als hochdimensional kennzeichnet. Derzeit ist die Verarbeitung hochdimensionaler Daten aus groß angelegten Industrieprozessen, die zur Gewinnung wertvoller Informationen verwendet werden, ein heißes Thema in

Herkömmliche Datenverarbeitungsmethoden wie Hauptkomponentenanalyse (PCA), intrinsische Modalanalyse (EMD), Wavelet-Paketenergie (WPE) und lokale Charakteristikanalyse (LFA) sind in der Lage, die Dimension von Daten zu reduzieren [9]. Die Kombination der oben genannten Methode zur Dimensionsreduzierung mit einem neuronalen Netzwerk zur Verarbeitung großer Datenmengen und zur Realisierung von Data Mining hat sich in der Forschungsgemeinschaft zum Mainstream-Forschungsschwerpunkt entwickelt [10]. C Cui erstellte das PCA-BP-MSET-Modell, um eine effektive Fehlerwarnung in einem Fehlerdiagnosesystem für Luftkompressoren zu erreichen [11]. Bei Anomalien im Sensorsystem verwendete Yu EMD zur Verarbeitung der Daten und PNN als Klassifikator zur Fehlerklassifizierung [12]. Verglichen mit den oben genannten Algorithmen hat der Tensor zur parallelen Faktorisierung den Vorteil, dass er Datenverlust und Rechenkomplexität reduziert, da der Tensor die Eigenschaften der Daten höherer Ordnung darstellt, ohne die intrinsische Struktur und die zugrunde liegenden Informationen der Daten zu beschädigen. Eine der vielversprechendsten Theorien zur parallelen Faktorisierung stammt von Kruskal und dem neuen Konzept der k-Ordnung [13]. Die k-Ordnung der Matrix A ist das Maximum, das die Bedingung erfüllt, dass beliebige k Spaltenvektoren der Matrix A linear unkorreliert sind, wodurch hinreichende Bedingungen für die Anwendung der Methode der parallelen Faktorisierung offenbart und der Grundstein für ihre Anwendung in der Signalverarbeitung gelegt wird [14]. Zhang et al. verwendeten die PARAFAC-Zerlegung für die räumlich-zeitliche Signalverarbeitung von Radar, um eine automatische Winkel- und Frequenzanpassung zu erreichen [15]. Li et al. [16] verwendeten die parallele Faktorenanalyse, um die Trennung mehrerer Fehlerquellen in der mechanischen Ausrüstung zu bewältigen und erzielten die gewünschten Ergebnisse. Sidiropoulos et al. verwendeten die PARAFAC-Analyse zur Erkennung und Identifizierung mehrerer Ziele in MIMO-Radarsystemen [17]. Weis et al. verwendeten den PARAFAC-Algorithmus in ihrer EEG-Datenanalyse, um die einzelnen Komponenten der Korrelation zu be

Der genetische Algorithmus (GA) basiert auf der Idee und dem Mechanismus der natürlichen Evolution als optimale parallele Suche in den Gesetzen der Biologie. Er wird erstellt, indem das Prinzip der „natürlichen Selektion und des Überlebens des Stärkeren“ im natürlichen Evolutionsprozess simuliert wird. Der GA bietet eine Lösung für komplexe nichtlineare Probleme, die mit herkömmlichen Optimierungsmethoden nicht leicht gelöst werden können [20]. Es wurde ein genetischer Algorithmus zur Kombination mit der Support Vector Machine (SVM) vorgeschlagen, um den optimalen Algorithmus zur Fehlerdiagnose von Wälzlagermaschinen zu erreichen [21]. Der ICA-Algorithmus wurde zur Merkmalsextraktion des Signals im Motorlager implementiert und mit dem GA kombiniert, um das radiale neuronale Netzwerk zur Fehlerdiagnose zu optimieren. Die Diagnosegenauigkeit wurde deutlich verbessert [22]. Im Vergleich zum herkömmlichen neuronalen Netzwerk (NN) weist das optimierte und verbesserte

In diesem Artikel wird die relevante Theorie der Signalmatrixzerlegung untersucht und eine kontinuierliche Wavelet-Transformation auf die Mehrkanal-Signalanalyse angewendet, um einen dreidimensionalen Tensor zu konstruieren. Die parallele Faktorzerlegung ermöglicht die Extraktion der charakteristischen Informationen der komplexen Systeme, die den Frequenzbereich der fehlerhaften Kreiselpumpe bestimmen. Die effek

kombiniert mit der hervorragenden adaptiven Aktualisierungsfähigkeit und den nichtlinearen Eigenschaften von BP-NN. Das BP-NN-Modell wurde entwickelt, um die Fehlermodi der Zentrifugalkraft zu diagnostizieren. **Pumpe. Um den Nachteil der langsamen Konvergenz des BP-NN zu überwinden,** Eine GA-basierte Optimierungsmethode wird vorgeschlagen, um das BP-Neuronale-Netzwerk-Modell zu optimieren, so dass es die entsprechenden Gewichte und Schwellenwerte schneller findet und schnell erreicht Fehlerklassifizierung.

2. Prinzip der parallelen Faktorenanalyse

Tensor ist die hochdimensionale Form der Datenkonstruktion. Die Dimensionalität der Daten werden als Ordnung des Tensors bezeichnet und gelten als Verallgemeinerung der Matrix und Vektor in der hochdimensionalen räumlichen Konstruktion. Traditionelle Methoden wie ICA, PCA,

usw., die zur Verarbeitung von Daten mit hoher Dimensionalität verwendet werden, verteilen die Daten im Allgemeinen in zweidimensionale Matrix zur Verarbeitung, um die Strukturdaten zu entfernen. Die Lösung oft nicht die erwarteten Ergebnisse erzielt. PARAFAC ist eine gängige Zersetzungsbehandlung in Tensorzerlegung. Die Kernidee besteht darin, die ursprünglichen Tensordaten durch die Summe zu approximieren von endlichen Tensoren vom Rang 1.

2.1. Paralleles Faktormodell

Der Tensor ist eine hochdimensionale Erweiterung der Matrix. Die Ordnung des Tensors stellt die Dimensionen des Tensors dar, wie in Abbildung 1 dargestellt. Der Vektor, der die eindimensionale Zeitreihe des vom Einkanalensensor erfassten Schwingungssignals wird der Tensor 1. Ordnung. Die Matrix ist der Tensor 2. Ordnung. Das mehrdimensionale Array oben die dreidimensionale Ebene ist der Tensor höherer Ordnung.

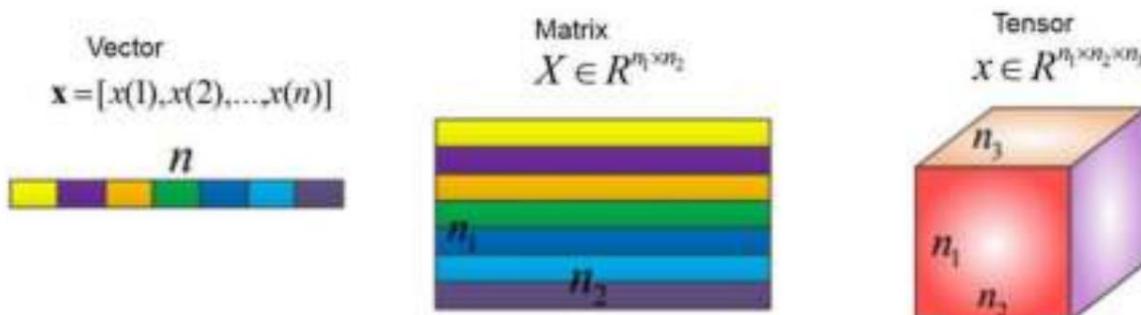


Abbildung 1. Tensor.

In der zweidimensionalen Matrix wird die Variable $x_{p,q}$ im Allgemeinen verwendet, um die Komponenten der zweidimensionalen Matrix, deren Index die x -Achse bezeichnet und die Der Index q bezeichnet die y -Achse im x - y 2D-Koordinatensystem. Die Variable $x_{p,q,k}$ bezeichnet das Element der dreidimensionalen Matrix, dessen Index p die x -Achse bezeichnet, Der Index q bezeichnet die y -Achse und der Index k bezeichnet die z -Achse während der x - y - z 3D-Koordinaten

System. Das 2-D-Array der 3D-Matrix bildet das Subarray der 3D-Matrix. Das Subarray wird als Ausschnitt der 3D-Matrix in der z -Achse bezeichnet. Die niedrigrangige Zerlegung von X als Summe der R 3D-Matrix X wird als $X = \sum_{r=1}^R a_r \cdot b_r \cdot c_r$ dargestellt, wobei die Variablen $x_{p,q,k}$ die Elemente der

dreidimensionale Matrix $X \in R^{P \times Q \times K}$, wobei $p = 1, \dots, P; q = 1, \dots, Q; k = 1, \dots, K$. Dreidimensionale Matrizen können als Vektor-Außenprodukt wie folgt dargestellt werden:

$$X = \sum_{r=1}^R a_r \cdot b_r \cdot c_r \quad (1)$$

Elemente der dreidimensionalen Matrix X sind $x_{p,q,k}$. Die Vektoren a_r, b_r, c_r sind $R \times 1, 1 \times Q, 1 \times K$ Matrizen.

wobei $a_r \in R^{P \times 1}, b_r \in R^{1 \times Q}, c_r \in R^{1 \times K}, r = 1, 2, \dots, R$. Gleichung (1) liefert die niedrigste Ordnung Zerlegungsprozess der 3D-Matrix. Die Ordnungen der 3D-Matrizen X sind R . Das Modell für die niedrigrangige Zerlegung der 3D-Matrix wie in Gleichung (1) gezeigt ist Parallelfaktor Modell. Abbildung 2 zeigt das Vorgehen beim PARAFAC-Modell.

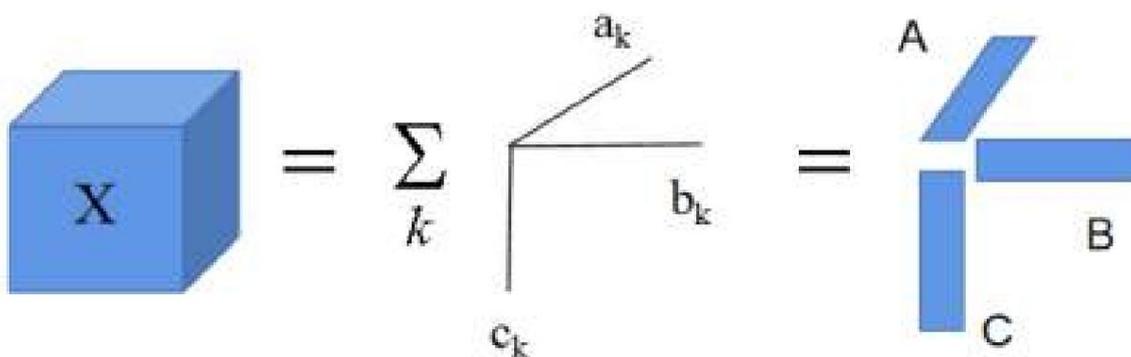


Abbildung 2. Verfahren zur parallelen Faktorzerlegung.

Hier lauten die Definitionen der drei Matrizen wie folgt:

$$\begin{aligned} A &= [a_1, \dots, a_R] \\ B &= [b_1, \dots, b_R] \\ C &= [c_1, \dots, c_R] \end{aligned} \tag{2}$$

Die Symbole A, B und C sind die drei Ladefelder im PARAFAC-Modell. Gleichung (2) zeigt, dass die Komponenten im 3D-Array X als Summe der Multiplikation von R-Komponenten.

2.2. Eindeutigkeit der parallelen Faktorzerlegung

Bei einer zweidimensionalen Matrix ist die niedrigrangige Zerlegung nicht eindeutig, wenn der Rang der Matrix größer als 1 ist, sofern keine speziellen Strukturfaktoren von Einschränkungen. Für den Matrixzerlegungsprozess $X = ABT$ gibt es noch einen anderen Satz von

Matrizen A, B, das heißt $X = ABT$. Allerdings ist $A = A\bar{Y}A\bar{Y}A$, $B = B\bar{Y}B\bar{Y}B$. Hier sind die Symbole $\bar{Y}A$ und $\bar{Y}B$ Spaltentauschmatrizen und die Symbole $\bar{Y}A$ und $\bar{Y}B$ sind die Diagonalskala Matrizen. Die Einzigartigkeit der zweidimensionalen Matrixzerlegung wird veranschaulicht durch die umgekehrte Methode. Gegeben sei ein beliebiger Vollrangansatz $\bar{Y} = \bar{Y} \bar{Y} \bar{Y}$

$$\bar{Y} \bar{Y} \quad X = ABT = A\bar{Y} \bar{Y} \bar{Y} B^T = \bar{A} \bar{B}^T \tag{3}$$

Darunter

$$\bar{A} = A\bar{Y} = [a_1, \dots, a_F] \tag{4}$$

$$\bar{B} = B(\bar{Y}^T)^T = [b_1, \dots, b_F] \tag{5}$$

wobei a und b die Spaltenvektoren der Arrays A und B sind. Wenn die Arrays A, B voll sind Rang, A und B sind auch Vollrangmatrizen, dann haben wir

$$X = ABT = a_1 b_1^T + a_2 b_2^T + \dots + a_F b_F^T \tag{6}$$

Die obige Formel erfüllt die Definition der Zerlegung niedriger Ordnung. Allerdings $T = \bar{Y} \bar{Y}$. Daher ist die 2D-Matrixzerlegung niedrigen Rangs nicht eindeutig.

Der grundlegende Unterschied zwischen der parallelen Faktorisierung und der 2D-Matrix Zerlegung ist die Einzigartigkeit ihrer Zerlegung, was einer der Gründe ist, warum die Das PARAFAC-Modell wird häufig in der Datenanalyse verwendet. Der Eindeutigkeitsatz von PARAFAC Zerlegung kommt aus dem neuen Konzept der k-Ordnung. Die k-Ordnung für eine Matrix A ist die maximale Ordnung von k und erfüllt die Bedingung, dass alle k Spaltenvektoren des Arrays A sind linear unkorreliert, was die hinreichenden Bedingungen für die Eindeutigkeit von offenbart die Methode der parallelen Faktorisierung für die Anwendung in der Datenanalyse. Betrachten Sie das Unterprofil Matrix des PARAFAC-Modells entlang der X-Achse.

$$X_p^{Q \times K} = B D_p(A) C^T \quad p = 1, 2, \dots, P \tag{7}$$

Hier ist die Matrix $\tilde{Y} \in \mathbb{R}^{P \times R}$, $B \in \mathbb{R}^{R \times Q \times R}$, $C \in \mathbb{R}^{R \times K \times R}$, wenn die folgende Ungleichung ist zufrieden

$$k_A + k_B + k_C \leq 2(R + 1) \quad (8)$$

Die Matrizen A , B und C sind eindeutig.

3. Hybridmethode mit PARAFAC_GA_BP_NN

3.1. Algorithmus auf

PARAFAC 3.1.1. Nukleare Konsistenzschätzung

Der PARAFAC-Algorithmus reagiert sehr empfindlich auf den vorab geschätzten Faktor F . Wird der Parameter F zu niedrig geschätzt, erhält man keine physikalisch sinnvolle Lösung. Wird der Parameter F zu hoch geschätzt, erhöht dies den Modellfehler und vergrößert die Abweichung zwischen den Kalibrierungswerten und den tatsächlichen Werten. Daher ist ein geeigneter Wert für den Faktor F für die Konstruktion des PARAFAC-Modells sehr wichtig. Die Anzahl der Faktoren muss vorab geschätzt werden. Da die Ränge der Tensoren asymptotisch ermittelt werden, werden üblicherweise unterschiedliche Methoden verwendet, um die Anzahl der Zerlegungsfaktoren aus mehreren Perspektiven zu ermitteln. Die Schätzung der Kernkonsistenz ist hier eine effektive Methode zur Schätzung der Faktoren durch Berechnung des Ähnlichkeitsgrads zwischen dem superdiagonalen Array T und G . Die Berechnung der Kernkonsistenz (\tilde{y}) wird wie folgt definiert:

$$\tilde{y} = 100 \times \frac{\sum_{d=1}^F \sum_{e=1}^F \sum_{f=1}^F \tilde{y}_{d e f}}{F} \quad (9)$$

wobei der Parameter F die Faktorzahl im PARAFAC-Modell ist, der Parameter $g_{d e f}$ das Element der Matrix G ist und der Parameter $t_{d e f}$ im T und ist das Element von T . Für das Ideal PARAFAC-Modell, die superdiagonalen Arrays T und G sollten sehr ähnlich sein, an diesem Punkt beträgt der Kernel-Übereinstimmungswert 100 %. Wenn der Kernel-Übereinstimmungswert gleich oder größer als 60 % ist, wird das Modell normalerweise als nahe der Trilinearität betrachtet. Wenn der Kernel-Übereinstimmungswert jedoch kleiner als 60 % ist, wird das Modell als von der Trilinearität abweichend betrachtet. Eine viel genauere Faktorzahl wird entsprechend der Änderung des Kernel-Übereinstimmungswerts erhalten.

3.1.2. Trilineare alternierende kleinste Quadrate (TALS)

$X_{p,q,k}$ ist ein beliebiger dreidimensionaler Datensatz. Die zweidimensionalen Matrizen sind als $X_p(Q \times K)$, $X_q(P \times K)$ und $X_k(P \times Q)$ definiert, wobei die entsprechenden Elemente die folgenden Bedingungen erfüllen.

$$X_p(q, k) = X_q(p, k) = X_k(p, q) = X_{p,q,k} \quad (10)$$

Anschließend wird die dreidimensionale Matrix als gemeinsame kubische Gleichung entlang der drei verschiedenen Dimensionen beschrieben.

$$\begin{aligned} \tilde{y} X_p &= B \text{diag}(A(p, :)) C^T, \quad p = 1, 2, \dots, P \\ \tilde{y} X_q &= C \text{diag}(B(q, :)) A^T, \quad q = 1, 2, \dots, Q \\ \tilde{y} X_k &= A \text{diag}(C(k, :)) B^T, \quad k = 1, 2, \dots, K \end{aligned} \quad (11)$$

wobei die Variablen X_p , X_q und X_k die Ausschnitte der dreidimensionalen Matrix X in den drei Richtungen P , Q und K bezeichnen. Das Symbol $\text{diag}(A(k, :))$ bezeichnet die quadratische Matrix nach der Diagonalisierung der k -ten Zeilenelemente der Matrix A und so weiter ab Gleichung (11)

$$\begin{pmatrix} \text{Bdiag}(A(1, :))C^T \\ \text{Cdiag}(B(2, :))C^T \\ \vdots \\ \text{Cdiag}(B(l, :))C^T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Bdiag}(A(1, :)) \\ \text{Cdiag}(B(2, :)) \\ \vdots \\ \text{Cdiag}(B(l, :)) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Cdiag}(C(1, :)) \\ \text{Cdiag}(C(2, :)) \\ \vdots \\ \text{Cdiag}(C(l, :)) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{Bdiag}(A(1, :)) \\ \text{Cdiag}(B(2, :)) \\ \vdots \\ \text{Cdiag}(B(l, :)) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Cdiag}(C(1, :)) \\ \text{Cdiag}(C(2, :)) \\ \vdots \\ \text{Cdiag}(C(l, :)) \end{pmatrix} = X P Q \times K. \quad (12)$$

$$\begin{pmatrix} \text{Bdiag}(A(1, :)) \\ \text{Cdiag}(B(2, :)) \\ \vdots \\ \text{Cdiag}(B(l, :)) \end{pmatrix} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \quad (13)$$

Dann wird das PARAFAC-Modell in Form des Khatri-Rao-Produkts ausgedrückt.

$$\begin{aligned} X_{P \times Q \times K} &= \mathbf{A}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{C})^T \\ X_{Q \times K \times P} &= \mathbf{B}(\mathbf{C} \cdot \mathbf{A})^T \\ X_{K \times P \times Q} &= \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})^T \end{aligned} \quad (14)$$

Die Grundidee der TALS-Methode besteht darin, ein Array in einem Schritt zu aktualisieren, indem eine Matrix initialisiert und die verbleibenden Matrizen mit der Least Mean Square (LMS)-Methode aktualisiert werden. Dieser Schritt wird wiederholt, bis der Algorithmus konvergiert.

Der hypothetische 3D-Datensatz X mit den Dimensionen $P \times Q \times K$ wird dargestellt durch einen trilineares Modell in der folgenden Form.

$$x_{p,q,k} = \sum_{f=1}^F a_{p,f} b_{q,f} c_{k,f} + \epsilon_{p,q,k} \quad \dots \quad P \quad q = 1 \quad \dots \quad Q \quad k = 1 \quad \dots \quad K \quad (15)$$

Hier bezeichnet das Symbol F die Anzahl der Komponenten, das Symbol $a_{p,f}$ ist die p -te Komponente des Vektors \mathbf{a} , das Symbol $b_{q,f}$ ist die q -te Komponente im Vektor \mathbf{b} und das Symbol $c_{k,f}$ ist die k -te Komponente im Vektor \mathbf{c} . Das Symbol $x_{p,q,k}$ ($p = 1, \dots, P$, $q = 1, \dots, Q$, $c_{k,f}$ $k = 1, \dots, K$). $Q \times K$ bildet den dreidimensionalen Raum des Datensatzes X . Das Symbol $\epsilon_{p,q,k}$ ($p = 1, \dots, P$, $q = 1, \dots, Q$, $k = 1, \dots, K$) ist der Fehler, der die 3D-Fehlermenge E im $P \times Q \times K$ -Koordinatensystem bildet. Das Symbol $\mathbf{A} = [a_1, a_2, \dots, a_P]$ wird als $P \times F$ -Matrix definiert.

$\mathbf{B} = [b_1, b_2, \dots, b_Q]$ ist eine $Q \times F$ -Matrix. Das Symbol $\mathbf{C} = [c_1, c_2, \dots, c_K]$ ist eine $K \times F$ -Matrix.

Matrix \mathbf{A} wird wie folgt berechnet:

$$\begin{pmatrix} \text{X...1} \\ \text{X...2} \\ \vdots \\ \text{X...K} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{BdiagC}(1, :) \\ \text{BdiagC}(2, :) \\ \vdots \\ \text{BdiagC}(K, :) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Cdiag}(C(1, :)) \\ \text{Cdiag}(C(2, :)) \\ \vdots \\ \text{Cdiag}(C(K, :)) \end{pmatrix} + \mathbf{E} \quad (16)$$

Hier ist $\text{X...k} = \text{Bdiag}(C(k, :))\mathbf{A}^T + \mathbf{E...k}$, $k = 1, 2, \dots, K$, \mathbf{E}_k ist der Fehler.

Die kleinste mittlere Quadratschätzung der Matrix \mathbf{A} wird durch die folgende Gleichung bestimmt.

$$\mathbf{B} \mathbf{E} \mathbf{I} = \begin{pmatrix} \text{BdiagC}(1, :) \\ \text{BdiagC}(2, :) \\ \vdots \\ \text{BdiagC}(K, :) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{X...1} \\ \text{X...2} \\ \vdots \\ \text{X...K} \end{pmatrix} \quad (17)$$

Hier, $[\]^+$ ist die verallgemeinerte Umkehrung.

Die Matrix B wird wie folgt bestimmt:

$$\begin{matrix} \ddot{y} \mathbf{J} \dots \mathbf{1} \\ \ddot{y} \mathbf{J} \dots \mathbf{2} \\ \vdots \\ \ddot{y} \mathbf{J} \dots \mathbf{P} \end{matrix} = \begin{matrix} \ddot{y} \text{Cdiag}(\mathbf{A}(1, :)) \\ \ddot{y} \text{Cdiag}(\mathbf{A}(2, :)) \\ \vdots \\ \ddot{y} \text{Cdiag}(\mathbf{A}(\mathbf{P}, :)) \end{matrix} \ddot{y} \mathbf{B}^T + \mathbf{E} \mathbf{P} \quad (18)$$

Hier ist $\mathbf{Y} \dots \mathbf{p} = \text{Cdiag}(\mathbf{A}(\mathbf{p}, :)) \mathbf{B} + \mathbf{E} \dots \mathbf{p}$, $\mathbf{p} = 1, 2, \dots, \mathbf{P}$, $\mathbf{E} \mathbf{P}$ ist der Fehler.
Die kleinste mittlere Quadratschätzung der Matrix B wird wie folgt definiert:

$$\mathbf{B}^T = \begin{matrix} \ddot{y} \text{Cdiag}(\mathbf{A}(1, :)) & \ddot{y} \mathbf{J} \dots \mathbf{1} \\ \ddot{y} \text{Cdiag}(\mathbf{A}(2, :)) & + \ddot{y} \mathbf{J} \dots \mathbf{2} \\ \vdots & \vdots \\ \ddot{y} \text{Cdiag}(\mathbf{A}(\mathbf{P}, :)) & \ddot{y} \mathbf{J} \dots \mathbf{P} \end{matrix} \quad (19)$$

Die Matrix C wird wie folgt bestimmt.

$$\begin{matrix} \ddot{y} \mathbf{Z} \dots \mathbf{1} \\ \ddot{y} \mathbf{Z} \dots \mathbf{2} \\ \vdots \\ \ddot{y} \mathbf{Z} \dots \mathbf{Q} \end{matrix} = \begin{matrix} \ddot{y} \text{Adiag}(\mathbf{B}(1, :)) \\ \ddot{y} \text{Adiag}(\mathbf{B}(2, :)) \\ \vdots \\ \ddot{y} \text{Adiag}(\mathbf{B}(\mathbf{Q}, :)) \end{matrix} \ddot{y} \mathbf{C}^T + \mathbf{E} \mathbf{Q} \quad (20)$$

Hier ist $\mathbf{Z} \dots \mathbf{q} = \text{Adiag}(\mathbf{B}(\mathbf{q}, :)) \mathbf{C} + \mathbf{E} \dots \mathbf{q}$, $\mathbf{q} = 1, 2, \dots, \mathbf{Q}$, $\mathbf{E} \mathbf{Q}$ ist der Fehler.
Kleinste mittlere quadratische Schätzung des Parameters C wird wie folgt definiert:

$$\mathbf{C}^T = \begin{matrix} \ddot{y} \text{Adiag}(\mathbf{B}(1, :)) & \ddot{y} \mathbf{Z} \dots \mathbf{1} \\ \ddot{y} \text{Adiag}(\mathbf{B}(2, :)) & + \ddot{y} \mathbf{Z} \dots \mathbf{2} \\ \vdots & \vdots \\ \ddot{y} \text{Adiag}(\mathbf{B}(\mathbf{Q}, :)) & \ddot{y} \mathbf{Z} \dots \mathbf{Q} \end{matrix} \quad (21)$$

Die Schleifen (1) bis (3) werden wiederholt und die Matrix wird bis zur Konvergenz aktualisiert.

3.1.3. Algorithmische Implementierung der parallelen Faktorenanalyse

Jedes Element $x_{p,q,k}$ des Tensors $\mathbf{X} \mathbf{P} \times \mathbf{Q} \times \mathbf{K}$ besteht aus einem trilinearen Komponentenmodell wie folgt:

$$x_{p,q,k} = \sum_{f=1}^F a_{p,f} b_{q,f} c_{k,f} + e_{p,q,k} \quad (22)$$

Bei der Signalverarbeitung trägt der Parameter F zum transienten Antwortsignal bei, ist der Wert der f-Variable $b_{q,f}$ ist der Komponente, die sich auf die p-te Probeninformation bezieht, die Variable $a_{p,f}$, die Antwortwert der f-ten Komponente, die sich auf die q-te Probeninformation bezieht, die Variable $c_{k,f}$ ist der Wert der f-ten Komponente, die sich auf die k-te Probeninformation bezieht. Die Variablen $a_{p,f}$, $b_{q,f}$ und $c_{k,f}$ sind die Komponenten des Arrays A, B und C. Die Variable $e_{p,q,k}$ ist der Messfehler. Die obige Gleichung hat die Form des PARAFAC- Modells. Sie kann in Form von drei Schichtmatrizen ausgedrückt werden, sodass das trilineare Modell wie folgt ausgedrückt wird, was der Singulärwertzerlegung in PCA ähnelt.

$$\begin{matrix} \mathbf{X} \mathbf{p} \dots (\mathbf{Q} \times \mathbf{K}) = \mathbf{B} \text{diag}(\mathbf{a}_p) \mathbf{C}^T \\ \mathbf{X} \mathbf{q} \dots (\mathbf{K} \times \mathbf{P}) = \mathbf{C} \text{diag}(\mathbf{b}_q) \mathbf{A}^T \\ \mathbf{X} \mathbf{k} \dots (\mathbf{P} \times \mathbf{Q}) = \mathbf{A} \text{diag}(\mathbf{c}_k) \mathbf{B}^T \end{matrix} + \mathbf{E} \mathbf{p} \dots (\mathbf{J} \times \mathbf{K}), \mathbf{p} = 1, 2, \dots, \mathbf{P} \quad (23)$$

Dabei sind die Parameter a_p , b_q und c_k die p-te Zeile des Arrays A, die q-te Zeile des Arrays B und die k-te Zeile des Arrays C. Die Symbole $\text{diag}(a_p)$, $\text{diag}(b_q)$ und $\text{diag}(c_k)$ sind Diagonalvektoren der $F \times F$ - Matrix. Die Parameter a_i , b_j und c_k sind die Elemente der Diagonalvektoren. Das Symbol „T“ bezeichnet die Transponierte der Matrix. Die Variablen

$E_p \dots (Q \times K)$, $E_q \dots (K \times P)$ und $E_k \dots (P \times Q)$ sind drei Ausschnitte des Fehlerarrays. Gleichung (22) wird als Matrix ausgedrückt.

$$X = AT(F \times FF) (C \check{y} B)^T + E \quad (24)$$

Hier ist das Symbol \check{y} das Kronecker-Produkt, das Array $T (F \times FF)$ ist eine zweidimensionale Matrix der Rekombination des zentralen 3D-Datenrahmens T . Die Variable T ist ein 3D-Datenarray mit Einheitsdiagonale (auch Superdiagonalarray genannt) mit der Matrixgröße $(F \times F \times F)$, wobei das Superdiagonalelement gleich 1 ist und die restlichen Elemente Null sind.

Im Standard-PARAFAC-Modell ist die Summe der quadrierten Residuen (SSR) die Minimierung der Verlustfunktion, die wie folgt definiert ist:

$$SSR = \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^Q \sum_{k=1}^K \sum_{f=1}^F x_{pqk} \check{y}_{apf} b_{qf} c_{kf} = \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^Q \sum_{k=1}^K e_{pqk}^2 \quad (25)$$

Die PARAFAC-Zerlegung kann mithilfe von Alternate Least Squares (ALS) mit dem folgenden iterativen Prozess implementiert werden.

Bestimmung der Anzahl der Komponenten F .

Initialisieren Sie die Arrays B und

C. Lösen Sie die Matrix A .

Lösung der Schätzung $a_{p1} = \text{diag}(B^T C A)^T$, d. h. der Vektor $\text{diag}(\bullet)$ liefert die Elemente auf der Hauptdiagonale der Matrix. Das hochgestellte „+“ gibt die verallgemeinerte Inverse an, $B^+ = (B^T B)^{-1} B^T$.

Die Arrays B und C werden mit den folgenden Gleichungen geschätzt.

$$b_q^T = \text{diag}(C^+ X A) \quad (26)$$

$$c_k^T = \text{diag}(A^+ X B) \quad (27)$$

Dann werden (3) und (4) wiederholt, bis das SSR kleiner als der Schwellenwert ist, der standardmäßig auf 1×10^{-6} eingestellt ist.

Basierend auf der einzigartigen Mehrfachzerlegung im PARAFAC-Modell werden die Unterarrays A , B und C erhalten, die die Probeninformationen, die Antwortprozessinformationen und die Sensorinformationen darstellen.

3.2. Algorithmus für GA

GA ist ein evolutionärer heuristischer Algorithmus, der 1975 aus Darwins natürlicher Selektion und der biologischen Evolution der Genetik entwickelt wurde. Er wurde ursprünglich entwickelt, um große und komplexe Optimierungsprobleme zu bewältigen, die mit klassischen mathematischen Methoden nicht effektiv gelöst werden konnten. Die Idee von GA ist wie folgt: In einem zufällig initialisiertem Set werden Individuen entsprechend ihrer Fitnessgröße ausgewählt, und dann erzeugen Crossover und Mutation durch Genetik neue Sets, die besser als die vorherigen sind und auch relativ näher an der globalen Optimallösung liegen.

Wenn GA zur Lösung eines Problems verwendet wird, werden zunächst die Zielfunktion und die Variablen des Problems bestimmt und die Variablen codiert. Die Lösung des Problems wird durch die Zahlenfolgen in GA dargestellt. Der genetische Operator arbeitet direkt mit den Folgen. Die Codierungsmethode wird in Binärcodierung und Realcodierung unterteilt. Wenn das Individuum durch die Binärcodierung dargestellt wird, wird die Decodierungsformel zum Umwandeln von Binärzahlen in Dezimalzahlen wie folgt dargestellt:

$$x_i = \sum_{j=1}^n \frac{R_i}{2^j} \check{y}_{ij} \quad (28)$$

Hier sind die Parameter $x_{i1}, x_{i2}, \dots, x_{il}$ der i -te String. Die Länge jedes Strings ist l . Jeder Parameter ist 0 oder 1. Die Parameter T_i und R_i sind die beiden Endpunkte der i -ten Zeichenfolge X_i .

Das grundlegende Verfahren von GA besteht aus Auswahl-, Crossover- und Mutationsoperationen. Die neue Population wird aus der alten Population mit der Wahrscheinlichkeitsschwelle ausgewählt, die durch die Fitnesswerte bestimmt wird. Das Prinzip ist, dass je besser der Fitnesswert eines Individuums ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit einer neuen Population. Die Crossover-Operation besteht aus dem Austauschen und Kombinieren zweier Chromosomen, um ein neues, besseres Individuum zu erzeugen. Die Mutation dient dazu, ein beliebiges Individuum aus der Population auszuwählen, und ein Punkt im Chromosom wird ausgewählt, um mutiert zu werden, um ein besseres Individuum zu erzeugen. In diesem Artikel wird GA verwendet, um BP zu optimieren und die Klassifizierungsdiagnose von Kreiselpumpen zu verbessern. Der grundlegende Implementierungsprozess ist wie folgt:

- (1) Zufällige Initialisierung von Populationen.
- (2) Berechnen Sie die Populationsfitnesswerte, aus denen die optimalen Individuen identifiziert werden.
- (3) Wählen Sie die Chromosomen aus.
- (4) Crossover-Chromosomen.
- (5) Mutation von Chromosomen.
- (6) Bestimmen Sie, ob die Entwicklung abgeschlossen ist. Wenn nicht, kehren Sie zu Schritt 2 zurück.

3.3. Das Prinzip der BP_NN-

Backpropagation ist das mehrschichtige Feedforward-NN, das entsprechend dem Fehler trainiert wird. Es hat derzeit die breiteste Anwendung unter den NN. BP-NN ist ein typisches Vorwärtsnetzwerk und hat mehr als drei Schichten ohne Feedback. Es gibt keine Verbindung innerhalb der Schichten. Seine Struktur ist in Abbildung 3 dargestellt. Die Struktur zeigt, dass das BP-NN-Neuralnetzwerk die Abbildung von einer n -dimensionalen Eingabematrix auf eine m -dimensionale Ausgabematrix realisieren kann, indem es das aktualisierte Gewicht und den Schwellenwert verbindet. Im Allgemeinen verwendet BP_NN die Sigmoid-Funktion oder lineare Funktion als

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-yx}} \quad (29)$$

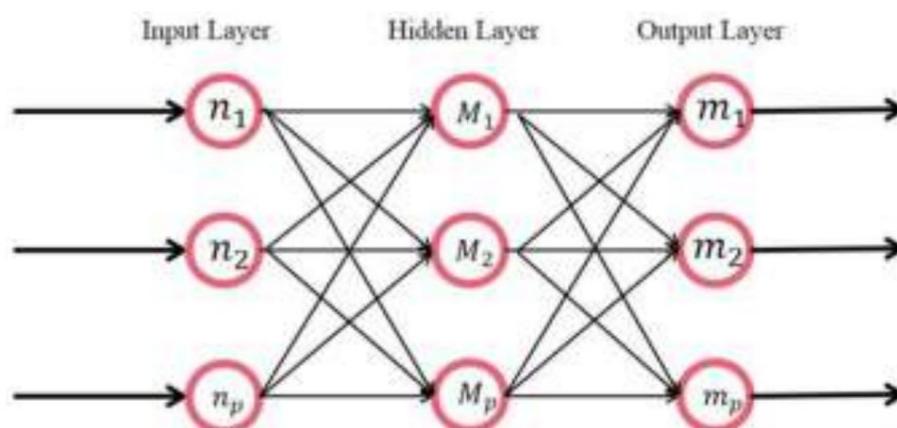


Abbildung 3. Struktur von BP_NN.

Im BP_NN-Modell hat die Knotenzahl der verborgenen Schicht einen großen Einfluss auf die Diagnosegenauigkeit. Eine geringere Anzahl von Knoten verringert die Lernfähigkeit des Netzes, was eine Erhöhung der Anzahl der Trainingszyklen erforderlich macht. Zu viele Knoten verlängern die Trainingszeit, was bedeutet, dass es leicht zu einer Überanpassung kommen kann. Referenz [23] weist darauf hin, dass die optimale Anzahl von Knoten der verborgenen Schicht vorhanden sein muss. Für die Untersuchung dieser Anzahl von Knoten haben viele Wissenschaftler verschiedene Lösungen vorgeschlagen [24–26], darunter die Verwendung der experimentellen Methode, die Einführung der Hyperebene, die dynamische vollständige Parameter-Selbst-

Zusammenfassung: Die optimale Anzahl von Knoten der verborgenen Schicht kann ermittelt werden. Siehe folgende Formel [24–26]:

$$l < \sqrt{m + n + a}$$

$$l = \log_2$$
(30)

Dabei ist der Parameter n die Anzahl der Knoten auf der Eingangsebene, die Variable l die Anzahl der Knoten auf der Zwischenebene, die Variable m ist die Anzahl der Knoten auf der Ausgabepegel und die Variable a ist eine Konstante zwischen 0 und 10. In dem Papier sind die Eingabeknoten (n) ist gleich 8, die Ausgabeknoten (m) sind gleich 4 und die Knoten der Zwischenebene sind auf 3 gesetzt.

4. Experimentelles System der Kreiselpumpe

Das industrielle Versuchssystem der Schlammpumpe ist in Abbildung 4 dargestellt. Modell für die Kreiselpumpe im Experiment ist Weir/Warman 3/2 CAH mit geschlossenem Laufrad C2147. Der Durchmesser des Laufrads beträgt 8,5 Zoll. Die Kreiselpumpe ist vom Motor angetrieben. Zwischen Motor und Kreiselpumpe befindet sich ein Keilriemenantrieb mit einem Übersetzungsverhältnis von 13/6. Die Parameter des Motors sind in Tabelle 1 aufgeführt.



Abbildung 4. Experimentelles System einer Kreiselpumpe.

Tabelle 1. Motorparameter.

Modell	Bewertet Spannung (V)	Maximal Geschwindigkeit (U/min)	Bewertet Geschwindigkeit (U/min)	Bewertet Umgebung Temperatur (°C)	Bewertet Leistung (HP)	Überlast Faktor	Motor Größe
	230/460	1200	1180	40/40		1,15	362 T
	230/460	1200	1180			1,15	362 T

Das Schwingungssignalerfassungssystem ist in Abbildung 5 dargestellt und besteht im Wesentlichen aus einem Signalanalysator und einen Laptop zur Datenspeicherung. Das System erfasst mehrere Kanalsignale einschließlich 3-Achsen-Vibration, Akustik, Strömung, Druck und Temperatur. Die Für die Erfassung der experimentellen Daten sind folgende Bedingungen erfüllt.

- (1) Die Datenerfassung beginnt erst, wenn die Kreiselpumpe einwandfrei läuft.
- (2) Die Abtastfrequenz genügt dem Abtasttheorem.
- (3) Für die in jedem Staat durchgeführten Experimente werden mehrere Datensätze erhoben.



Abbildung 5. Datenerfassungssystem.

Um nichtlineare Mehrfehler-Kennliniensignale zu erfassen, wird bei gleichmäßig laufender Kreiselpumpe die Motordrehzahl zur Datenerfassung auf 1200 U/min eingestellt. Die Datenerfassungszeit jeder Gruppe beträgt 20 s. Die Abtastfrequenz beträgt 9 kHz. Das System sammelt synchron Online-Daten über Vibration, Akustik, Durchfluss, Druck usw. Die Der nichtlineare Betriebszustand der Maschine während des industriellen Prozesses wird simuliert durch Steuerung der Durchflussmenge und des Durchflussdrucks im Verarbeitungskreislauf, der aus des nichtlinearen und nichtstationären Mehrfachfehlermodus.

5. Simuliertes Signal für die PARAFAC-Analyse

Wenn man bedenkt, dass die Schwingungssignale, die bei der Zustandsüberwachung von mechanische Ausrüstung in der (praktischen industriellen Umgebung wurde im Allgemeinen durch die wird das typische (numerische) Rauschsignalen die charakteristischen Schwingungsinformationen bei der Fehlerdiagnose eines mechanischen Systems mithilfe von Gleichung (31), Dies dient zur Beurteilung der Wirksamkeit der vorgeschlagenen Methode auf der Grundlage von PAFARAF und kontinuierliche Wavelet-Transformation (CWT). Das simulierte Signal besteht aus Impulssignalen wenn der Fehler im Gerät auftritt und Gaussian White Noise (GWN) mit 1 dB Signal-Rausch-Verhältnis (SNR).

$$x(t) = s(t) + n(t)$$

$$s(t) = \sum_{i=1}^M (1 + 0.2 \cos(2\pi f_i t)) e^{-\gamma(t/f_i)} \cos(2\pi f_n(t/f_i)) \quad (31)$$

Hier ist die Funktion $s(t)$ das periodische Stoßsignal, die Symbole f_r und f_i sind die Rotationsfrequenz und Fehlerfrequenz, die 30 Hz und 200 Hz betragen. Die inhärente Die Frequenz f_n beträgt 2000 Hz. Das Symbol $n(t)$ bezeichnet das Rauschsignal. Das fehlerhafte Signal ist simuliert, bestehend aus der Rotationsfrequenz, der Fehlerfrequenz und der Eigenfrequenz mit Rauschverfälschung. Die Abtastfrequenz und die Analysepunkte werden wie folgt eingestellt: $f_s = 12.000$, $N = 8192$. Die Zeit- und Frequenzbereiche des simulierten Signals werden angezeigt in Abbildung 6, und es kann festgestellt werden, dass die Fehlereigenschaften sowohl mit der Eigenfrequenz des Systems und der Drehfrequenz der Motorwelle. Es kann gesehen, dass die Frequenzkomponenten, die mit den Fehlereigenschaften zusammenhängen, harmonische Frequenzen $2 f_i$, Modulationsfrequenzen $f_n \pm f_i$ und andere Frequenzen. Der entscheidende Punkt Für eine genaue Fehleridentifizierung ist es wichtig, die nützlichen Frequenzen zu extrahieren, die mit dem fehlerhaften Eigenschaften vom ursprünglichen Rauschsignal.

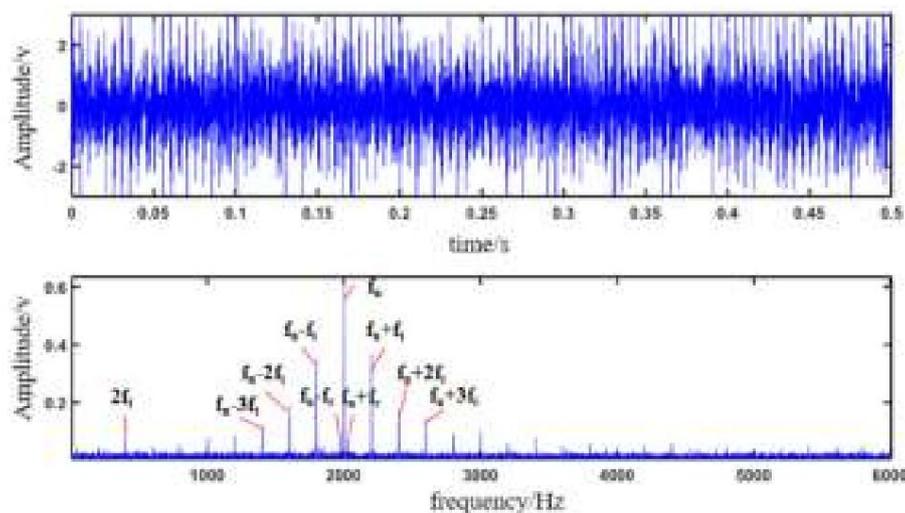


Abbildung 6. Beschädigtes Simulationssignal mit Rauschen.

Obwohl der Frequenzbereich des simulierten Signals in Abbildung 6 die Frequenzinformationen zu den Fehlereigenschaften werden durch starkes Rauschen verdeckt und inhärente frequenzabhängige Komponenten. Die Fehlermerkmale sind vergraben und befindet sich in starkem Rauschen. Es ist notwendig, die beschädigten Daten zu verarbeiten, um die Fehlerkennfrequenzen genau. CWT wird verwendet, um die simulierten Impulse zu analysieren Signal. Die Wavelet-Basisfunktion ist „comr3j3“. Die Mittenfrequenz des Wavelets Funktion beträgt 3 Hz. Abbildung 7 zeigt die CWT des simulierten Signals. Die fehlerbezogenen Frequenzkomponenten werden jedoch nicht herausgefiltert, was darauf hindeutet, dass die herkömmliche Zeit- Frequenz-Transformation nicht effektiv genug ist, um die schwachen Fehlereigenschaften die Frequenzkomponenten aus dem simulierten komplexen Rauschsignal.

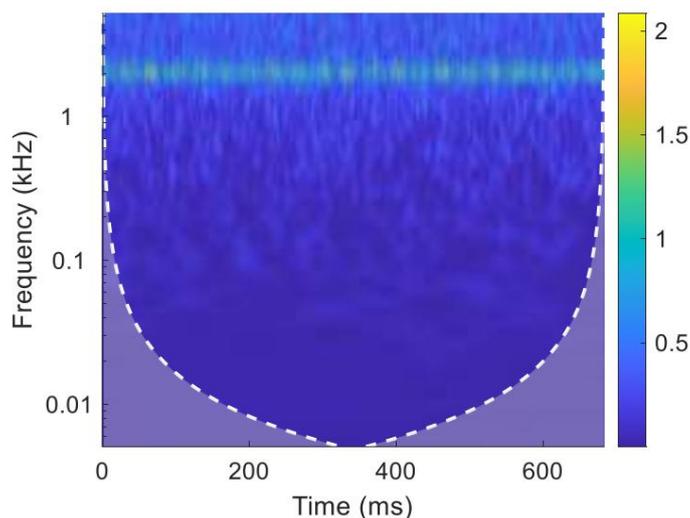


Abbildung 7. Wavelet-Transformation des simulierten Signals.

PARAFAC ist ein Tensorzerlegungsalgorithmus und die Zerlegung ist eindeutig. In Falls der Tensor die N-dimensionale Beziehung gut modelliert, ist der Parallelfaktor Bei der Zerlegung bleibt das ursprüngliche charakteristische Signal weitgehend erhalten, während das Merkmal verursacht durch die Ausfallkomponente des mechanischen Systems wird effektiv aus dem extrahiert ursprünglichen komplexen Systeminformationen. Basierend auf dem Vorteil von PARAFAC, dem Wavelet Koeffizienten des simulierten Signals nach kontinuierlicher Wavelet-Transformation werden erhalten, die wird angewendet, um einen Tensor 3. Ordnung mit der Dimension $1 \times 200 \times 8192$ zu konstruieren. Der Tensor wird durch die parallele Faktorenanalyse zerlegt, um mehrere Faktorkomponenten zu extrahieren, die

enthalten die Kanal-, Zeit- und Frequenzinformationen des hochdimensionalen Originalsignals. Um ein korrektes paralleles Faktormodell zu erstellen, ist es notwendig, den geeigneten Faktorgruppenanteil auszuwählen. Das simulierte Signal bestimmt die Faktorzahl F unter Berücksichtigung der Kreuzvalidierung und der in Abschnitt 3 vorgeschlagenen

Abbildung 8 zeigt die Kreuzvalidierung des simulierten Signals. Wenn die Anzahl der Faktoren F auf 1 bis 3 eingestellt wird, ist die parallele Faktor-Kreuzvalidierung des Simulationssignals sowohl in der Anpassungsgruppe als auch in der Validierungsgruppe besser. Die Werte der erklärenden Variablen erreichen mehr als 80 % und die Kernelkonsistenz des parallelen Faktormodells erreicht 100 %. Zusammenfassend wird davon ausgegangen, dass die Anzahl der Faktoren F auf 3 gewählt wird, um das parallele Faktormodell für den Tensor zu erstellen, der durch das Simulationssignal für die Datenanalyse erstellt wird.

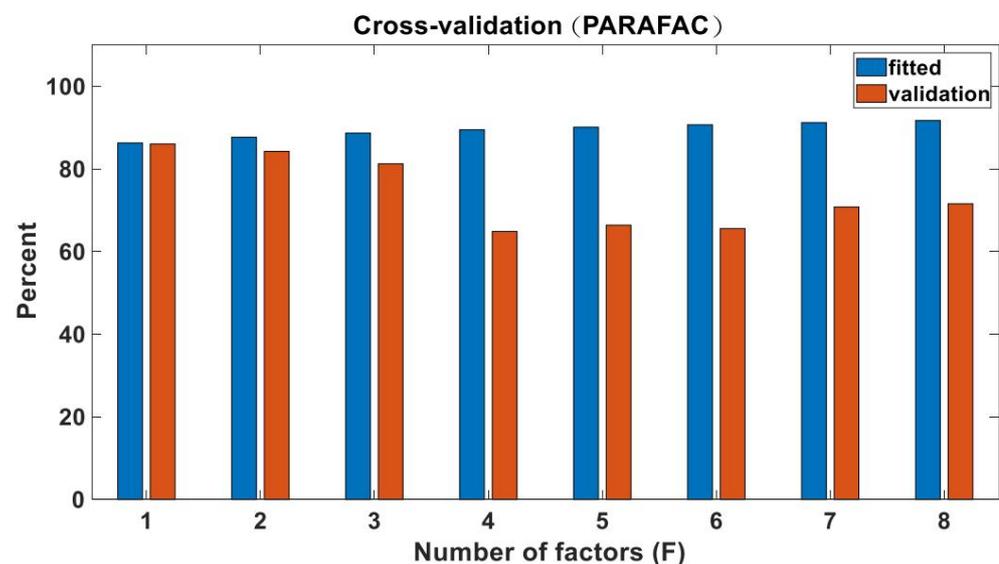


Abbildung 8. Kreuzvalidierung für simuliertes Signal.

Abbildung 9 zeigt die drei Unterräume, die nach der parallelen Faktorzerlegung des simulierten Fehlersignals mit Rauschzugabe erhalten werden. Die Ladewerte entsprechen den Kanal-, Zeit- und Frequenzinformationen des Originalsignals. Die Restwerte der Modellanpassung werden erhalten. Das simulierte Signal wird von PARAFAC in eine Frequenzmatrix, eine Zeitmatrix und Zeit-Frequenz-Informationen zerlegt. Die Amplituden, die dem simulierten Impulssignal in der Frequenzmatrix entsprechen, haben deutliche Spitzen bei Frequenzen von 2000 Hz und 0~100 Hz, was den Nachteil zeigt, dass die mit der Fehlerkomponente verbundenen Niederfrequenzeigenschaften nicht klar extrahiert werden. Die nach der Zerlegung des parallelen Faktors erhaltene Zeit-Informationsmatrix wird mit dem Leistungsspektrum analysiert, wie in Abbildung 10 dargestellt. Der Vergleich zwischen Abbildung 7 und den Ergebnissen in Abbildung 9 und 10 bestätigt, dass der PARAFAC-Algorithmus im Vergleich zu den herkömmlichen Signalverarbeitungsmethoden im Zeit-Frequenz-Bereich einen großen Vorteil in Bezug auf eine genauere und effizientere Form der Merkmalsextraktion der komplexen beschädigten Vibrationssignale bei der Fehlerdiagnose bietet.

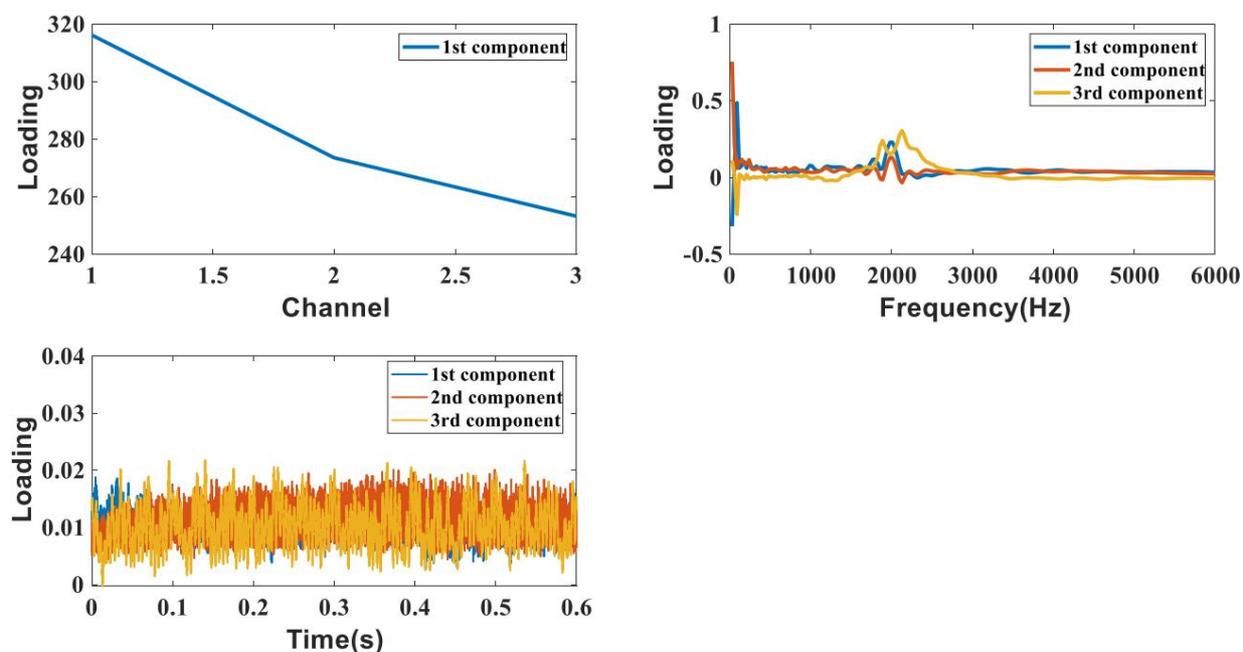


Abbildung 9. Parallele Faktorzerlegung des simulierten Signals.

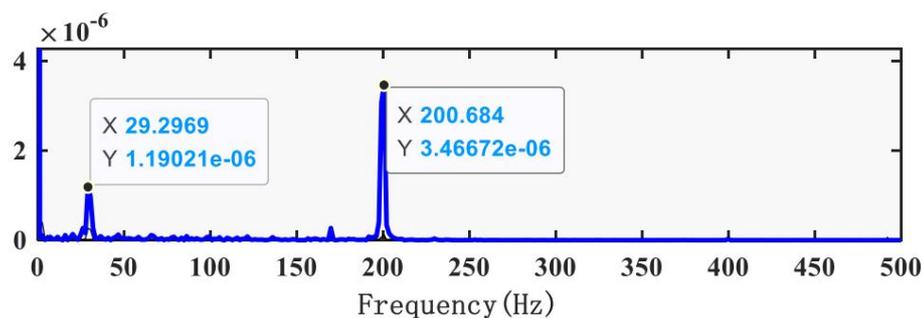


Abbildung 10. Leistungsspektrum der zerlegten Zeitbereichs-Ladematrix mit PARAFAC.

6. Diskussion

Basierend auf der simulierten Signalanalyse wie in den Abbildungen 9 und 10 dargestellt, wurde verifiziert, dass die Zeit- und Frequenzmerkmalmatrizen die Fehlermodellinformationen genau charakterisieren können. Das mehrdimensionale Datenmodell kann erstellt werden, indem es die erfassten Daten vom Beschleunigungsmesser, Durchflusssensor und Drucksensor enthält, die vom PARAFAC-Algorithmus analysiert und verarbeitet werden. Die Zeit- und Frequenzbelastungsmatrizen werden als charakteristische Signale extrahiert. Die vierzig Datensätze werden vom Kreiselpumpensystem unter einem der vier Betriebszustände Normal (F1), Laufradschaufelschaden (F2), Laufradkantenschaden (F3) und Laufradperforationsschaden (F4) gesammelt und zur Analyse des Betriebszustands der Kreiselpumpe für die nichtlineare Mehrfach-

Basierend auf dem Abtasttheorem von Nyquist beträgt die maximale Frequenz des Signalspektrums die Hälfte der Abtastfrequenz von 4500 Hz. Die Zeit für die Datenerfassung in jedem Modus des Laufrads im Experiment beträgt 20 s mit 18.000 Datenpunkten. Für einen besseren Vergleich ist eine Reduzierung der Komplexität der Datenverarbeitung erforderlich, und der vorgeschlagene PARAFAC-Algorithmus, wie in Abschnitt 3 beschrieben, wird direkt verwendet, um Datenpunkte für die vier Fehlermodi zur Merkmalsextraktion zu erhalten.

Zur Verarbeitung der Testdaten wurde PARAFAC verwendet. Wir haben die Schwingungssignale, Strömungssignale und Drucksignale von den mehreren Messpunkten berücksichtigt, die im obigen Versuchssystem für insgesamt fünfzehn Kanalsignale gesammelt wurden. Der Zweck der Auswahl von 15 Datenkanälen besteht darin, dass die 15 physikalischen

Eigenschaften zur Steuerung des nichtstationären Betriebszustands. Der Betriebszustand der Kreiselpumpe wird umfassend anhand der zahlreichen physikalischen Informationsfacetten ausgewertet, was die Fehlerdiagnose der Kreiselpumpe sinnvoller und effektiver macht.

Die Anzahl der Faktoren des PARAFAC-Modells kann durch Auswahl der Methode der kernkonsistenten Diagnose in Abschnitt 3 bestimmt werden. Die Anzahl der Faktoren reicht von 1 bis 8. Es gibt drei Datengruppen zum Testen der Faktoren. Abbildung 10 zeigt die Schätzung der nuklearen Konsistenz.

Wie in Abbildung 11 gezeigt, liegen die Kernkonsistenzwerte über 60 %, wenn die Anzahl der Faktoren zwischen 1 und 5 liegt. Wenn die Anzahl der Faktoren größer als 5 ist, sinken die Kernkonsistenzwerte schnell um 60 %. Daher wird die Anzahl der Faktoren im PARAFAC-Modell auf 5 festgelegt. Der PARAFAC-Algorithmus wird mit der trilinearen alternierenden Methode der kleinsten Quadrate gelöst. Abbildung 12 zeigt die Signalanalyse von PARAFAC, die verwendet wurde, um die fünf Komponenten in Modus 2 unter vier Betriebszuständen zu erhalten, wenn die Winkelgeschwindigkeit 1200 U/min beträgt. Modus 2 liefert die Frequenzinformationen. Abbildung 13 zeigt die Signalanalyse von PARAFAC, die verwendet wurde, um die fünf Komponenten in Modus 3 unter vier Betriebszuständen zu erhalten, wenn die Winkelgeschwindigkeit 1200 U/min beträgt. Modell 3 liefert die Zeitbereichsinformation

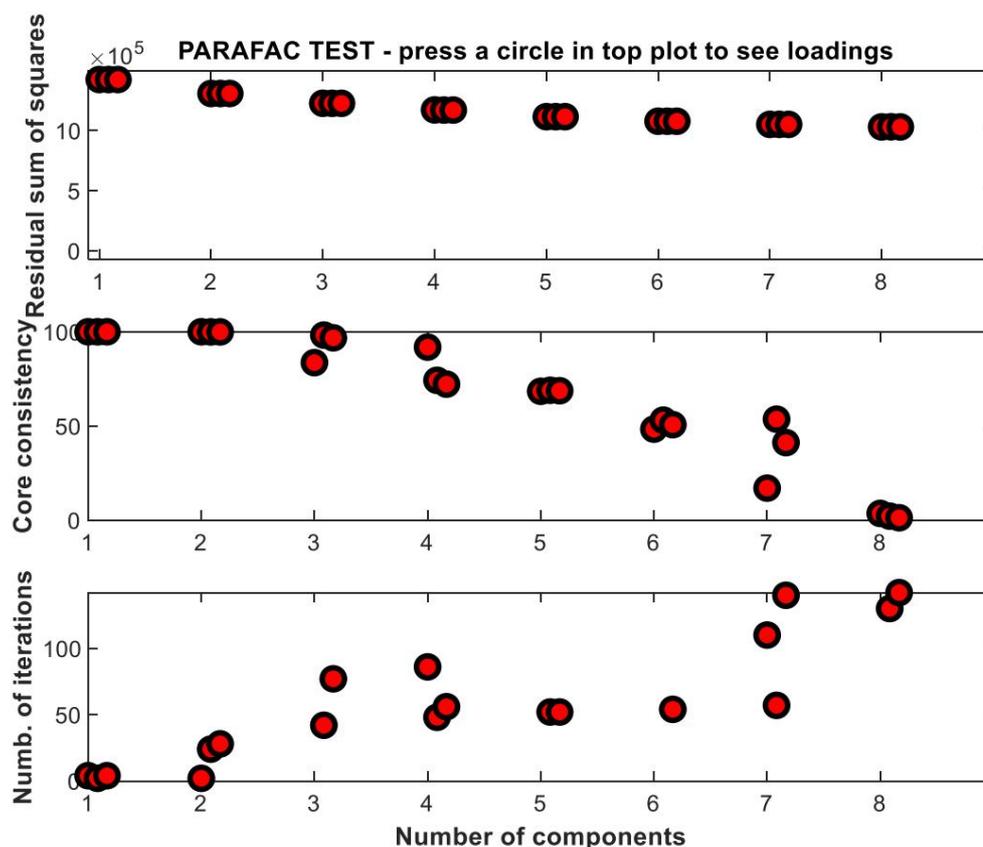


Abbildung 11. Schätzung der nuklearen Konsistenz.

Die komplexen Mehrkanalsignale werden von der Kreiselpumpe erhalten und durch parallele Faktorzerlegung analysiert, um die Zeit- und Frequenzinformationsmatrizen zu erhalten. Die in Abbildung 13 gezeigten Zeitmatrizen werden durch diskrete Fouriertransformation (DFT) analysiert, um die Frequenzbereichsinformationen zu erhalten. DFT ist wie folgt definiert:

$$S(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-j2\pi kn/N}, (n = 1, 2, \dots, N-1) \quad (32)$$

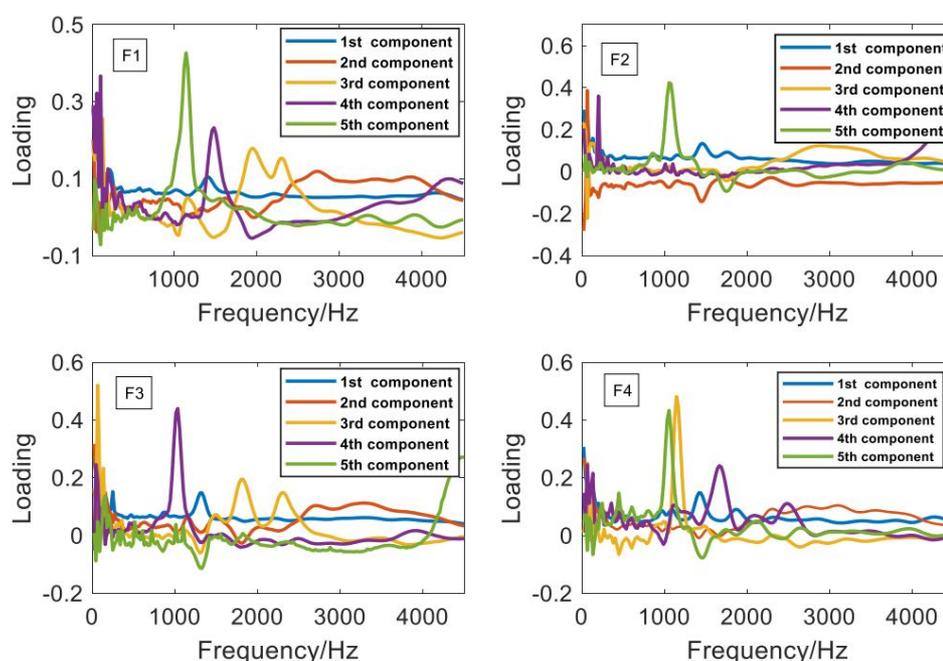


Abbildung 12. Die Signalzerlegung der Kreiselpumpe bei 1200 U/min im Modus 2: (F1) für normales Laufrad, (F2) für Schaufelschäden, (F3) für Schäden an der Laufradkante, (F4) für Schäden durch Perforation des Laufrads.

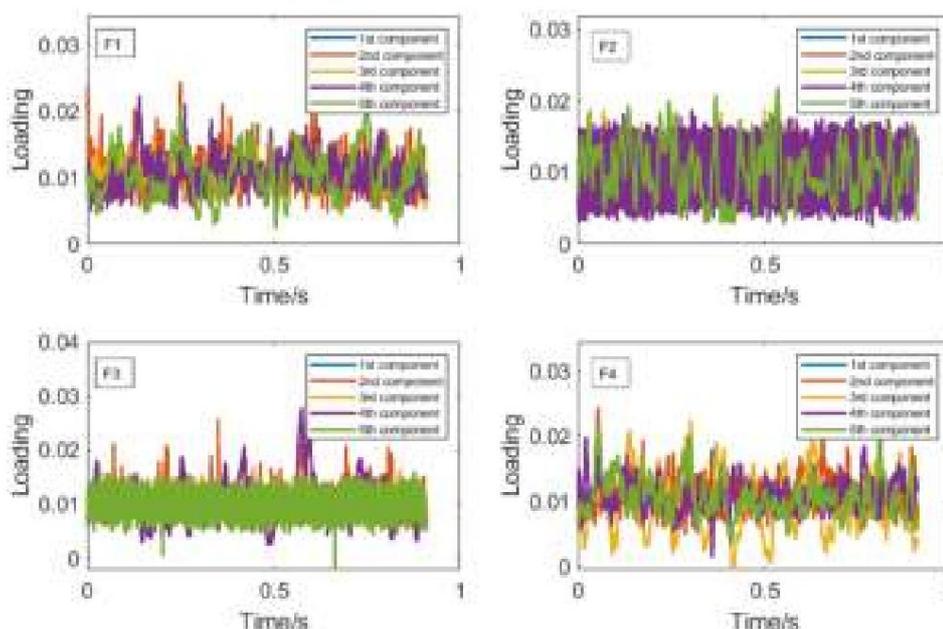


Abbildung 13. Signalzerlegung einer Kreiselpumpe mit 1200 U/min im Modus 3: (F1) für normales Laufrad, (F2) für Schaufelschäden, (F3) für Schäden an der Laufradkante, (F4) für Schäden durch Perforation des Laufrads.

Abbildung 14 zeigt die Spektralfrequenz der vierten Komponente unter F1 und F2. Die charakteristische Frequenz unter F2 beträgt 250 Hz. Abbildung 15 zeigt die Spektralfrequenz der fünften Komponente unter F1 und F3. Die charakteristische Frequenz unter F3 beträgt 184 Hz. Abbildung 16 zeigt die Spektralfrequenz der dritten Komponente unter F1 und F4. Die charakteristische Frequenz unter F4 beträgt 20 Hz. Die Drehzahl des Motors in diesem Experiment wurde auf 1200 U/min eingestellt und die Drehfrequenz betrug 20 Hz. Es ist bekannt, dass die charakteristische Fehlerfrequenz des Kreiselpumpenlaufrads im Allgemeinen mit der Frequenzkomponente der Drehfrequenz zusammenhängt. Die Frequenz des Laufradschaufelversagens wird durch die Schaufeldurchgangsfrequenz ausgedrückt, die berechnet wird, indem die Drehfrequenz mit der Anzahl der Schaufeln multipliziert wird, was in di

und Laufradkantenschadensmodus, die charakteristische Frequenz ist ungefähr um 200 Hz verteilt. Die charakteristische Frequenz des Laufradperforationsschadens beträgt 12 Hz, was etwa 1/2 der Rotationsfrequenz entspricht. Basierend auf der obigen Analyse wurde bestätigt, dass der Parallelfaktoralgorithmus für die charakteristische Verarbeitung des mehrdimensionalen Signals der Kreiselpumpe effektiver ist.

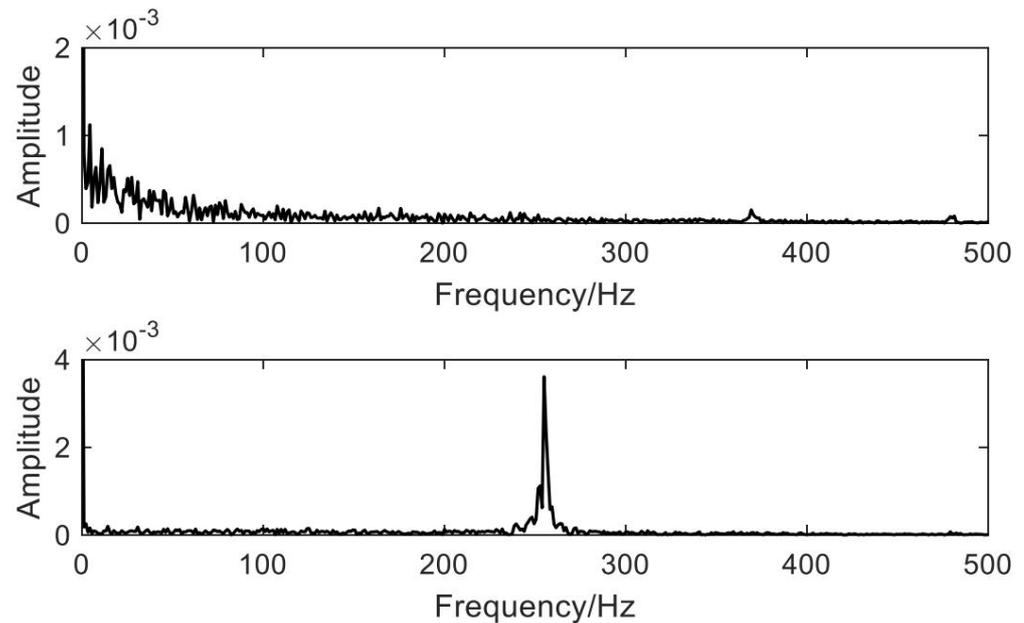


Abbildung 14. Spektralanalyse der vierten Komponente unter F1 und F2.

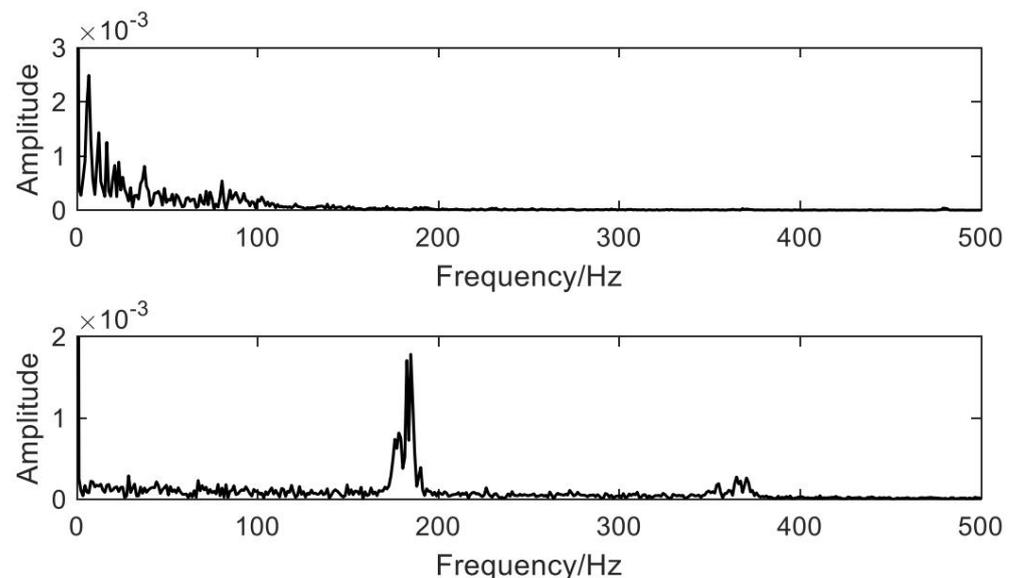


Abbildung 15. Spektralanalyse der fünften Komponente unter F1 und F3.

Die durch PARAFAC-Zerlegung aus den Mehrquellensignalen extrahierten Zeit-Frequenz-Merkmale werden als Merkmale in das BP-Modell eingegeben. Die Klassifizierungsgenauigkeit des Modells wurde berechnet. Die Ausgabe des BP-Modells und der entsprechende Zustand der Kreiselpumpe sind in Tabelle 2 dargestellt.

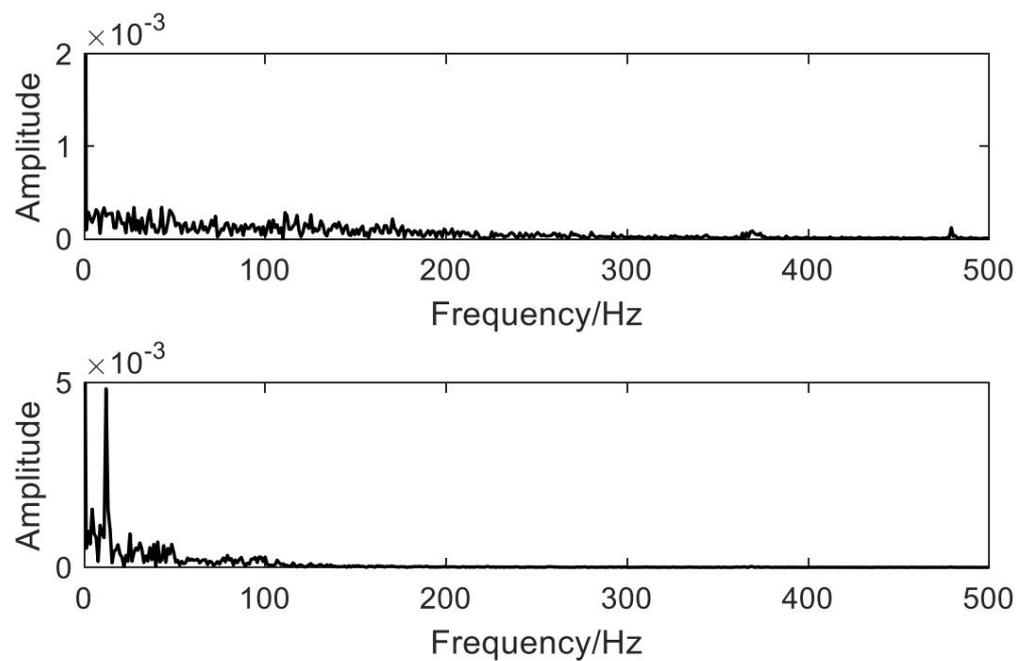


Abbildung 16. Spektralanalyse der dritten Komponente unter F1 und F4.

Tabelle 2. Erwartete Ausgabe des neuronalen Netzwerks entsprechend jedem Zustand der Kreiselpumpe.

Ausgabebezeichnung	1	2	3	4
Format 1	1	0	0	0
F2	0	1	0	0
F3	0	0	1	0
F4	0	0	0	1

Ausgabebezeichnung Die acht Statistiken jeder Komponente 1 2 3 4 bilden die Merkmalsvektoren für nachfolgende NP_NN und GA_BP_NN Klassifizierung. Die Zeit- und Frequenzbereichsstatistiken jedes

Die F2-Komponenten werden wie folgt berechnet:

(1) Schwerpunkt Frequenz:

F4

$$F1 = \frac{\sum_{k=1}^K \dot{y} \cdot fs \cdot S(k)}{\sum_{k=1}^K \dot{y} \cdot S(k)} \quad (33)$$

(2) Quadratischer Mittelwert (RMS) des Spektrums

$$F2 = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \dot{y} \cdot S(k) \cdot \dot{y} \cdot S(k)} \quad (34)$$

(3) Häufigkeit des quadratischen Mittelwerts (RMS)

$$F3 = \frac{\sum_{k=1}^K \dot{y} \cdot f_k^2 \cdot S(k)}{\sum_{k=1}^k \dot{y} \cdot S(k)} \quad (35)$$

(4) Spitzenfaktor

$$PF = \frac{\max|x(i)|}{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x(i)^2}} \quad (36)$$

Freigabefaktor

$$CLF = \frac{\max|x(i)|}{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |x(i)|^2}} \quad (37)$$

Wellenformfaktor

$$WF = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_{ich}^2}}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |x(i)|} \quad (38)$$

Impulsfaktor

$$WENN = \frac{\max|x(i)|}{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |x(i)|^2}} \quad (39)$$

Kurtosis-Faktor

$$KF = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x(i)^4}{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x(i)^2\right)^2} \quad (40)$$

Abbildung 17 zeigt die diagnostische Korrektur der Kreiselpumpenmerkmale im BP_NN-Klassifizierungsmodell. Es gibt einen Fehler zwischen dem tatsächlichen Wert und dem vorhergesagten Wert für F1 und fünf Fehler zwischen dem tatsächlichen Wert und dem vorhergesagten Wert für F2. Wir haben die Genauigkeit der Identifizierungskorrektur des Fehlerstatus verbessert, da GA angewendet wurde, um die Gewichte und Schwellenwerte zwischen jeder Verbindungsschicht des BP_NN-Modells zu optimieren. Abbildung 18 zeigt die diagnostische Korrektur. Es gibt nur einen Fehler zwischen dem tatsächlichen und dem vorhergesagten Wert für F3, was viel besser ist als für BP_NN ohne GA-Optimierung.

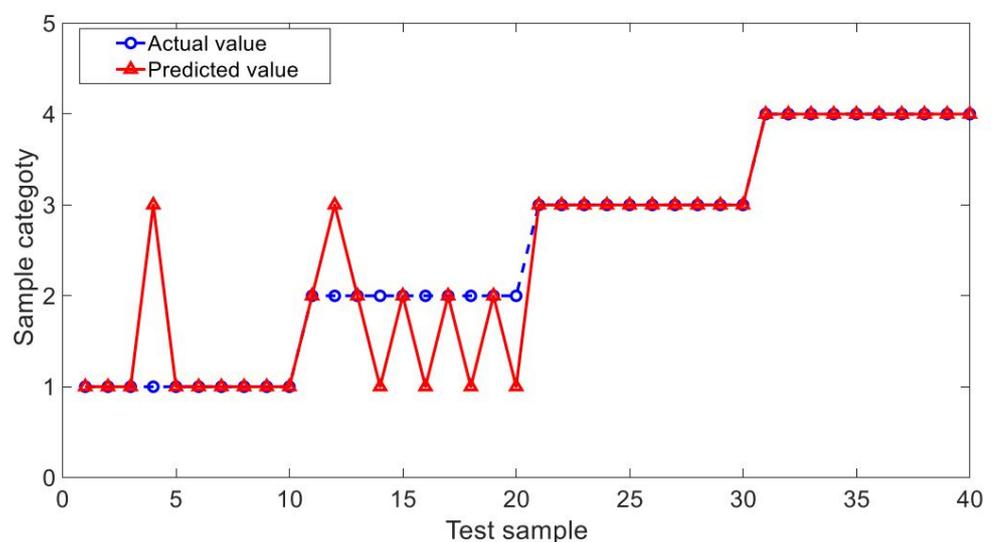


Abbildung 17. Vergleich zwischen den tatsächlichen und den von BP_NN vorhergesagten Werten.

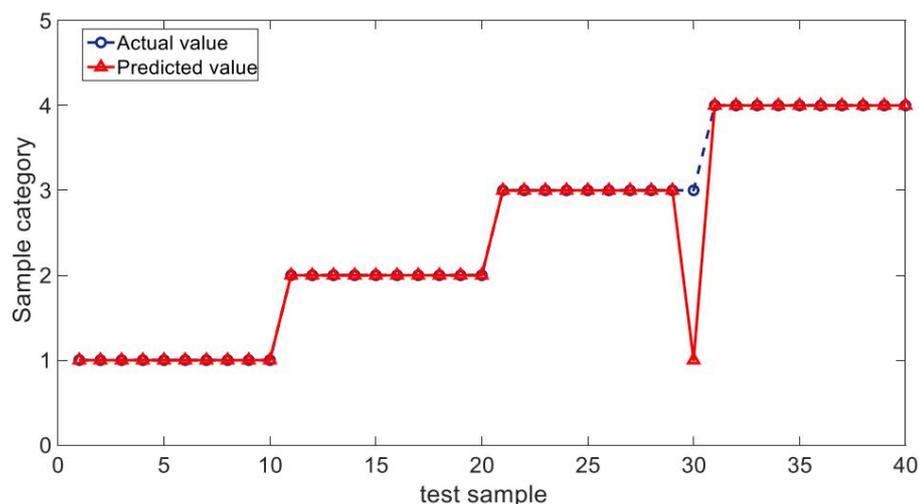


Abbildung 18. Vergleich zwischen den tatsächlichen und den von GA_BP_NN vorhergesagten Werten.

7. Schlussfolgerungen

Um die verschiedenen Ausfallarten des Kreiselpumpenlaufrads zu beheben, wurde ein experimentelles System einer Kreiselpumpe entwickelt, um komplexe Mehrkanal-Fehlersignale für ihren Betriebszustand zu erfassen. Die kontinuierliche Wavelet-Transformation wurde angewendet, um die Mehrkanalsignale zu analysieren und 3D-Tensoren zu konstruieren. Die Hybridmethode der mehrdimensionalen Datenfusion wurde basieren. Die mehrdimensionale Signalanalyse der komplexen Systeme lokalisierte den Fehlerfrequenzbereich der Kreiselpumpe genau. Eine Verbesserung der Diagnosegenauigkeit wurde erreicht. Aufgrund der Einschränkungen der experimentellen Bedingungen untersuchte dieses Papier nur die Genauigkeit der Einzelfehlerklassifizierung von Mehrkanalsignalen, während die Ausfallmodi mechanischer Geräte in der tatsächlichen Produktion komplexer wären, was auch eine Richtung für zukünftige Forschungen

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, SL; Methodik, HC; Software, ML; Validierung, SL; formale Analyse, SL; Untersuchung, SL und ML; Ressourcen, HC; Datenkuratierung, ML; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, SL; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, SL und HC; Visualisierung, ML; Überwachung, HC; Projektverwaltung, HC; Mittelbeschaffung, HC. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: The National Natural Science Foundation of China (Zuschuss 51775390).

Einverständniserklärung: Von allen an der Studie beteiligten Personen wurde eine Einverständniserklärung eingeholt.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Die experimentellen Daten wurden vom Lab of Reliability der University of Alberta in Kanada bezogen.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Verweise

- Wu, B. Eine kurze Diskussion über die Fehlerdiagnose und Inspektion und Prüfung von Hebemaschinen. *China Equip. Eng.* 2021, 153–154. 2. Xia, X.; Lu, Y.; Su, Y.; Yang, J. Mechanische Fehlerdiagnose von Hochspannungsleistungsschaltern basierend auf Phasenraumrekonstruktion und verbessertem GSA-SVM. *China Electr. Power* 2021, 54, 169–176.
- Zhao, P. Forschung zu Diagnosemethoden für Vibrationsfehler und Systemimplementierung von Kreiselpumpen. Dissertation, North China Electric Power University, Peking, China, 2011.
- Tong, ZM; Xin, JG; Tong, SG; Yang, Z.-Q.; Zhao, J.-Y.; Mao, J.-H. Interne Flussstruktur, Fehlererkennung und Leistung Optimierung von Kreiselpumpen. *J. Zhejiang Univ. Sci. A* 2020, 21, 85–117. [\[CrossRef\]](#)
- Castellanos Barrios, M.; Serpa, AL; Biazussi, JL; Verde, WM; Natachedo Socorro Dias Arrifano Sassim. Fehleridentifikation mithilfe einer Kette von Entscheidungsbäumen in einer elektrischen Tauchpumpe, die in einem Flüssigkeits-Gas-Strom betrieben wird. *J. Pet. Sci. Eng.* 2019, 18 [\[Querverweis\]](#)

6. Chen, Y.; Yuan, J.; Luo, Y.; Zhang, W. Fehlervorhersage einer Kreiselpumpe basierend auf verbessertem KNN. *Schock. Vib.* **2021**, *2021*, 7306131. [\[CrossRef\]](#)
7. Bordoloi, DJ; Tiwari, R. Identifizierung von Saugströmungsblockaden und Gehäusekavitationen in Kreiselpumpen durch optimale Support- Vektor- Maschinen-Techniken. *J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.* **2017**, *39*, 2957–2968. [\[CrossRef\]](#)
8. Niu, C. Forschung zur Fehlerdiagnose von Antriebsketten von Windkraftanlagen auf der Grundlage von Big Data und künstlicher Intelligenz. Doktorarbeit, Shanxi Universität, Taiyuan, China, 2019.
9. Xiaoshuai, G. Forschung zur Online-Überwachung und Fehlerdiagnose von Elektromotoren und Kreiselpumpen. Ph.D. Dissertation, Beijing University of Chemical Technology, Peking, China, 2020.
10. Taqvi, SAA; Zabiri, H.; Tufa, LD; Uddin, F.; Fatima, SA; Maulud, AS Eine Übersicht über datengesteuerte Lernansätze für Fehlererkennung und Diagnose in chemischen Prozessen. *ChemBioEng Rev.* **2021**, *8*, 239–259. [\[CrossRef\]](#)
11. Cui, C.; Lin, W.; Yang, Y.; Kuang, X.; Xiao, Y. Ein neuartiges Fehlermess- und Frühwarnsystem für Luftkompressoren. *Messung* **2019**, *135*, 593–605. [\[CrossRef\]](#)
12. Yu, Y.; Li, W.; Sheng, D.; Chen, J. Eine neuartige Methode zur Diagnose von Sensorfehlern basierend auf modifizierter Ensemble-Empirischer Modusserlegung und probabilistischem neuronalen Netzwerk. *Measurement* **2015**, *68*, 328–336. [\[CrossRef\]](#)
13. Favier, G.; de Almeida, ALF Übersicht über eingeschränkte PARAFAC-Modelle. *Eurasip J. Adv. Signal Process.* **2014**, *2014*, 142. [\[Querverweis\]](#)
14. Krushal, JB Drei-Wege-Arrays: Rang und Eindeutigkeit trilinearer Zerlegungen, mit Anwendung auf arithmetische Komplexität und Statistik. *Linear Algebra Its Appl.* **1997**, *18*, 95–138. [\[CrossRef\]](#)
15. Yang, C. Forschung zur Anwendung der parallelen Faktorenanalyse bei der blinden Trennung mehrerer Fehlerquellen. Doktorarbeit, Nanchang University of Aeronautics, Nanchang, China, 2018.
16. Li, JF; Zhang, SF Gemeinsame Winkel- und Dopplerfrequenzschätzung des Dual-Base-MIMO-Radars basierend auf quadratischen linearen Zerlegung. *J. Aeronaut.* **2012**, *33*, 1474–1482.
17. Nion, D.; Sidiropoulos, ND Eine PARAFAC-basierte Technik zur Erkennung und Lokalisierung mehrerer Ziele in einem MIMO-Radarsystem . In *Proceedings der 2009 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing*, Taipei, Taiwan, 19.–24. April 2009; S. 2077–2080. [\[CrossRef\]](#)
18. Weis, M.; Romer, F.; Haardt, M.; Jannek, D.; Husar, P. Mehrdimensionale Raum-Zeit-Frequenz-Komponentenanalyse ereignisbezogener EEG-Daten unter Verwendung von PARAFAC in geschlossener Form. In *Proceedings der 2009 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing*, Taipei, Taiwan, 19.–24. April 2009; S. 349–352. [\[CrossRef\]](#)
19. Yang, L.; Chen, H.; Ke, Y.; Huang, L.; Wang, Q.; Miao, Y.; Zeng, L. Eine neuartige Zeit-Frequenz-Raum-Methode mit paralleler Faktorenanalyse für die Big-Data-Analyse bei der Zustandsüberwachung komplexer Systeme. *Int. J. Adv. Robot. Syst.* **2020**, *17*, 172988142091694. [\[Querverweis\]](#)
20. Li, Y.; Yuan, H.; Yu, J.; Zhang, C.; Liu, K. Eine Übersicht über die Anwendung genetischer Algorithmen bei Optimierungsproblemen. *Shandong Ind. Technol.* **2019**, *12*, 242–243.
21. Zhao, GS; Huang, DL; Zhao, X. Fehlerdiagnose von Wälzlager im Bergbau basierend auf RCMDE und GA-SVM. *Coal Technol.* **2021**, *40*, 221–223.
22. Ma, J.; Meng, L.; Xu, T.; Meng, X. Forschung zur Diagnose von Lagerfehlern durch ein genetisches radiales neuronales Netzwerk basierend auf FastICA. *Mach. Werkzeuge Hydraul.* **2021**, *49*, 188–192.
23. Rastegar, R.; Hariri, A. Ein Schritt vorwärts im Studium des kompakten genetischen Algorithmus. *Evol. Comput.* **2006**, *14*, 277–289. [\[CrossRef\]](#) [\[PubMed\]](#)
24. Xu, Y.; He, M. Verbessertes künstliches neuronales Netzwerk basierend auf intelligentem Optimierungsalgorithmus. *Neural Netw. World* **2018**, *28*, 345–360. [\[CrossRef\]](#)
25. Lv, Y.; Liu, W.; Wang, Z.; Zhang, Z. WSN-Lokalisierungstechnologie basierend auf dem hybriden GA-PSO-BP-Algorithmus für Innenräume mit drei Dimensionaler Raum. *Wirel. Pers. Commun.* **2020**, *114*, 167–184. [\[CrossRef\]](#)
26. Han, X.; Wei, Z.; Zhang, B.; Li, Y.; Du, T.; Chen, H. Vorhersage der Evapotranspiration von Nutzpflanzen durch Berücksichtigung dynamischer Änderungen des Nutzpflanzenkoeffizienten und des Niederschlagseffekts in einem Backpropagation-Neuralnetzwerkmodell. *J. Hydrol.* **2021**, *596*, 126104. [\[CrossRef\]](#)

Rezension

Methoden des maschinellen Lernens in CFD für Turbomaschinen: Eine Rezension

James Hammond¹ , Nick Pepper², Francesco Montomoli^{1,*} und Vittorio Michelassi³

¹ Luftfahrtabteilung, Imperial College London, London SW7 2AZ, Großbritannien;

² j.hammond18@imperial.ac.uk The Alan Turing Institute, London NW1

³ 2DB, Großbritannien; npepper@turing.ac.uk Turbomachinery & Process Solutions, Baker Hughes, 50127

Florenz, Italien; vittorio.michelassi@bakerhughes.com * Korrespondenz: f.montomoli@imperial.ac.uk

Zusammenfassung: Die numerische Strömungsmechanik ist eines der am häufigsten verwendeten Werkzeuge bei der Konstruktion und Analyse von Komponenten in Turbomaschinen. Vom Antriebsgebläse am Einlass über die Kompressor- und Verbrennungsabschnitte bis hin zu den Turbinen am Auslass wird CFD zur Durchführung von Strömungs- und Wärmeübertragungsanalysen verwendet, um Konstrukteuren dabei zu helfen, die höchste Leistung aus jeder Komponente herauszuholen. In einigen Fällen, wie beispielsweise bei der Auslegungspunktleistung des Axialkompressors, können aktuelle Methoden eine gute Vorhersagegenauigkeit liefern. In vielen Bereichen sind jedoch verbesserte Methoden erforderlich, um zuverlässige Vorhersagen zu liefern, damit dieses Dokument beschreibt die jüngsten Entwicklungen im Bereich CFD für Turbomaschinen, bei denen maschinelle Lerntechniken eingesetzt werden, um die Vorhersagegenauigkeit zu erhöhen, die Vorhersagezeiten zu verkürzen, Unsicherheiten zu analysieren und zu bewältigen und Simulationen mit verfügbaren Daten abzugleichen. Solche Techniken ermöglichen schnellere und robustere Suchvorgänge im Konstruktionsraum, mit oder ohne Hilfe von Optimierungsmethoden, und ermöglichen innovative Konstruktionen, die mit der Forderung nach verbesserter Effizienz und Nachhaltigkeit sowie der Senkung der Betriebskosten für Teile und Anlagen Schritt halten.

Schlüsselwörter: maschinelles Lernen; numerische Strömungsmechanik; Turbomaschinen; Quantifizierung der Unsicherheit; physikalisch fundierte neuronale Netzwerke



Zitat: Hammond, J.; Pepper, N.; Montomoli, F.; Michelassi, V.

Methoden des maschinellen Lernens in CFD für Turbomaschinen: Ein Überblick. Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2022, 7, 16. <https://doi.org/10.3390/ijtp7020016>

Wissenschaftlicher Redakteur: Marcello Manna

Empfangen: 21. März 2022

Akzeptiert: 9. Mai 2022

Veröffentlicht: 13. Mai 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.
Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.
Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons Namensnennungs-Lizenz (CC BY-NC-ND) (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Turbomaschinen und insbesondere Gasturbinen (GT) wurden in den letzten Jahrzehnten häufig für den Antrieb von Luft- und Schiffsantrieben, zur Stromerzeugung und für mechanische Antriebe eingesetzt, während Dampfturbinen (ST) hauptsächlich für die Stromerzeugung im großen Maßstab eingesetzt wurden, sowohl allein als auch in Verbindung mit GT in kombinierten Kreisläufen [1]. Die GT-Technologie nähert sich der Reife und Effizienz, Zuverlässigkeit, Verfügbarkeit und Betriebsbereich sind nun fast anspruchsberechtigt. Folglich werden weitere Verbesserungen zunehmend komplexer und teurer. Die meisten dieser Einheiten werden mit fossilen Brennstoffen betrieben, und der zunehmende Druck, ihren CO₂-Fußabdruck zu reduzieren [2], erfordert Veränderungen, die Innovationen in vielen Technologiebereichen erfordern, um die Emissionen drastisch zu reduzieren oder auf

Null zu bringen und sie nahtlos mit erneuerbaren Ressourcen zu verbinden. Einige Beispiele sind: • Brennstoff mit niedrigen NO_x-

Emissionen), • Teillastverhalten (bei Betrieb unter 50 % der Nennleistung),

- Schnelles An- und Abschalten (das weniger als eine Minute dauern sollte, um die Anbindung an intermittierende erneuerbare Energien zu ermöglichen),
- Bessere Effizienz (höhere Brenntemperaturen und Drücke und verbesserte Materialeigenschaften),
- Geringerer Wartungsaufwand (für den Betrieb in abgelegenen Gebieten in der Nähe von Wind- oder Solarparks), • Verbesserte Schnittstelle mit Bodenzyklen (betrieben mit Dampf oder organischen Flüssigkeiten),

- Schnittstelle zur Kohlenstoffabscheidung und -speicherung (CCS).

Folglich stehen Designer vor der Aussicht, sich von bewährten Komfortzonen-Designs zu entfernen, indem sie entweder konventionelles Design auf unbekannte Anwendungen anwenden oder neue Einheiten in unbekanntem Designräumen entwerfen [3]. All diese Dinge stellen den gesamten Designprozess vor Herausforderungen, von der frühen Konzeptphase bis hin zu den vorläufigen und detaillierten Designphasen.

In den spezifischen Bereichen Aerodynamik, Aeromechanik (sowohl erzwungene Reaktion als auch Flattern), Wärmeübertragung und Verbrennung entwickeln sich Konstruktionssysteme von korrelationsbasierten Konstruktionen, die sich stark auf firmeneigene experimentelle Daten stützen, zu komplexeren mehrdimensionalen und multidisziplinären Ansätzen, die numerische Strömungsmechanik (Computational Fluid Dynamics, CFD) erfordern [3,4]. Korrelationsbasierte Konstruktionen sind natürlich an den untersuchten Konstruktionsraum gebunden und nicht geeignet, um Konstruktionsmöglichkeiten außerhalb dieses Raums zu erkunden. Als komplexeres Konstruktionsverifizierungstool, das auf Grundprinzipien basiert, hat CFD das Potenzial, jeden Konstruktionsraum zu untersuchen. Leider leiden auch herkömmliche CFD wie stationäre und instationäre Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Verläufe (RANS und URANS), die das Hauptthema dieses Dokuments sind, an grundlegenden Schwächen. Diese sind in erster Linie auf Turbulenz- und Wärmeübertragungsmodelle zurückzuführen, in zweiter Linie auf die Geometrie- und Betriebsbedingungen.

Um solche Mängel zu beheben, entwickeln die meisten Unternehmen sogenannte „Best Practices“ für die CFD-Berechnung und die Minimierung der Abweichung von den Messdaten. Diese gelten jedoch nur für den Konstruktionsbereich, in dem zuverlässige Daten verfügbar sind. Dadurch wird die Zuverlässigkeit der herkömmlichen CFD-Berechnung als allgemeines Konstruktionswerkzeug untergraben, obwohl sie im Vergleich zu korrelationsbasierten und einfachen 1D- und 2D-Methoden viel leistungsfähiger ist. Außerdem werden Konstruktionsmargen als Maß für die „Unwissenheit“ der Konstrukteure und der Werkzeuge angesehen.

In den vergangenen Jahren haben sich skalenauflösende Simulationen wie Large Eddy Simulation (LES) und Direkte Numerische Simulation (DNS) im Gegensatz zu zeitmittelnden Methoden wie (U)RANS als brauchbare Konstruktionshilfen erwiesen (siehe zum Beispiel Anwendungen für Niederdruckturbinen [7–9] und Verbrennungssysteme [10]). Abbildung 1a zeigt, wo die einzelnen Methoden in Bezug auf Genauigkeit und Rechenaufwand liegen und Abbildung 1b zeigt die Korrelation dieser Methoden mit dem Energiespektrum. LES löst den Großteil des Energiespektrums einer Fluidströmung auf und modelliert nur die feineren Dissipationskaskaden, bei denen die Annahme quasi-isotroper Turbulenzen akzeptabel ist [11]. Trotz ihrer unbestreitbaren Überlegenheit gegenüber (U)RANS ist LES mit geeigneter Gitterauflösung für wandgetriebene und statistisch periodische Strömungen, wie sie in mehrstufigen Kompressoren und Turbinen auftreten, immer noch rechnerisch unerschwinglich, während es bei wandgebundenen und statistisch stationären Strömungen in Brennkammern häufiger vorkommt [12]. Skalenauflösende Simulationen bieten eine bessere Auflösung, sodass Designer nicht nur feststellen können, was in der Flüssigkeitsströmung geschieht, sondern auch, warum es geschieht [6,11]. Diese Unterscheidung hat eine alternative Verwendung von skalenauflösenden Simulationen als genaue Datensätze zum Benchmarking und zur Verbesserung von (U)RANS-Modellen ermöglicht. Es ist wichtig, sich daran zu erinnern, dass das beliebteste Zweigleichungsmodell, $k-\epsilon$ [13], ursprünglich für Grenzschichten und Freistrahlsströmungen entwickelt und kalibriert wurde und seitdem mit einem ziemlich hohen Grad an Genauigkeit auf viel komplexere Strömungen angewendet wurde. Daher bieten LES und DNS die perfekten Datenbanken zur Verbesserung von Modellen niedrigerer Ordnung.

Verbesserte (U)RANS-Vorhersagbarkeit sowie Hybrid-LES (HLES) und LES in engeren Anwendungsbereichen ermöglichen eine Ausweitung des Designspielraums mit weniger Angst vor ungenauen Vorhersagen. Ein mögliches Nebenprodukt einer solchen Verbesserung sind Designoptimierungsmethoden, von einfachen Aerodynamik- und Aeromechanik-Modellen für Tragflächen [14] bis hin zu fortgeschrittenerer mehrdimensionaler Topologieoptimierung [15], die letztlich mit größerer Zuverlässigkeit verwendet werden können und gleichzeitig den übermäßigen Rechenaufwand maßstabsgelöster Simulationen überwindet. Mit dieser Prämisse versucht dieses Dokument, aktuelle Forschungsaktivitäten zur Weiterentwicklung von CFD-Methoden mit Hilfe hochpräziser Simulationen und ML zu beschreiben, um die Genauigkeit sowohl in akademischen als auch in industriellen Anwendungen weiter zu verbessern.

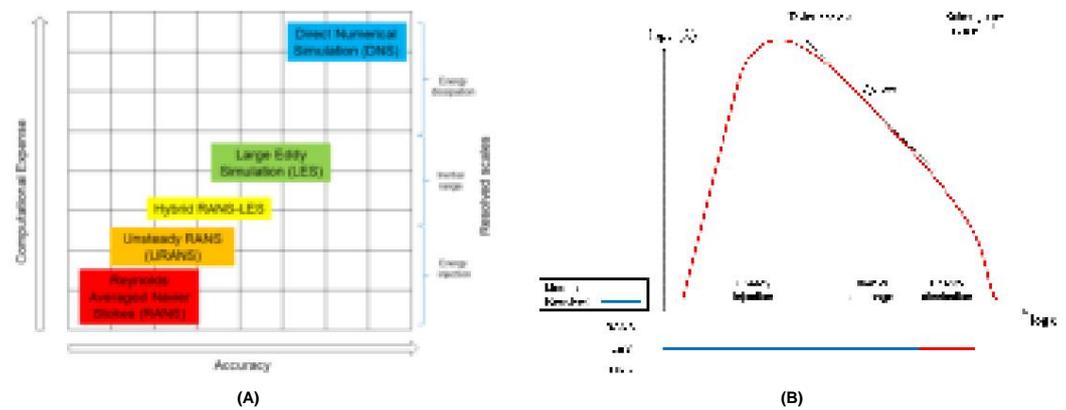


Abbildung 1. Vergleich der verschiedenen Ansätze zur Modellierung von Turbulenzen: (a) Rechenaufwand im Verhältnis zur Genauigkeit für jeden Ansatz; (b) die Korrelation jeder Methode mit dem Energiespektrum, wobei hervorgehoben wird, welcher Teil des Spektrums in jedem Fall aufgelöst oder modelliert wird.

2. Anwendung von Methoden des maschinellen Lernens auf CFD für den Turbomaschinenentwurf

Die genaue Vorhersage von Strömungsfeldern ist der Schlüssel zur Entwicklung neuer Technologien und Produkte in der kritischen Frühphase, in der ein großer Gestaltungsspielraum erkundet wird. Diese Notwendigkeit gilt nicht nur für Turbomaschinen, sondern für jede Anwendung, bei der ein Flüssigkeitsstrom erforderlich ist, um verschiedene Energieformen zu speichern oder in verschiedene Leistungsformen umzuwandeln. Die Industrie steht – mehr noch als die akademische Welt – seit jeher vor der Herausforderung, heterogene Datensätze mit unterschiedlichen Genauigkeitsgraden zu verarbeiten. Diese reichen von einfachen verkleinerten Tests bis hin zu Tests von Vollsystemen im Maßstab sowie Felddaten aus den Ergebnissen zugehöriger computergestützter Designtools. Darüber hinaus verbessert sich die Qualität sowohl experimenteller als auch computergestützter Tools kontinuierlich (z. B. fortschrittliche Keramiksonden für Hochdruck- und Hochtemperaturströmungen oder LES mit entsprechender Diskretisierung für reale Geometrien und Betriebsbedingungen), ebenso wie die Kosten für die Durchführung von Experimenten und hochpräzisen Simulationen. Angesichts der enormen Größe der in der Industrie vorhandenen heterogenen Datensätze ist ein aktualisierter technischer Ansatz auf der Grundlage von ML-Methoden erforderlich, um die verfügbaren Daten effizient zu nutzen. Im Hinblick auf die Anwendung verbesserter Vorhersagemethoden werden im Folgenden einige wichtige Ansätze beschrieben, die derzeit in unterschiedlichem Ausmaß untersucht werden, die aber dennoch einer gebührenden Beachtung wert sind:

1. Wie kann ML Möglichkeiten zur Verbesserung der Genauigkeit auf verschiedenen Ebenen der physikalischen Auflösung aufzeigen? Mit Bezug auf Abbildung 1a kann DNS verwendet werden, um das Subgrid-Scale-Modell (SGS) in LES zu verbessern, was wiederum zur Verbesserung von Reynolds-gemittelten Modellen in (U)RANS verwendet werden kann. Insbesondere konzentrieren wir uns auf künstliche neuronale Netze (KNN) und auf Gene Expression Programming (GEP) basierende Methoden, die Daten aus DNS oder LES verwenden, um die Genauigkeit von (U)RANS in gewisser Hinsicht zu verbessern.
2. Sind ML-Methoden eine praktikable Strategie zur Reduzierung der Rechenkosten einer einzelnen CFD-Simulation durch Beschleunigung der Konvergenz von Lösern?
3. Die Unsicherheitsquantifizierung (UQ) wird bei der Entwicklung neuer Produkte eingesetzt, um die Auswirkungen verschiedener Unsicherheitsquellen auf die Leistung eines Designs zu bestimmen. Die Berechnung der statistischen Momente einer unsicheren interessierenden Größe (QoI) lässt im Allgemeinen keine analytischen Lösungen zu, sondern erfordert Metamodelle, die nicht nur genau sind, sondern auch gut mit der Anzahl unsicherer Systemparameter skalierbar sind. Diese Modelle müssen auch in der Lage sein, große, heterogene Datensätze mit Daten mit unterschiedlichen Unsicherheitsgraden zu verarbeiten. Darüber hinaus müssen die Ergebnisse der Unsicherheitsanalyse den multidisziplinären Teams, die am Projekt beteiligt sind, klar mitgeteilt werden. Wie können ML-basierte Methoden eingesetzt werden, um diese Herausforderungen zu bewältigen?
4. Ist das Modell schließlich in der Lage, Daten mit mehreren Genauigkeitsstufen zu integrieren und dabei zu helfen, seltene experimentelle Messungen, die mit Fehlern behaftet sind, zuzuordnen? Ist das Modell auf einen Bereich verallgemeinerbar?

von Strömungsmerkmalen (beispielsweise ungünstige oder günstige Druckgradienten), Geometrien (wandgebunden vs. wandgetrieben) und Strömungsbedingungen (statistisch stationär vs. statistisch periodisch)?

Um die Diskussion dieser Punkte zu erleichtern, wird auf Abbildung 2 verwiesen, die eine Momentaufnahme des thermischen Felds in der Nähe der Hinterkante einer Hochdruckturbinen (HPT) zeigt. Die Abbildung fasst die verschiedenen verfügbaren Informationssätze zusammen, einschließlich des Strömungsfelds, das mithilfe von CFD-Methoden mit unterschiedlichen Auflösungsstufen berechnet wurde.

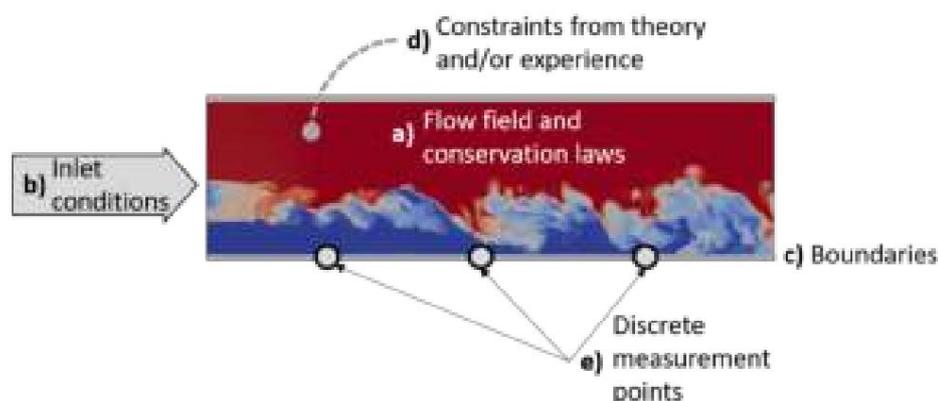


Abbildung 2. Daten und Einschränkungen, die zur Definition des Strömungsfelds beitragen. Das Bild zeigt eine Momentaufnahme der Mischung kalter und heißer Ströme.

3. Turbulenzmodellierung mit maschinellem Lernen Die

Modellierung von Turbulenzeffekten in den internen Strömungen von Turbomaschinen ist aufgrund der Wechselwirkung eines breiten Frequenzbereichs und der damit verbundenen Strömungsstrukturen besonders komplex. Obwohl sie in einfachen Fällen durch klassische (U)RANS-Methoden ausreichend erfasst werden, führen Bereiche mit hoher Anisotropie und breiten Bereichen interagierender Längenskalen dazu, dass die inhärenten Annahmen, auf die sich die Entwicklung der RANS-Verschlüsse stützte, zusammenbrechen. Das Ziel des maschinellen Lernens in diesem Zusammenhang besteht darin, die Genauigkeit von CFD-Berechnungen zu verbessern, ohne auf hochpräzise, skalenauflösende und rechenintensive Techniken zurückgreifen zu müssen. Diese einfache Prämisse hat in den letzten 10 Jahren die Entwicklung einer breiten Palette von Techniken vorangetrieben, die jeweils einer einfachen Philosophie zugrunde liegen: Verwenden Sie Daten aus Experimenten und vor allem aus hochpräzisen Simulationen, um über Unsicherheiten und Korrekturen an vorhandenen LES-, HLES- und (U)RANS-Daten zu informieren.

In diesem Szenario ist mit Bezug auf Abbildung 2 das Strömungsfeld (a) mit einem guten Genauigkeitsgrad aus hochpräzisen Simulationen verfügbar, ebenso wie die Zulaufbedingungen (b) und Grenzen (c), während diskrete Messpunkte (e) möglicherweise nur zur Validierung der hochpräzisen Daten verfügbar sind. Die Beschränkungen aus der Theorie (d) werden normalerweise in der Modellernphase berücksichtigt. Ansätze können dann im Großen und Ganzen in zwei verschiedene Kategorien unterteilt

1. Diejenigen, die Korrekturfunktionen für die Reynoldsspannung oder andere Größen von Interesse finden und diese in einem Vorhersageschritt auf das Basismodell anwenden. Dabei wird die korrigierte Reynoldsspannung in Abschlüsse niedrigerer Ordnung (DNS zu LES oder HLES und LES zu (U)RANS) als statisches Feld eingeführt, aus dem das Geschwindigkeits- und Druckfeld konvergiert werden kann.
2. Solche, die inhärente Änderungen an Abschlüssen niedrigerer Ordnung (meist (U)RANS) vornehmen, entweder durch Terme in den Turbulenzgleichungen oder durch das Erlernen nichtlinearer Modelle für die Reynoldsspannungen auf der Grundlage von mittleren Strömungsmerkmalen, wie in [16] [erörtert](#). Diese Modelle werden dann bei jeder Iteration in einer nachfolgenden (U)RANS-Berechnung abgeleitet.

Jeder Ansatz hat Vorzüge und Nachteile, obwohl man davon ausgeht, dass beide bei Konvergenz ähnliche Ergebnisse liefern. Methoden, die den ersten Ansatz verwenden, können Abweichungen lernen und Korrekturen an der interessierenden Menge in einer Umgebung vornehmen, die vollständig von CFD entfernt ist. Es ist nur ein zusätzlicher Löser erforderlich, um den mittleren Durchfluss vorherzusagen

Variablen, die die RANS-Gleichungen mit einem statischen Reynolds-Spannungsfeld lösen. Diese Modularität macht die Implementierung einfacher und ermöglicht es dem CFD-Ingenieur und dem Maschinenlern-Ingenieur, unabhängig voneinander zu arbeiten. Der zweite Ansatz erfordert, dass das Maschinlernen und die RANS-Berechnungen enger miteinander verknüpft sind [17]. Da das Modell bei jedem Schritt abgeleitet werden muss, muss das maschinell gelernte Modell im RANS-Solver implementiert werden. Dies kann zu einer erheblichen Menge an Overhead-Code führen, da unterschiedliche Modelle unterschiedliche Implementierungen erfordern können. Sobald das Modell jedoch entwickelt ist, ist es in sich geschlossen und kann unabhängig ausgeführt werden.

3.1. Das Energiespektrum in Turbomaschinen

Abbildung 3 zeigt den typischen Energieverlauf als Funktion der Wellenzahl (K) für homogene Turbulenzen. Die durchgezogene schwarze Linie zeigt einen Peak, der den Wirbeln mit maximaler Energie entspricht. Wenn man sich nach rechts bewegt, wird die Energie nach und nach auf kleinere Wirbel übertragen, bis hinunter zur Kolmogorow-Skala, bei der die viskose Dissipation dominant wird. Abbildung 4 skizziert die Bandbreite der unterschiedlichen Modellierungspfade, die anhand von Abbildung 3 verdeutlicht werden sollen.

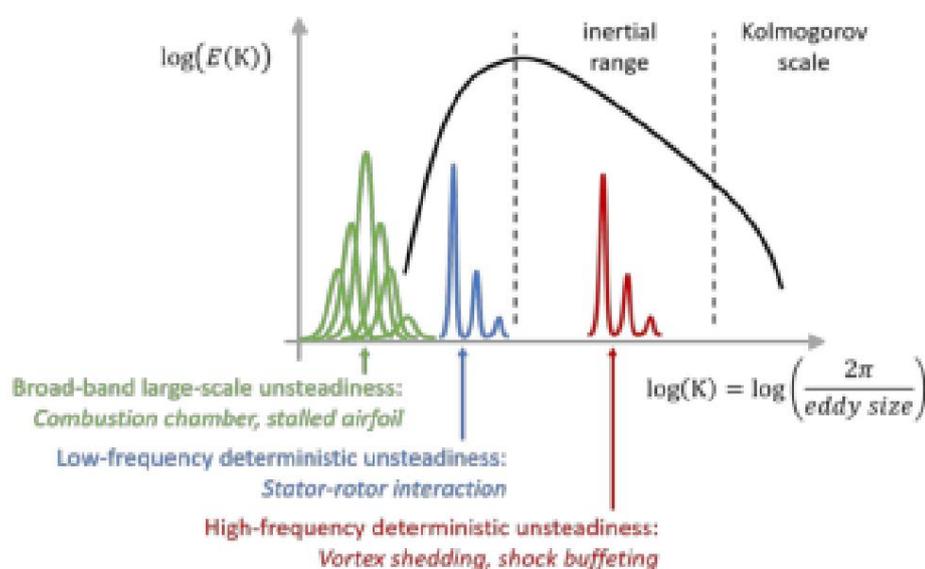


Abbildung 3. Energiespektrum für Turbomaschinen, das die verschiedenen Skalen zeigt, bei denen deterministische Frequenzen das kanonische Spektrum verunreinigen können.

3.2. DNS zur Verbesserung von LES

Ein gut aufgelöstes DNS stellt einen hervorragenden Datensatz für die Entwicklung von Turbulenzmodellen dar, da es die Mehrheit der Kolmogorov-Skalen auflöst, bei denen Turbulenzen im Wesentlichen isotrop sind. Die Auflösung in LES in Bezug auf K liegt im Bereich der Trägheitsskalen, so nah wie möglich an der Kolmogorov-Skalengrenze, um die Bedeutung des SGS-Modells zu minimieren. Während die frei zugängliche Literatur eine große Bandbreite an Modellen bietet [18], wird ein gutes Beispiel für die Entwicklung eines SGS-Modells mit Hilfe von ML auf Basis einer DNS-Datenbank von Park und Joo [19] beschrieben. Sie verwendeten ein neuronales Netzwerk, das auf einem DNS mit einem Fluss von $Re_\tau = 178$ trainiert wurde. Sie bewiesen, dass das resultierende SGS-Modell auf Kanalströmungen bei viel größeren Reynoldszahlen angewendet werden kann. In Bezug auf Abbildung 4 ist dies der Zweig A, in dem die Erhaltung einer generischen Größe f die Einführung des zusätzlichen SGS-Terms in seine Transportgleichung erfordert

$$\frac{Df}{Dt} = \underbrace{\tilde{y} f(\mu, \tilde{y}f_i) + \tilde{y}x_j}_{\text{gelöst}} - \underbrace{\tilde{y} f(\mu_{\text{SGS}}, \tilde{y}f_i)}_{\text{Räumlicher SGS-Durchschnitt}} \quad (1)$$

Wenn die räumliche und zeitliche Auflösung für DNS ausreicht, hängt der Diffusionsprozess von der Viskosität μ ab, die eine Fluideigenschaft ist. Wenn die Auflösung nicht ausreicht, muss die SGS-Viskosität μ_{SGS} eingeführt werden, die eine über die Längenskala der räumlichen Gitterauflösung gemittelte Fließeigenschaft ist.

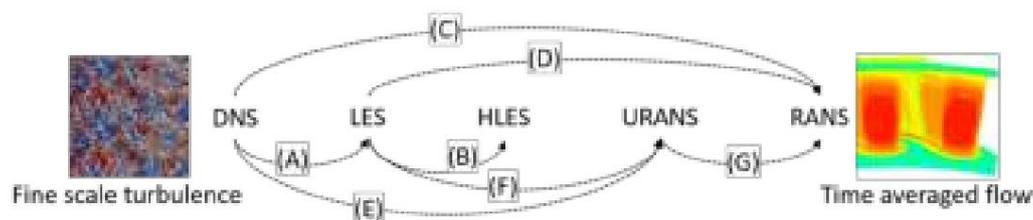


Abbildung 4. Schematische Darstellung der Zweige, mit denen Simulationen mit höherer Genauigkeit und skalenauflösender Auflösung als Datensätze zur Entwicklung von Modellen niedrigerer Ordnung verwendet werden können.

3.3. DNS und LES zur Verbesserung von

HLES Zweig B befasst sich mit dem sogenannten Hybrid-LES-Ansatz (HLES), bei dem Modelle auf RANS umsteigen, wenn die räumliche Gitterauflösung nicht ausreicht. Dieser Ansatz erfordert eine umständliche Verknüpfung von LES, einer räumlich gemittelten Methode, mit RANS, einer zeitlich gemittelten Methode. Weatheritt und Sandberg [20] verwendeten maschinelles Lernen, insbesondere Gene Expression Programming (GEP), um ihren HLES-Ansatz mithilfe eines begleitenden LES zu optimieren, und erzielten sehr ermutigende Ergebnisse für den Fluss an Doppelzylindern vorbei.

3.4. DNS und LES zur Verbesserung von (U)RANS

Der bislang möglicherweise am häufigsten angewandte Ansatz für maschinelles Lernen in der CFD ist die Inferenz von (U)RANS-Turbulenzschlüssen aus DNS- und LES-Datenbanken mit höherer Genauigkeit. Zu diesem Zweck entwickelten Weatheritt und Sandberg [21] eine neuartige Form von GEP, mit der tensorielle Ausdrücke regressiert werden können. Als symbolische Regressionstechnik bietet GEP explizite algebraische Ausdrücke für die Größe von Interesse, in diesem Fall die Anisotropie. Unter Verwendung des Rahmens für die explizite algebraische Reynoldsspannung (EASM) von Pope [22] lernten sie verbesserte nichtlineare Ausdrücke für die Anisotropie, die sich in Vorhersagesituationen mit ähnlicher Physik als vielversprechend erwiesen. Die GEP-Methodik wurde seitdem auf Strömungen angewendet, die im Turbomaschinenbereich relevant sind, wobei die HPT-Kaskade [23] untersucht wurde. Der Ansatz wurde erweitert, um nichtlineare Skalarflussmodelle für die Wärmeübertragungsanalyse zu entwickeln, indem eine allgemeine Form des Skalarflusses auf der Grundlage funktionaler Abhängigkeit entwickelt wurde [24]. Durch die Anwendung von GEP auf LES-Daten eines für Filmkühlungstechniken repräsentativen Strahls in Querströmung konnten sie eine deutliche Verbesserung bei der Vorhersage des Skalarflussterns beobachten, was zu Werten der adiabatischen Effektivität führte, die Experimente für einen Bereich von Blasverhältnissen genauer reproduzierten.

Hammond et al. [25] wollten die von Weatheritt und Sandberg eingeführte GEP-Methodik weiterentwickeln, um ihre Leistungsfähigkeit bei komplexeren 3D-Strömungen, wie sie durch Topologieoptimierung erzeugt werden, zu validieren. Anhand eines topologieoptimierten Wärmetauscherkanals als Testfall für ein komplexes internes Kühlsystem zeigten sie eine verbesserte Bewertung der aerodynamischen Blockierung im Vergleich zu DES-Referenzdaten. Diese Analyse wird mit der Absicht durchgeführt, datengesteuerte Abschlüsse bei Fluidoptimierungsmethoden anzuwenden, um Designs zu erhalten, die für eine hochpräzise Strömungsvorhersage zu einem Bruchteil der Rechenkosten repräsentativ sind. Während GEP den Vorteil hat, dem Benutzer einen expliziten Ausdruck zu liefern, der leicht aufgenommen und bewertet werden kann, sind die darstellbaren Funktionsformen manchmal begrenzt. ANN bieten die Option einer größeren Flexibilität und sind potenziell in der Lage, umfassendere Suchen im Parameterraum durchzuführen. Frey et al. [26] bauten auf der Arbeit von Ling et al. auf [27] und verwendeten relativ flache neuronale Netze, die mit DNS-Daten trainiert wurden, um den Wirbelviskositätsterm in der Boussinesq-Näherung zu verbessern. Sie wendeten diesen Ansatz auf einen Serpentin kanal an, der für interne Kühlkanäle in Turbinenschaufeln repräsentativ ist.

Sie zeigten, dass bessere Ergebnisse erzielt wurden, wenn die Ablösebereiche um jede Biegung vom Training ausgeschlossen wurden. Dies wurde als Beleg dafür angesehen, wie wichtig es ist, die turbulente Vermischung in der Strömung vor dem Ablösepunkt und direkt außerhalb des hinteren Teils der Blase genau vorherzusagen.

Daher kann ML verwendet werden, um Reynolds-gemittelte Modelle unter Verwendung von LES (und DNS, sofern verfügbar) zu entwickeln, indem sowohl verschiedene Formen von ANNs als auch GEP verwendet werden, wie in [28] bes. Es können jedoch auch verschiedene Möglichkeiten zur Bewertung der Anpassung des Modells bei der Einführung in RANS [17] untersucht werden, wie in Abbildung 5 zusammengefasst. Zhao et al. [17] stellten fest, dass es praktischer war, die trainierte $\bar{\tau}_{ij}$ RANS-Berechnung mit dem neuesten ML durch die Nutzung des aktualisierten Strömungsfeldes aus einer neuen Kandidaten für eine konstitutive Strömung zu überprüfen, als sie mit dem eingefrorenen Geschwindigkeitsfeld von LES zu testen. Natürlich erhöht sich dadurch der Trainingsaufwand erheblich, aber es überwindet die Probleme der nichtlinearen Reaktion der NS-Gleichungen auf Änderungen im konstitutiven Gesetz.

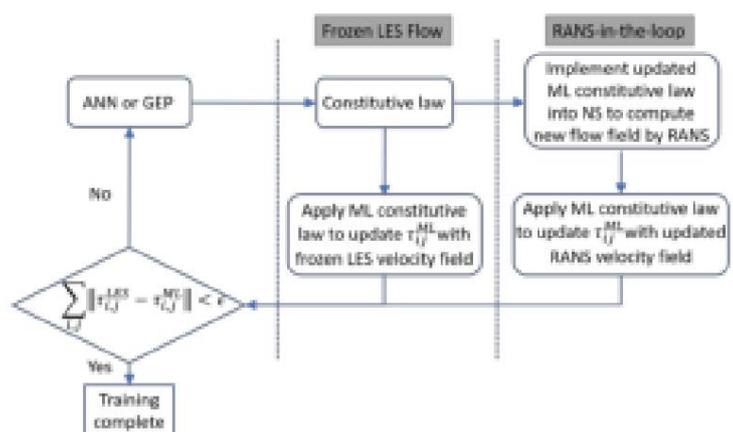


Abbildung 5. Trainingsverifizierungsstrategien, die grob in zwei Hauptkategorien unterteilt werden können: Frozen Training und RANS-in-the-Loop.

Da Strömungen in Turbomaschinen zudem von Natur aus instationär sind, muss zwischen RANS und URANS unterschieden werden. In dieser Modellklasse werden feinskalige, hochfrequente Bewegungseffekte vollständig herausgefiltert und durch die sogenannten Reynoldsspannungen ersetzt, die sowohl für die turbulente Diffusion von Impuls als auch von thermischer Energie gelten.

Der Filterprozess nimmt ein kanonisches Spektrum an, ähnlich der schwarzen Linie in Abbildung 3, die den isotropen Turbulenzabfall darstellt. In Turbomaschinen kann sich das Energiespektrum aus mehreren möglichen Gründen ändern, die in Abbildung 3 aufgeführt sind. Verbrennungssysteme erzeugen „breitbandige“ großräumige Unstetigkeiten, die den grundlegenden Prozess der Energiegewinnung aus dem mittleren Strömungsfeld verändern, und auch in Axialkompressoren und Turbinen werden nach dem Strömungsabriss großräumige Strömungsstrukturen erzeugt. In diesem Fall kann RANS genau sein, solange die breitbandige Niederfrequenzenergie gering ist, obwohl unklar ist, ob der auf dem kanonischen Spektrum basierende Reynolds-Mittelungsprozess noch funktioniert, und ein instationäres RANS, das die niedrigen Frequenzen auflöst, könnte die bessere Wahl sein. Dies wird durch die Zweige C und D in Abbildung 4 dargestellt. Das Energiespektrum von 3 kann sich auch aufgrund der großräumigen „deterministischen“ Unstetigkeiten ändern, die durch die Wechselwirkung zwischen Stator und Rotor, Wirbelablösung an der Hinterkante und Stoßwellen erzeugt werden.

Die Wechselwirkung zwischen Stator und Rotor wird durch die Blatt Drehfrequenz bestimmt, die von der Anzahl der Schaufelblätter und der Drehzahl abhängt, und liegt im Allgemeinen außerhalb des Trägheitsbereichs. Daher bleibt die sogenannte spektrale Lücke (die Lücke zwischen der deterministischen Frequenz und dem Frequenzbereich, der den Trägheitsbereich definiert) erhalten und das Reynolds-Mittelungsverfahren ist geeignet [11,29]. Trotz der spektralen Lücke können aufgrund von Krümmungs- und Druckgradienteneffekten immer noch komplexe konstitutive Gesetze erforderlich sein, um die Wechselwirkung zwischen Schaufelblatt und Nachlauf zu erfassen, wie von Michelassi et al. [30] dokumentiert. Dieses Szenario wird durch die Zweige E und F in Abbildung 4 dargestellt.

Bei hohen Frequenzen, wie bei der Wirbelablösung an der Hinterkante einer Hochdruckturbinen oder bei Überschallströmungen mit Stoßwellen, kann der deterministische Beitrag innerhalb des Trägheitsbereichs liegen und die spektrale Lücke verschwindet. Folglich besteht eine starke Wechselwirkung zwischen der deterministischen Unstetigkeit und der Turbulenzenergiekaskade. In diesem Szenario wird die Reynolds-Mittelung den deterministischen Beitrag falsch filtern und fehlschlagen (Zweige E und F). In diesem Fall kann die Erhaltung einer generischen Größe f wie folgt formuliert werden:

$$\frac{Df}{Dt} = \underbrace{\bar{\bar{y}} f(\mu, \bar{y}f_i)}_{\text{laminar}} + \underbrace{\bar{\bar{y}} f(\mu t, \bar{y}f_i)}_{\text{Reynolds-Durchschnitt}} \quad (2)$$

Ähnlich wie in Gleichung (1) hängt die molekulare Viskosität μ vom Fluid ab, während die turbulente Viskosität μ_t eine über die Zeit gemittelte Fließeigenschaft ist.

Um die Schwierigkeiten zu überwinden, die ein Turbulenzmodell bei der Nachbildung sowohl deterministischer als auch stochastischer Instabilitäten hat, verfolgten Akolekar et al. [7] und Lav et al. [31] unterschiedliche Ansätze. In [7] entwickelten die Autoren mithilfe von GEP einen RANS-Turbulenzverschluss auf Basis mehrerer phasenstarrer gemittelter Strömungsfelder aus der LES einer Niederdruckturbinen mit diskreten ankommenden Nachläufen. Die Ergebnisse zeigten eine wesentliche Verbesserung im Vergleich zu einem Standardmodell mit zwei Gleichungen, obwohl die Lücke zur LES immer noch offensichtlich war. In [31] verwendeten die Autoren die LES hinter einer unendlichen Platte, um die für eine Niederdruckturbinen typische Wirbelablösung zu reproduzieren. Der sich entwickelnde Nachlauf weist sowohl große stochastische Instabilitäten (d. h. Turbulenzen) als auch große kohärente Instabilitäten. Die Autoren schlugen eine Dreifachzerlegung vor, bei der das Strömungsfeld in eine stationäre, zeitlich gemittelte Strömung, eine durch FFT extrahierte periodische Komponente und eine stochastische Komponente aufgeteilt wird, und zwar auf eine Weise, die den sogenannten partiell gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (PANS) ähnelt. Sie kamen zu dem Schluss, dass die beste Übereinstimmung mit LES erreicht wurde, wenn URANS mit einem Turbulenzmodell ausgeführt wurde, das nur auf die stochastische Komponente des LES-Strömungsfelds

In der Vergangenheit erweiterten Van de Wall et al. [32] die Reynoldsspannungen, die den Effekt der stochastischen Unstetigkeit aufgrund von Turbulenz auf das mittlere Strömungsfeld modellieren, auf die sogenannten deterministischen Spannungen, die den Effekt der deterministischen Unstetigkeit aufgrund von Stator-Rotorwechselwirkung auf das mittlere Strömungsfeld, dargestellt durch den Zweig G in Abbildung 4. Daher lautet die resultierende Erhaltungsgleichung

$$\frac{Df}{Dt} = \underbrace{\bar{\bar{y}} f(\mu, \bar{y}f_i)}_{\text{laminar}} + \underbrace{\bar{\bar{y}} f(\mu t, \bar{y}f_i)}_{\text{Reynolds-Durchschnitt}} + \underbrace{\bar{\bar{y}} f(\mu_{DET}, \bar{y}f_i)}_{\text{deterministischer Durchschnitt}} \quad (3)$$

wobei der deterministische Durchschnittsterm über den periodischen Fluss mit niedriger Frequenz gemittelt wird und die durch die Wechselwirkung zwischen Stator und Rotor erzeugte Unstetigkeit berücksichtigt. Während μ eine Fluideigenschaft ist, sind sowohl μ_t als auch μ_{DET} Flusseigenschaften, wie für die Gleichungen (1) und (2)

4. Beschleunigung des CFD-Solvers

Der zweite Ansatz für ML, der im Zusammenhang mit CFD große Aufmerksamkeit erhalten hat, ist die Beschleunigung von Lösern. Der Rechenaufwand für die Ausführung einer CFD-Simulation, abgesehen von der Netzgenerierung, wird bestimmt durch: die Gesamtzahl der Elemente, die zum Lösen des Gleichungssystems (des Algorithmus) benötigte Zeit und die Anzahl der Zeitschritte.

Diese Faktoren werden durch den verwendeten Ansatz bestimmt, von RANS auf der einen Seite bis hin zu DNS auf der anderen. Wie in den vorherigen Abschnitten erörtert, haben RANS-Modelle Schwierigkeiten, große Abstände genau zu beschreiben (d. h. Kompressoren kurz vor dem Stillstand, Strömung im sekundären Luftstromsystem und interne Kühlmittelsysteme). Aus diesem Grund richtet sich die Aufmerksamkeit auf maßstabsauflösende LES und DNS, obwohl sie aufgrund des Rechenaufwands für die Untersuchung des Konstruktionsraums, die Quantifizierung von Unsicherheiten und Optimierungsmethoden undurchführbar sind (obwohl bei letzterem Fortschritte mithilfe datengesteuerter Turbulenzmodellierung erzielt werden, siehe z. B. [33]). Der Kompromiss zwischen der erforderlichen regionalen Netzauflösung und dem Rechenaufwand wurde von v

Bei Niederdruck- und Hochdruckturbinen ist es ohne Berücksichtigung des gesamten Kühlmittelsystems immer noch nicht möglich, die Wechselwirkungen zwischen den Komponenten regelmäßig. Daher könnten ML-Methoden, die sich derzeit in der Entwicklung befinden, für die notwendige Lockerung der Rechenbeschränkungen sorgen, um maßstabauflösende Simulationen in einen Bereich zu verschieben, der für industrielle Designprozesse besser geeignet ist.

Die untersuchten Richtungen können in zwei große Kategorien unterteilt werden: räumliche Diskretisierung und zeitliche Diskretisierung. Ansätze der räumlichen Diskretisierung zielen darauf ab, den Löser zu beschleunigen, indem grobe Maschen mit ML genutzt werden, um eine Superauflösung der fehlenden Details zu ermöglichen. Im Gegensatz dazu verwenden zeitliche Diskretisierungsansätze ML, um die zeitliche Entwicklung eines numerischen Schemas mit Geschwindigkeiten vorherzusagen, die viel schneller sind als die Zeitschritte des zugrunde liegenden CFD-Algorithmus. Beide Ansätze werden in den folgenden Abschnitten ausführlich erläutert.

4.1. Beschleunigung der räumlichen

Diskretisierung Die Idee hinter der Beschleunigung von Lösern durch Berücksichtigung der räumlichen Diskretisierung ist konzeptionell einfach. Wie bereits erwähnt, ist einer der Hauptfaktoren für die Rechenzeit einer CFD-Simulation die Gesamtzahl der Elemente. Um die Rechenzeit zu reduzieren, ist es intuitiv, die Anzahl der Elemente zu reduzieren. Dies geht jedoch mit einer Verschlechterung der Vorhersagegenauigkeit einher. In letzter Zeit wurden mehrere Formulierungen [38,39] vorgeschlagen, die ML verwenden, um die Vorhersagegenauigkeit bei groben Netzen zu verbessern, mit dem Ergebnis einer massiven Beschleunigung der Simulationszeit bei gleicher Genauigkeit. Die ML-Komponente im Löser wird anhand einer hochpräzisen Simulation trainiert und die beschriebene Methodik fungiert als allgemeines Multiskalen-Framework, das verwendet werden kann.

Ein weiterer Vorteil von Superauflösungsmethoden ist die Verbesserung der gesamten I/O-Kosten. Die von DNS generierten Datensätze sind sehr groß. Beispielsweise können pro Zeitschritt bis zu 20 TB Daten für wandgebundene Strömungen mit $Re = 104$ gespeichert werden, wie sie in Niederdruckturbinenstufen vorkommen. Die gesamten I/O-Kosten können erheblich reduziert werden, indem ein Teil dieses Datensatzes gespeichert und Superauflösung zur Rekonstruktion der fehlenden Details verwendet wird.

Der von Kochkov et al. [38] vorgestellte Ansatz zielt darauf ab, die genaue Entwicklung einer CFD-Simulation vorherzusagen. Dabei wird ein Netz mit einer um eine Größenordnung größeren Auflösung in jeder räumlichen Dimension und gelernter Interpolation verwendet, um eine etwa 40-fache Rechengeschwindigkeit zu erreichen. Der Erfolg dieser Technik hängt jedoch stark von der Verfügbarkeit großer Datensätze mit hochauflösenden Daten ab. Ein Ansatz, der darauf abzielt, den Bedarf an großen Trainingsdatensätzen mit hoher Auflösung zu verringern, wird von Gao et al. [39] angeboten. Sie zielen darauf ab, spärliche, verrauschte Trainingsdatensätze mithilfe von Convolutional Neural Networks abzugleichen, bei denen die Physik eingefügt wird, indem das Netzwerk eingeschränkt wird, um Erhaltungsgesetze und Randbedingungen einzuhalten; diese Methode basiert auf PINNs, die in Abschnitt 6 ausführlich beschrieben werden.

4.2. Zeitliche Diskretisierungsbeschleunigung

Der andere Weg, auf dem ML genutzt werden kann, um CFD-Löser zu beschleunigen, ist die Prognose der zeitlichen Entwicklung der Lösung. Einen detaillierten Vergleich solcher Methoden bieten Fotiadis et al. [40], die die Leistung von vier verschiedenen neuronalen Netzwerken zur Lösung der reibungsfreien 2D-Flachwassergleichungen untersuchen, die dem Problem der Ausbreitung kompressibler Wellen entsprechen. Die Autoren verglichen drei rekurrende Netzwerke (LSTM, ConvLSTM, PredRNN++) und ein Feedforward-U-Net-Modell.

Das LSTM-Modell (Long-Short Term Memory) wurde ursprünglich von Sorteberg et al. [41] zur Vorhersage der Wellenausbreitung vorgeschlagen. Ihr Netzwerk bestand aus einer Faltungs-Encoder- und Decoder-Struktur mit drei LSTM-Blöcken dazwischen. Der Vektorausgang des Encoderzweigs wird dann von den LSTMs in der Zeit vorwärts propagiert, bevor er decodiert wird, um die prognostizierten Felder zu erhalten. Sowohl das ConvLSTM- als auch das PredRNN++-Modell verwenden Faltungsoperationen innerhalb einer rekurrenden Zelle, um eine Verbindung zwischen zeitlicher und räumlicher Modellierung zu finden. PredRNN+ verwendet auch ein räumliches Gedächtnis, das die gestapelten Zellen im Netzwerk durchläuft und so die kurzfristige Genauigkeit erhöht [42]. Während CovLSTM und PredRNN++ empirisch als für kurzfristige räumlich-zeitliche Vorhersagen geeignet erwiesen wurden, verschlechtert sich die Genauigkeit bei längerfristigen Vorhersagen zwangsläufig.

Das von den Autoren verglichene Modell U-Net wurde in verschiedenen räumlich-zeitlichen Vorhersageproblemen eingesetzt. Beispielsweise um optische Flüsse, Bewegungsfelder und Geschwindigkeitsfelder abzuleiten [43–45]. Das Modell wird End-to-End trainiert und ist von seiner eigenen Vorhersage abhängig. Die Tatsache, dass die Eingaben des Netzwerks auf seinen früheren Vorhersagen basieren, ermöglicht eine deutliche Verbesserung der Genauigkeit auf lange Sicht.

4.3. Modelle reduzierter Ordnung

Viele der in der Literatur vorgeschlagenen Ansätze zur Beschleunigung von Fluidsimulationen nutzen die Tatsache, dass das zugrunde liegende Modell ein Surrogat des realen Modells mit einer Näherungslösung der Navier-Stokes-Gleichungen ist. Um einen echten Vorteil zu bieten, müssen diese so genannten Reduced-Order-Modelle (ROMs), die seit vielen Jahren in Turbomaschinenströmungen verwendet werden, schneller sein als die ursprünglichen Navier-Stokes-Gleichungen [46]. Ein ROM hat zwei Hauptaspekte: die Erkennung unterschiedlicher Skalen und die Erkennung einer geeigneten Formulierung zu ihrer Beschreibung. Methoden des maschinellen Lernens, vor allem durch die Entwicklung der Bilderkennung, haben beide Bereiche in den letzten Jahren erweitert. Bei Turbomaschinen ist die Trennung der Skalen offensichtlich, besonders bei mehrstufigen Simulationen, Nachläufen, Grenzschichten und lokalen Ablösungen, wo eine Reihe von Längenskalen gleichzeitig existieren.

Es lässt sich zeigen, dass ein flacher linearer Autoencoder als Methode zur korrekten orthogonalen Zerlegung (POD) fungiert, während zunehmend auch tiefe nichtlineare Autoencoder zum Einsatz kommen. Nachdem das entsprechende System definiert wurde, muss die Dynamik dieser Systeme definiert werden. Hierfür können verschiedene ML-Methoden eingesetzt werden, darunter die spärliche Identifikation nichtlinearer Dynamiken, SINDy, die für ein breites Anwendungsspektrum von laminaren und turbulenten Strömungen bis hin zu Nachläufen genutzt wird [47].

Ein weiterer Ansatz wurde von CFDNet [48] bereitgestellt. Standard-CFD-Solver werden verwendet, um die Lösungen aufzuwärmen, und CFDNet prognostiziert dann die Entwicklung, bevor der CFD-Solver die endgültige Ausgabe erstellt. Die Autoren erklärten, wie diese drei Schritte (Aufwärmen, Inferenz und Verfeinerung) zur Generierung eines ML-Frameworks beitragen, das mit noch nie dagewesenen Fällen umgehen kann. Im Verfeinerungsfall wird der CFD-Solver verwendet, um die Inferenzausgabe des neuronalen Netzwerks zu verfeinern und sicherzustellen, dass das Modell mit der Physik übereinstimmt. Eine allgemeinere Version dieses Frameworks wird von Leer und Kempf [49] vorgeschlagen. Die Autoren schlugen eine Kombination aus einem minimalistischen mehrschichtigen Perzeptron (MLP) und einer radial-logarithmischen Filtermaske (RLF) vor, um ein Ersatzmodell zu generieren, das interne und externe Strömungen vorherzusagen in der Lage ist. Das RLF kodiert die Geometrie in eine komprimierte Form, die vom MLP interpretiert werden kann, und ermöglicht eine schnelle Schätzung von Strömungsfeldern für verschiedene Anwendungen.

Obwohl alle oben genannten Methoden vielversprechende Eigenschaften aufweisen, muss betont werden, dass sie größtenteils nur auf einfache kanonische Situationen angewendet werden. Für eine groß angelegte Integration im Bereich der Turbomaschinen müssen ihre Fähigkeiten nun konsequent an komplexen Fällen nachgewiesen werden, die für Strömungen in einem industriellen Umfeld relevant sind.

5. Quantifizierung und Management von Unsicherheiten

Ein potenzieller Anwendungsbereich für die in den vorhergehenden Abschnitten besprochenen Methoden des maschinellen Lernens ist die Quantifizierung und das Management von Unsicherheiten während des Designprozesses. Um ein robustes Design zu entwickeln, das unter verschiedenen Betriebsbedingungen eine gute Leistung liefert, müssen die das System beeinflussenden Unsicherheiten berücksichtigt werden [50]. Abbildung 6 illustriert die Bedeutung dieses Aspekts für die Industrie anhand einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF), die die Abweichung zwischen der gemessenen und der angegebenen Leistung darstellt. Beispiele für Leistungskennzahlen sind die Effizienz, Lebensdauer oder Funktionsfähigkeit eines Produkts. Die angegebene Leistung F_{quoted} ist definiert als die prognostizierte Leistung $F_{\text{predicted}}$ abzüglich einer Sicherheitsmarge, die alle Unsicherheiten berücksichtigt. Die Sicherheitsmarge wird eingeführt, um ein Unterschreiten der vertraglich vereinbarten Grenzen γ_{FL} (z. B. 4 % Leistung) zu vermeiden. Das Ende des PDF links von der vertikalen grauen Linie zeigt Fälle an, in denen eine Einheit die Leistungsakzeptanzgrenze nicht erreicht. Die rote Kurve geht von $\gamma_{\text{FL}} = 0$ aus und das Risiko, die angegebene Leistung nicht zu erreichen, ist groß. Die blaue Kurve setzt $\gamma_{\text{FL}} > 0$, um dieses Risiko zu verringern. Mit anderen Worten: Die durchschnittlich erwartete Leistung wird bestraft.

durch Verschieben der roten Kurve nach rechts. Der Grad der Verschiebung ist direkt proportional zur Gesamtunsicherheit. Die stärker verkürzten Enden der grünen Kurve zeigen den Fall, in dem die Unsicherheit reduziert oder kontrolliert wird und die Leistungsvorhersage genauer ist. Die Wahrscheinlichkeitsmasse links der grauen Linie ist bei der blauen und der grünen Kurve identisch, d. h., beide Verteilungen bergen das gleiche Risiko, die vertraglich vereinbarte Leistung nicht zu erfüllen; allerdings ist die Sicherheitsmarge der grünen Kurve kleiner ($\check{y}F_2 < \check{y}F_1$) und daher ist es möglich, bei gleichem Risiko eine höhere Leistung anzubieten.

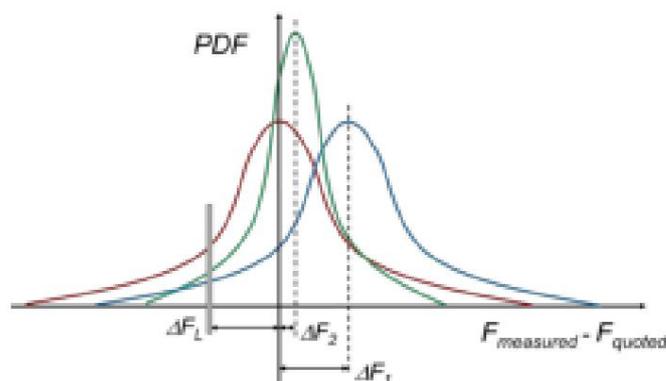


Abbildung 6. Auswirkungen der Unsicherheit auf die angegebene Leistung. Die rote Linie entspricht einem unsicheren Parameter ohne Sicherheitsmarge und hoher Wahrscheinlichkeit, dass Leistungsstandards nicht eingehalten werden. Die blaue Linie zeigt denselben unsicheren Parameter mit einer großen Sicherheitsmarge $\check{y}F_1$, die erforderlich ist, um die Ausfallwahrscheinlichkeit auf ein akzeptables Niveau zu senken. Die grüne Linie zeigt, wie die Sicherheitsmarge $\check{y}F_2$, die dieselbe Ausfallwahrscheinlichkeit erreicht, durch Verringerung der Gesamtunsicherheit verringert werden kann.

Die Unsicherheiten, die ein Produkt betreffen, werden üblicherweise in zwei Kategorien unterteilt: aleatorische und epistemische. Aleatorische Unsicherheiten beziehen sich auf Unsicherheiten, die sich aus zufälligen Schwankungen in der Umgebung ergeben. Im Zusammenhang mit Turbomaschinen können diese aus folgenden Gründen entstehen: unsichere Betriebsbedingungen [51]; Variationen oder Mängel in der Geometrie, die während der Herstellung oder durch Verschleiß verursacht werden [52]; und Rauschen in experimentellen Messungen [53] (Einschränkungen (b), (c) und (e) in Abbildung 2). Epistemische Unsicherheiten beziehen sich hingegen auf Unsicherheiten, die durch die Vereinfachungen entstehen, die zur Modellierung eines realen Systems notwendig sind. Neben numerischen Effekten, die durch Abschneiden entstehen, fallen auch Unsicherheiten, die durch die Anwendung theoretischer Annahmen, einen Mangel an verfügbaren Daten oder Einschränkungen eines Turbulenzmodells entstehen, in diese Kategorie (Punkt (d) in Abbildung 2). Während aleatorische Unsicherheiten grundsätzlich nicht reduzierbar sind, sind epistemische Unsicherheiten reduzierbar und könnten minimiert werden, etwa durch die Erfassung weiterer Daten oder die Entwicklung von Modellen, die die physikalischen

5.1. Quantifizierung aleatorischer Unsicherheit

Das Ziel der Unsicherheitsquantifizierung (UQ) ist die Schätzung der Auswirkung von Unsicherheiten auf die Leistung eines Produkts, die als Wahrscheinlichkeitsverteilung oder Konfidenzintervall für eine bestimmte interessierende Größe (QoI) ausgedrückt werden kann. Wir betrachten zunächst die Vorwärtsausbreitung aleatorischer Unsicherheiten, bei der eine gemeinsame Dichte der unsicheren Parameter, die das System beeinflussen, \check{y} , verfügbar ist. Der Designer ist zumindest daran interessiert, die ersten beiden statistischen Momente einer QoI zu schätzen, d. h. die mittlere und die Standardabweichung der Leistung eines Designs, das unter unsicheren Bedingungen betrieben wird [54]. Die Zuverlässigkeitsanalyse, bei der die relativ geringe Wahrscheinlichkeit geschätzt wird, dass die unsicheren Bedingungen zu einem Ausfall führen, ist hiervon etwas ausgenommen, da diese Wahrscheinlichkeit durch die Verteilungsenden bestimmt wird [55, 56]. Dennoch ist das Beispiel der Schätzung des Mittelwerts und der Standardabweichung einer QoI aufschlussreich, da es die Notwendigkeit genauer Metamodelle teurer CFD-Simulationen für UQ in einem industri-

Die Auswertung der ersten beiden statistischen Momente einer unsicheren QoI erfordert die Lösung des Integrals für den Mittelwert:

$$E(w) = \int w(\vec{y}) f(\vec{y}) d\vec{y}, \quad (4)$$

und für die Varianz:

$$\text{Var}(w) = \int (w(\vec{y}) - E(w))^2 f(\vec{y}) d\vec{y}, \quad (5)$$

wobei w die QoI und \vec{y} die unsicheren Parameter mit der gemeinsamen Dichte $f(\vec{y})$ darstellen. Diese Integrale lassen wahrscheinlich keine analytische Lösung zu. Numerische Methoden wie die stochastische Kollokation können für unsichere Räume mit niedriger Dimension eingesetzt werden [57]; bei Problemen im großen Maßstab werden diese jedoch rechnerisch unlösbar. In solchen Fällen ist die Monte-Carlo-Stichprobennahme eine beliebte Strategie zur Approximation dieser Integrale und besonders effektiv, wenn das Rechenmodell $w(\vec{y})$ günstig auszuwerten ist. Eine genaue Bewertung der aleatorischen Unsicherheiten, die ein Produkt betreffen, erfordert die Auswertung von n Monte-Carlo-Stichproben, möglicherweise in der Größenordnung von $n \approx 10^5$ – 10^6 , wobei die Konfidenz der Schätzung des Mittelwerts bei n konvergiert. Bei einer $\frac{1}{2}$ [58]. Angesichts der Rechenkosten, die damit verbunden sind, ist die einzige CFD-Simulation die statistische Bewertung eines Designs mit direkter Monte-Carlo-Stichprobennahme unpraktisch; es ist ein Ersatzmodell oder Metamodell des Systems erforderlich. Dieses Metamodell wird mit einem begrenzten Datensatz von CFD-Simulationen trainiert. Danach kann das Metamodell mit einem vermeintlich vernachlässigbaren Aufwand evaluiert werden. Methoden wie nicht-intrusive Polynomial Chaos Expansions (niPCEs) sind zwar für niedrigdimensionale unsichere Räume [59] effektiv, leiden aber unter dem Fluch der Dimensionalität, da die Mindestanzahl an Simulationen, die zur Bestimmung der Koeffizienten der Expansion erforderlich sind, mit der Dimensionalität des Problems ansteigt. Während derzeit Forschungen darauf abzielen, diesen Aspekt von niPCEs zu mildern (siehe z. B. [60,61]), sind niPCEs derzeit im Allgemeinen für die hochdimensionalen Probleme, mit denen die Industrie konfrontiert ist, nicht durchführbar. Auf der anderen Seite werden intrusive Polynomial Chaos Expansions, die Änderungen am CFD-Code erfordern, dafür kritisiert, dass sie in einem industriellen Kontext schwer zu implementieren sind, obwohl auch hier Wissenschaftler daran arbeiten, dies zu ändern. Bei der Behandlung dieser Probleme bietet sich die Gelegenheit, Methoden des maschinellen Lernens, die sich nachweislich gut auf hochdimensionale Räume skalieren lassen, als Metamodelle einzusetzen, mit denen sich Simulationen beschleunigen lassen und die eine genaue statistische Bewertung der ein Produkt betreffenden Unsicherheiten ermöglichen.

5.2. Quantifizierung epistemischer Unsicherheit

Die Auswirkungen epistemischer Unsicherheit zu quantifizieren, kann schwierig sein [64]. Die Quantifizierung der strukturellen Unsicherheiten in RANS ist jedoch eine zentrale Herausforderung für industrielle CFD-Simulationen, da die durch Theorie oder Erfahrung eingeführten Einschränkungen eines Turbulenzmodells größtenteils für Nichtübereinstimmungen zwischen Simulationen und Experimenten verantwortlich sind [5,6]. In der Literatur gibt es bereits Arbeiten, die sich mit der Problematik der Modellformunsicherheit in RANS-Simulationen befassen haben. Wir gruppieren diese in drei Strategien: störungsbasiert, Bayes-basiert oder Diskrepanzmodellierung.

Banerjee et al. [65] haben gezeigt, dass die drei Grenzzustände der turbulenten Anisotropie als baryzentrische Karte dargestellt werden können. Als Beispiel für die erste Reihe von Ansätzen schlugen Gorlé et al. [66] und Emory et al. [67] eine störungsbasierte Methode zur Quantifizierung der epistemischen Unsicherheit in turbulenten RANS-Verschlässen vor. Am Reynolds-Spannungsanisotropietensor wurden gleichmäßige Eigenwertstörungen in Richtung der Grenzzustände der Turbulenz (1-, 2- und 3-Komponenten-Turbulenz) vorgenommen, um eine konservative Obergrenze für die Obergrenze zu erzeugen. Diese Störungen und das baryzentrische Koordinatensystem sind in Abbildung 7 dargestellt. Spätere Versionen dieser Methode beinhalteten maschinelles Lernen und verwendeten einen zufälligen Regressionswald, um die Größe der Eigenwertstörung lokal entsprechend der Merkmalswichtigkeit eines Satzes von 12 dimensionslosen Merkmalen zu variieren [68]. Ein Vorteil des störungsbasierten Ansatzes besteht darin, dass UQ durchgeführt werden kann, ohne dass ein hochpräziser Datensatz zum Vergleich der RANS-Simulationen erforderlich ist, wie dies bei den anderen beiden Kategorien von Ansätzen der Fall ist.

Es wurden Bayes-Frameworks vorgeschlagen, die die Parameter des Reynolds- Spannungstensors als einen Satz unsicherer Parameter behandeln [69–71]. Ausgehend von einem Satz von Vorverteilungen und einer gemeinsamen PDF für die Wahrscheinlichkeit werden durch einen Kalibrierungsprozess, bei dem die Vorhersagen des RANS-Modells mit einem Datensatz hochpräziser Beobachtungen verglichen werden [72, 73], nachträgliche Wahrscheinlichkeitsverteilungen für diese Parameter abgeleitet. Abbildung 7 veranschaulicht diesen Perspektivwechsel anhand des oben genannten baryzentrischen Koordinatensystems. Der Arbeitsablauf für das Kalman-Inversionsschema in Xiao et al. [72] ist schematisch in Abbildung 8 dargestellt. Anstatt den von RANS vorhergesagten Zustand in Richtung jedes der drei Grenzfälle zu stören, werden in der Bayes-Interpretation des Problems neue, physikalisch realisierbare Zustände aus einer nachträglichen Verteilung abgetastet. Wie bereits erwähnt, ist eine Voraussetzung für diese auf Bayes basierenden Methoden, dass ein Satz hochpräziser Daten zum Vergleich der RANS-Simulationen verfügbar ist. Dies könnte das Ergebnis von Experimenten [74,75] oder von DNS-Daten sein.

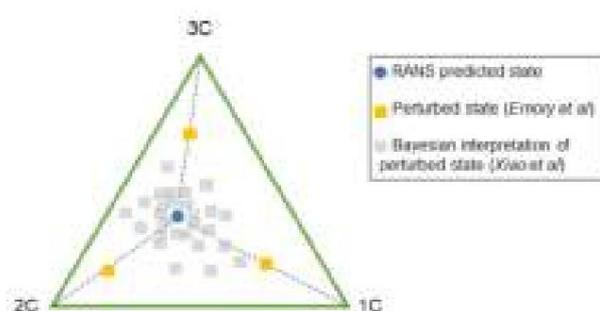


Abbildung 7. Baryzentrische Karte der physikalisch realisierbaren Turbulenzzustände als Kombination aus drei Grenzzuständen der Turbulenz: eine, zwei und drei Komponenten (1C, 2C bzw. 3C) und Darstellung der Perspektiven für störungsbasierte und Bayes-basierte Methoden der UQ in diesem Bereich. Adaptiert von [67,76]. Copyright 2016 Elsevier BV

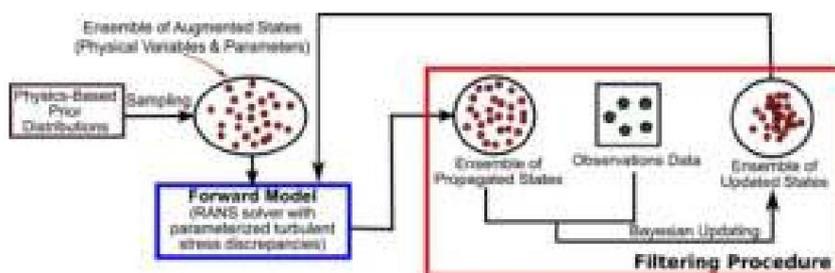


Abbildung 8. Eine schematische Darstellung des Kalman-Inversionsschemas: Die Posterior-Verteilung für die unsicheren Parameter in RANS wird angepasst, um das Ensemble der propagierten Zustände so genau wie möglich mit den Beobachtungen in Einklang zu bringen. Adaptiert aus [72]. Copyright 2016 Elsevier Inc.

Schließlich gibt es noch Methoden, die ein statistisches Modell für die Diskrepanz zwischen RANS- und hochpräzisen Daten entwickeln. In der Arbeit von Dow und Wang wird beispielsweise die Diskrepanz zwischen dem von RANS vorhergesagten turbulenten Viskositätsfeld und dem aus den DNS-Daten über inverses RANS abgeleiteten Feld als ein gaußsches Zufallsfeld modelliert [77]. Ebenso werden in der Arbeit von Duraisamy et al. [78–80] Feldinversion und Methoden des maschinellen Lernens verwendet, um eine funktionale Form der Diskrepanzen im Modell zu entwickeln. Für weitere Diskussionen zum Thema der Quantifizierung der Modellformunsicherheit in RANS-Modellen verweisen wir den Leser auf die hervorragenden Übersichtsartikel von Duraisamy et al. [81] und Xiao und Cinella [82]. Abschnitt 3 dieses Dokuments beschreibt die jüngsten Entwicklungen beim Einsatz maschinellen Lernens zur Verbesserung von RANS-Simulationen durch Nutzung hochpräziser Daten aus LES. Dies wird häufig erreicht, indem maschinelles Lernen eingesetzt wird, um eine Reihe invarianter Größen abzuschätzen, die linear kombiniert werden können, um den Anisotropietensor im turbulenten Verschluss zu bilden. Die meisten die

In dieser Hinsicht wurden keine Fortschritte erzielt. Geneva und Zabaras [83] führten eine Bayes-Formulierung des neuronalen Netzwerks ein, das von Ling et al. [27] zur Berechnung des Anisotropietensors verwendet wurde. Durch Monte-Carlo-Sampling eines Bayes-Neuralnetzwerks konnten sie die Unsicherheit in diesem Term quantifizieren und folglich Wahrscheinlichkeitsgrenzen für die geschätzten Druck- und Geschwindigkeitsfelder festlegen.

5.3. Quantifizierung gemischter Unsicherheit und

Visualisierung Die bisher in diesem Abschnitt beschriebenen Methoden zielen auf die getrennte Quantifizierung aleatorischer und epistemischer (insbesondere modellbasierter) Unsicherheit ab. Letztendlich müssen für die Industrie Werkzeuge entwickelt werden, die beide Arten von Unsicherheiten gleichzeitig verarbeiten können. Dies ist ein anspruchsvolles Problem. Im Turbomaschinenbereich wurden jedoch einige Fortschritte in dieser Richtung erzielt [84]. Die Quantifizierung der Auswirkungen gemischter Unsicherheit erfordert von den Ingenieuren möglicherweise eine Neuüberlegung der Visualisierung und Kommunikation von Unsicherheit. Anstatt eine einzige Wahrscheinlichkeitsverteilung für die QoI festzulegen, könnte ein p-Box-Ansatz, mit dem Familien wahrscheinlicher kumulativer Verteilungsfunktionen (CDFs) begrenzt werden können, effektiver sein [85,86]. Ein Nachteil dieser Methoden besteht darin, dass p-Boxen ein abstraktes Konzept sind, dessen Bedeutung Laien nur schwer vermittelt werden kann. Ling und Townsend [87] schlugen einen klassifizierungsbasierten Ansatz vor, bei dem ML-Klassifikatoren wie Support Vector Machines zum Einsatz kommen, um die Bereiche mit der größten Unsicherheit in RANS-Simulationen von Strömungen über mehrere Geometrien hinweg zu identifizieren. Ein Vorteil dieser Methode besteht darin, dass die in einer Simulation vorhandenen Unsicherheitsgrade intuitiv dargestellt werden können, wie in Abbildung 9 zu sehen ist. In risikoscheuen Branchen wie der Luftfahrt werden neue Produkte von den Aufsichtsbehörden streng geprüft, bevor sie zertifiziert werden können [88]. Im Rahmen des Zertifizierungsprozesses ist es notwendig, die Designentscheidungen mit den Beweisen zu begründen, die den Designern zum jeweiligen Zeitpunkt zur Verfügung standen. Damit Methoden des maschinellen Lernens in den Designprozess integriert werden können, ist es unerlässlich, die in diesen Methoden vorhandene Unsicherheit klar anzugeben, insbesondere die Vorhersageunsicherheit, die epistemische Unsicherheiten aufgrund fehlender Daten erklären kann. Derzeit liefern die meisten Methoden des maschinellen Lernens Punktschätzungen ohne Möglichkeit, die Unsicherheit der Schätzung zu quantifizieren. Wie in den Übersichten von Hüllermeier und Waegeman [89] und Psaros et al. [90] erörtert wird, ist die Abkehr von „Black-Box“-Modellen und die Berücksichtigung aleatorischer und epistemischer Unsicherheit für die großindustrielle Anw

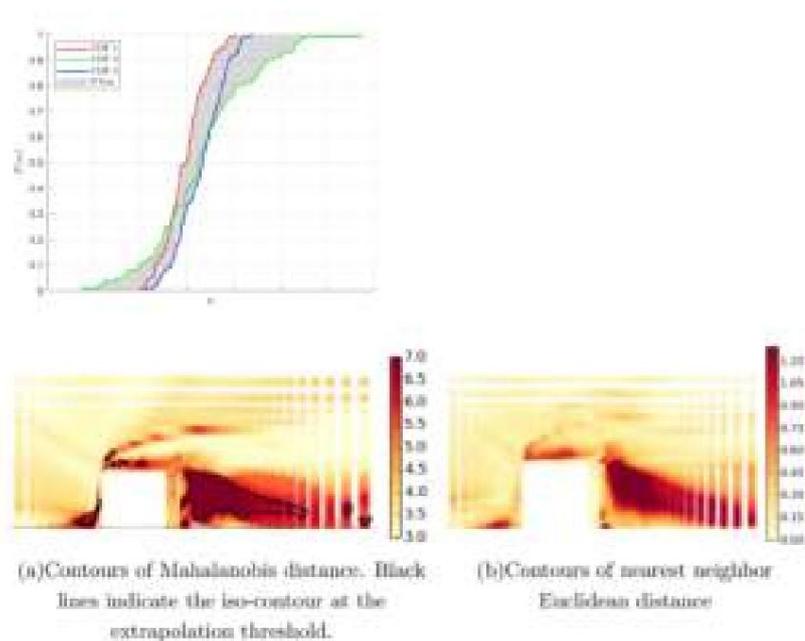


Abbildung 9. Perspektiven zur Visualisierung der Ergebnisse von Unsicherheitsanalysen: Abbildung einer p-Box (oben) und Darstellung der RANS-Unsicherheit von Ling und Townsend (unten, adaptiert aus [87]). Urheberrecht: 2015 AIP Publishing LLC.).

5.4. Multi-Fidelity-Methoden

Schließlich verfügt die Industrie normalerweise über eine Fülle heterogener Daten aus der Herstellung, Montage, dem Betrieb und der Wartung von Komponenten. Diese Daten sind in unterschiedlichem Ausmaß mit Unsicherheiten behaftet (siehe z. B. [91]). Es wäre von Vorteil, wenn diese Daten zur Information künftiger Entwürfe verwendet werden könnten, insbesondere in der Konzeptionsphase, in der die zur Bewertung möglicher Entwürfe verfügbaren Ressourcen begrenzt sind, die getroffenen Entscheidungen jedoch erhebliche Auswirkungen auf das Endprodukt haben [92,93]. Die Nutzung dieser Daten ist die motivierende Philosophie hinter dem Digital-Twin-Ansatz für den Entwurf, bei dem nachhaltige Praktiken während des gesamten Lebenszyklus eines Produkts gefördert werden [94]. Die Verwendung eines großen heterogenen Datensatzes historischer Daten ist jedoch eine anspruchsvolle Aufgabe, sowohl aufgrund der Größe der beteiligten Datensätze als auch der unterschiedlichen Grade epistemischer Unsicherheit, die mit der Datenerfassung verbunden sind. Dies gilt insbesondere dann, wenn Unsicherheit zwischen Rechenmodellen auf mehreren Skalen oder Ebenen weitergegeben werden muss [95]. Derzeit wird in der UQ-Community viel an Multifidelity-Methoden geforscht, bei denen generative Modelle entwickelt werden, die auf heterogenen Datensätzen basieren. Ansätze, die auf Gaußschen Prozessen (Co-Kriging) [96,97], Multifidelity-Polynom-Chaos-Erweiterungen [98,99], mehrstufigem Monte Carlo [100] und verschiedenen Formen physikalisch informierter neuronaler Netzwerke wie denen von Wang und Zhang [101] und Yang et al. [102] basieren, wurden alle zur Lösung der PDEs vorgeschlagen, die Flüssigkeitsströme steuern. Vor kurzem haben Pepper et al. [103] ein wissensbasiertes neuronales Netzwerk (KBaNN) vorgestellt, das additive Korrekturen an der Ausgabe eines Modells berechnen kann, das auf einem groben Rechenetz basiert. Das KBaNN konnte auf Ströme verallgemeinert werden, die ähnliche physikalische Eigenschaften aufweisen. Im Prinzip kann dieser Ansatz verwendet werden, um erweiterte

Von diesen Methoden hat sich Co-Kriging als besonders beliebt erwiesen, da die heterogenen Unsicherheiten auf natürliche Weise gehandhabt werden können. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass die Vorhersageunsicherheit durch die Kriging-Varianzen ausgedrückt werden kann (siehe z. B. [104–107] für Beispiele aus den Bereichen Luftfahrt und Turbomaschinen). In den letzten Jahren wurde auch Wert auf die Entwicklung von ML-Methoden für die mehrskalige [108–110] oder mehrstufige [111,112] Unsicherheitsausbreitung gelegt. Viele dieser Arbeiten zielen jedoch darauf ab, Modellbewertungen mit geringer Genauigkeit mit Datensät

als experimentelle Daten, die wahrscheinlich mehr Rauschen aufweisen und aufgrund ungelöster physikalischer Probleme in den Computermodellen schwieriger abzustimmen sind. Ein Ansatz könnte darin bestehen, sich auf die Identifizierung der „schlimmsten Übeltäter“ in dem zu untersuchenden Modell mit geringer Genauigkeit zu konzentrieren. So verwendeten Lengani et al. beispielsweise Proper Orthogonal Decomposition (POD) zur Konstruktion eines reduzierten Modells eines Turbinennachlaufs, in dem die Modi identifiziert werden konnten, die am meisten zu instationären Verlusten beitragen [113]. Für eine umfassendere Verbesserung der Genauigkeit von Simulationen kann es dennoch notwendig sein, drastischere Ansätze des maschinellen Lernens in Betracht zu ziehen. Dieses neue Paradigma maschineller Lernmethoden könnte eine Möglichkeit bieten, Simulationen eines komplexen Strömungsfelds mit den verfügbaren experimentellen Daten abzustimmen und gleichzeitig die verbleibenden Einschränkungen in Abbildung 2 zu erfüllen. Diese neuen For

6. Neue Formen von maschinell lernenden Werkzeugen

Die überwältigende Komplexität turbulenter Strömungen erfordert einen technologischen Wandel, um die inhärenten Grenzen der bisher verfolgten Ansätze zu überwinden. Die sogenannten Turbulenzmodelle, die für den (U)RANS-Ansatz erforderlich sind, versuchen nicht, Turbulenzen zu modellieren; stattdessen modellieren sie die Wirkung von Turbulenzen auf ein Reynolds-gemitteltetes Strömungsfeld. Solche Modelle erwiesen sich für technische Anwendungen als einigermaßen genau [5,114], haben jedoch Schwierigkeiten, die Funktionsfähigkeit von Axialkompressoren [115], Wärmeübertragung, Aeromechanik und allgemeiner jeglichen Off-Design-Betrieb aerodynamischer Körper vorherzusagen [5]. Daher ist die nahtlose Anwendung von (U)RANS in der Modellgenauigkeit begrenzt. Die offensichtliche Lösung besteht darin, von der Modellierung auf die Auflösung der hochfrequenten, breitbandigen turbulenten Bewegung durch LES oder DNS umzusteigen.

Bedauerlicherweise ist der damit verbundene Rechenaufwand einer realistischen, maßstabsgetreuen Simulation

Wie bereits früher in diesem Artikel erörtert, wurden verschiedene Formen des maschinellen Lernens verwendet, um Turbulenzmodelle zu verbessern – zunächst beispielsweise GEP und ANNs, die mit Daten aus maßstabauflösenden Simulationen trainiert wurden. In jüngerer Zeit hat eine Weiterentwicklung von ANNs, bekannt als Physics Informed Neural Networks (PINNs), einen entscheidenden Wandel in der Computersimulation komplexer Strömungsfelder eingeleitet. Karniadakis et al. [116] haben das Potenzial von PINNs ausführlich erläutert. Dies kann anhand des in Abbildung 2 schematisch dargestellten praktischen Beispiels verstanden werden, das die Vermischung kalter und heißer Ströme beschreibt und ein typisches GT-Heißgaspfad-Designproblem darstellt. Das Strömungsfeld (a) muss unter einem kombinierten Satz von Einlassbedingungen (b) und Grenzen (c) grundlegenden Erhaltungsprinzipien wie Massen-, Impuls- und Enthalpiebilanzen gehorchen. Der kombinierte Satz von (a), (b), (c) reicht aus, um eine Computersimulation der Strömung durchzuführen, und die Genauigkeit ihrer Spezifikation ist entscheidend für die Qualität des Endergebnisses. Die in der Simulation verwendeten physikalischen Modelle erfüllen jedoch möglicherweise nicht unbedingt die durch Theorie und Erfahrung vorgegebenen Einschränkungen (d) und garantieren möglicherweise keine gute Übereinstimmung mit den Messungen (e). In diesem Fall bleibt dem Entwickler nur die Möglichkeit, eine lange und mühsame Reihe von Iterationen zu starten, um die Auswirkungen des Netzes, der Modellannahmen und der Randbedingungen auf die Ergebnisse zu bestimmen und so zu versuchen, die Messungen besser abzugleichen. In Anlehnung an [116] zeigen Cai et al. [117] einen Weg, diesen Engpass zu überwinden, indem ein neuronales Netzwerk trainiert wird, das in der Lage ist, das

Strömungsfeld von Abbildung 2 unter Verwendung aller verfügbaren Informationssätze zu reproduzieren. In Be
tionen (PDE);

(b) Passen Sie die Einlassbetriebsbedingungen (IC) an;

(c) Passen Sie die Rand- und geometrischen Bedingungen (BC) an; (d)

Beachten Sie die grundlegenden Turbulenzbeschränkungen für die Theorie (siehe zum Beispiel Turbulenz

Von Lumley [118] formulierte Invarianten), (TC); (e)

Übereinstimmung mit experimentellen Messungen (ME).

Der gesamte Trainingsprozess kann mithilfe von Abbildung 10 verfolgt werden, in der ein neuronales Netzwerk trainiert wird, um die Einschränkungen zu erfüllen, die in einer Straffunktion Σ übereinstimmen, die die Qualität und Reife des PINN-Trainingsprozesses misst.

$$\dot{y} = \dot{y}_{PDE} + \dot{y}_{IC} + \dot{y}_{BC} + \dot{y}_{TC} + \dot{y}_{ME}. \quad (6)$$

Die Größen \dot{y} stellen die Abweichung vom erwarteten Wert dar (z. B. den PDE-Erhaltungsfehler), und \dot{y} sind eine Reihe von Gewichten, mit denen die Schwere der Abweichung von jeder einzelnen Einschränkung gesteuert wird. Der Vorteil des Trainings eines auf neuronalen Netzwerken basierenden Modells mit diesem Ansatz besteht darin, dass alle Informationen, Daten und Einschränkungen gleichzeitig berücksichtigt werden können. Tatsächlich wird das von einem mit diesem Ansatz trainierten PINN vorhergesagte Strömungsfeld den gemessenen Daten (e) entsprechen und dabei alle theoretischen Einschränkungen und Randbedingungen erfüllen. Die in [116,117] berichteten Ergebnisse legen nahe, dass dies möglich ist, obwohl PINNs und ihr Trainingsprozess insbesondere folgten Cai et al. [117] dem in Gleichung (6) zusammengefassten Ansatz für die Simulation eines Teils der inkompressiblen Wirbelablösungsströmung hinter einem Zylinder. Der Aufbau des Trainingsdatensatzes musste entsprechend gewählt werden, aber die Ergebnisse zeigten, dass die Methode in der Lage war, die wichtigsten Strömungsmerkmale mit einem L2-Normfehler im Bereich von 1 % bis 10 % je nach Geschwindigkeitskomponente zu erfassen. Sie überprüften ihren Ansatz weiter an einem Bugstoßfall, der eine ähnliche Genauigkeit zeigte. Eivazi et al. [119] folgten einem ähnlichen Ansatz für die Simulation einer Grenzschicht mit widrigen, Null- und günstigen Druckgradienten und bestätigten, dass der PINN-Ansatz die Grenzschichtentwicklung mit einem angemessenen Grad an Genauigkeit nachbilden konnte. Die Autoren nahmen sich auch des anspruchsvollen Problems periodischer Hügel an, an denen sich eine beträchtliche Strömungsablösung entwickelt. Das vorhergesagte Strömungsfeld, das die Einlassbedingungen, Geometrie und Grenzwerte des statischen Drucks an ausgewählten Stellen erforderte, ließ sich gut mit einem Referenz-DNS-Datensatz vergleichen. In ihrem ausführlichen Artikel haben Raissi et al. [120] beschrieben, wie die Lösung bekannter partieller Differentialgleichungen wie der Schrödinger-, Allen-Cahn- und Navier-Stokes-Gleichungen mit PINNs reproduziert werden kann. Ihr Ansatz unterschied sich von dem in Gleichung (6) zusammengefassten, da sie das PINN mit 200 anfänglichen Datenpunkten trainierten, die zufällig aus der zum ersten Zeitschritt verfügbaren exakten Lösung ausgewählt wurden. Sie verwendeten ein relativ leichtes Netzwerk mit vier verborgenen Schichten und 200 Neuronen pro Schicht, um eine sehr gute Übereinstimmung mit der Referenz-exakten Lösung sicherzustellen. Dies wird in Abbildung 11 veranschaulicht, die die ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen dem momentanen statischen Druckfeld hinter einem kreisförmigen

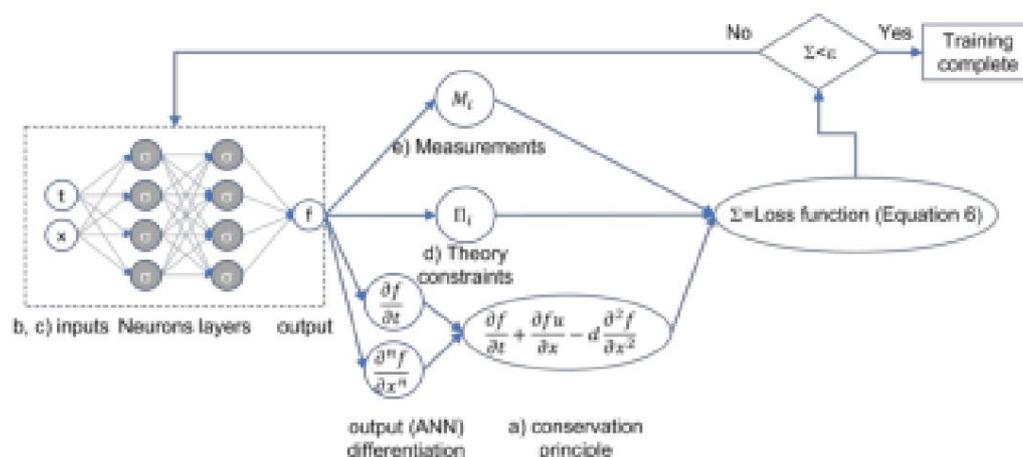


Abbildung 10. Eine verallgemeinerte schematische Darstellung des Physics Informed Neural Network (PINN)-Ansatzes.

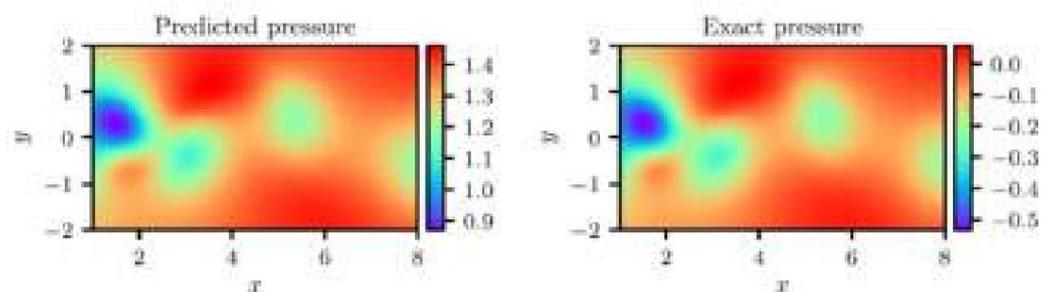


Abbildung 11. Momentaner statischer Druck im Wirbelablösebereich hinter dem Kreiszyylinder. Wiedergabe mit freundlicher Genehmigung von [120]. Copyright 2018 Elsevier Inc.

Auch wenn die bisherigen Anwendungen relativ einfach sind, zeigen sie doch das enorme Potential dieser Methode, die nicht als ein brauchbarer Ersatz für CFD-Modelle zu sehen ist, sondern eher als ein Modell, das in der Lage ist, Daten mit unterschiedlicher Genauigkeit aus verschiedenen Quellen zu integrieren und in Einklang zu bringen, wie in Gleichung (6) zusammengefasst.

7. Zusammenfassung und

Ausblick Konstruktionssysteme, insbesondere die Konstruktion von Turbomaschinen, werden zunehmend durch CFD-Tools und allgemeine multidisziplinäre Optimierungsmethoden unterstützt. In diesem Dokument werden die Möglichkeiten zusammengefasst, mit denen Konstruktionsmethoden und Tools zur Leistungsoptimierung weiter verbessert werden können.

- In einer Designoptimierungsschleife wird die Qualität eines Designs durch Abfragen eines Schätzers, in diesem Fall CFD, gemessen. Die Qualität und Robustheit der optimalen Lösung werden durch die Zuverlässigkeit von CFD bestimmt, deren Genauigkeit durch ML gesteigert werden kann.
- Jede Designiteration, insbesondere bei multidisziplinärer Verifizierung, ist sehr rechenintensiv. ML kann die Konvergenz des Optimierers verbessern, indem es die Anzahl der Iterationen und, was noch wichtiger ist, die mit jeder Designleistungsanalyse verbundenen Kosten reduziert.

In diesem Sinne konzentriert sich dieses Dokument zunächst auf die Bereiche, in denen maschinelles Lernen bereits direkte Auswirkungen auf CFD im Bereich Turbomaschinen hat – insbesondere dort, wo Daten aus Simulationen mit höherer Genauigkeit verwendet werden, um Modelle zu trainieren, die Berechnungen mit niedrigerer Genauigkeit ergänzen, um die Begrenzung der Modellgenauigkeit von (U)RANS mit der Begrenzung der Rechenressourcen von LES oder DNS in Einklang zu bringen. Maschinelles Lernen wurde vor allem erfolgreich eingesetzt, um die Schwierigkeiten zu überwinden, die sich aus der Modellierung von Turbulenzen, dem Antriebsmechanismus der Entropieänderung, ergeben. Diese Methoden haben sich als vielversprechend erwiesen und es wurden verbesserte Vorhersagen für Strömungen beobachtet, unter anderem für Hoch- und Niederdruckturbinen, Kühlströmungen wie Düsen in Querströmungen und turbineninterne Kühlkanäle, Abwärmerückgewinnungssysteme.

Trotz ihres klaren Potenzials wird anerkannt, dass solche Methoden derzeit selten die epistemischen Unsicherheiten berücksichtigen, die durch diese Abbildungen entstehen, während sie gleichzeitig eine Einzelpunktspezifikation der Anfangs- und Randbedingungen voraussetzen. In risikoscheuen Branchen wie der Luftfahrt und der Schifffahrt sowie der Stromerzeugung für zivile und industrielle Anwendungen, in denen häufig Turbomaschinen eingesetzt werden, muss diese Unsicherheit quantifiziert und verwaltet werden, um Designentscheidungen zu unterstützen und die Zertifizierung von Produkten durch Aufsichtsbehörden zu ermöglichen. In Anbetracht dessen werden aktuelle Methoden überprüft, die die Unsicherheit einer bestimmten interessierenden Größe bei Vorhandensein der Methoden geben Aufschluss darüber, wie UQ genutzt werden kann, um ein gewisses Maß an Einschätzung der Vorhersagesicherheit dieser maschinell erlernten Modelle zu liefern, wenn sie in bisher unbekanntem Fällen angewendet werden. Eine verbesserte Genauigkeit wird dabei helfen, die Auswirkungen der Leistung einzelner Komponenten auf den gesamten Motor zu bestimmen (z. B. Kompressorfunktionalität, Verbrennungsemissionen, Haltbarkeit der Hochdruckturbinen, Effizienz der Leistungsturbinen) und schließlich Entscheidungen über die am besten geeigneten Korrekturmaßnahmen im Problemfall zu erleichtern. Genauere CFD mit überschaubarem Rechenaufwand wird auch die Analyse von

Wechselwirkung, die häufig zu unerwarteten Problemen führt (z. B. Instabilität des Einlasssystems und des Axialkompressors, Haltbarkeit der Brennkammer und der Hochdruckturbine, Lärm der Nutzturbine und des Abgassystems, aeroakustische Hohlraumanregung, um nur einige zu nennen).

Diese Ansätze demonstrieren einen wenig genutzten, aber äußerst wichtigen Aspekt von Vorhersagemodellen, wenn diese für die groß angelegte Integration in einem industriellen Umfeld akzeptiert werden sollen. Sie lenken auch die Aufmerksamkeit auf eine grundlegende Frage: Wie kann die traditionelle Computersimulation nahtlos mit der Fülle heterogener Daten in Einklang gebracht werden, die in der Industrie oft verfügbar sind und die alle durch unterschiedliche Auflösungsgrade in Raum und Zeit sowie aleatorische und epistemische Unsicherheit während ihrer Erfassung verunreinigt sind? Dies ist keineswegs eine einfache Aufgabe. Die Spezifikation von Erhaltungssätzen, Anfangs- und Randbedingungen für eine bestimmte Geometrie kann ausreichen, um eine Computersimulation durchzuführen, garantiert aber keine Übereinstimmung mit gemessenen Daten.

Eine aktuelle Entwicklung, die das Potenzial bietet, diese beiden gegensätzlichen Facetten des Industriedesigns zu vereinen, ist die Einführung von Physik-informierten neuronalen Netzwerken (PINNs). PINNs bieten eine einzigartige Gelegenheit, alle verfügbaren Informationsquellen in einem einzigen eingeschränkten Optimierungsnetzwerk zu kombinieren. Gemessene Daten, Daten aus hochpräzisen Quellen, theoretische physikalische Gesetze und bewährte empirische Beziehungen können alle gleichzeitig berücksichtigt werden, indem sie mit entsprechend ausgewählten Gewichtungen in die Verlustfunktion einer Lernmaschine integriert werden. Die Entwicklung von PINNs bringt das Feld des maschinellen Lernens in der Strömungsdynamik an einen sehr spannenden Wendepunkt, an dem sich die nahtlose Datenfusion als ernsthafter Konkurrent zu präsentieren scheint. Obwohl sie sich derzeit noch in den Kinderschuhen befinden und bisher nur auf relativ einfache Anwendungen angewendet werden, werden Forscher unweigerlich die reichhaltige Ader nutzen, die PINNs freilegen. Dies wird zweifellos durch die Anwendung auf eine Vielzahl komplexerer Probleme geschehen, um ihre Relevanz in einem allgemeinen Kontext zu zeigen und neue Perspektiven auf alte Herausforderungen zu bieten. Dies mag zwar eine klare Richtung sein, dennoch ist an dieser Stelle ein durchdachterer Ansatz wünschenswert, insbesondere im industriellen Umfeld von Turbomaschinen.

Zukünftige datengesteuerte Ansätze sollten versuchen, die Fülle an Vorwissen zu berücksichtigen, um die riesigen hochdimensionalen Parameterräume zu reduzieren und die Rechenkomplexität der Suche nach optimalen Lösungen zu verringern. Vorhersagen unter Verwendung entwickelter Modelle sollten auch mit einem Unsicherheitsvorbehalt versehen werden, damit Praktiker Vertrauen in die erzielten Ergebnisse haben und die daraus resultierenden Designentscheidungen begründen können. Obwohl es einige Zeit dauern wird, die aktuellen konventionellen Methoden vollständig zu ersetzen, gibt es bereits einen klaren Weg zu neuen Methoden mit einem breiteren Gültigkeitsbereich – solche, die mithilfe von ML Messungen sowohl aus speziellen verkleinerten Tests als auch aus hochpräzisen Felddaten optimal nutzen, die Theorie untermauern und die Vorhersagegenauigkeit von Rechenwerkzeugen vom frühen bis zum detaillierten Design verbessern.

Beiträge der Autoren: Untersuchung: JH, NP, FM und VM; Schreiben – Originalentwurf: JH, NP, FM und VM; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung: JH, NP, FM und VM. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung wurde vom Engineering and Physical Sciences Research Council (EPSRC) mit der Fördernummer EP/L016230/1 finanziert.

Danksagungen: Die Autoren möchten Baker Hughes für die Finanzierung und die Erlaubnis zur Veröffentlichung dieser Arbeit danken.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Verweise

1. Gas Turbine World 2020 GTW Handbook; Pequot Publishing Inc.: Fairfield, CT, USA, 2020.
2. **Quellen von Treibhausgasemissionen.** Online verfügbar: <https://www.epa.gov/ghgemissions/sources-greenhouse-gas-emissions> (abgerufen am 26. Oktober 2021).
3. Michelassi, V.; Ling, J. Herausforderungen und Chancen für künstliche Intelligenz und hochpräzise Simulationen in Turbomaschinen Anwendungen: Eine Perspektive. *J. Glob. Power Propuls. Soc.* 2021, 1–14. [\[CrossRef\]](#)
4. Denton, JD; Dawes, WN Numerische Strömungsmechanik für Turbomaschinen. *J. Mech. Eng. Sci.* 1998, 213, 107–124. [\[CrossRef\]](#)

5. Sandberg, RD; Michelassi, V. Der aktuelle Stand hochpräziser Simulationen für Hauptgaspfad-Turbomaschinenkomponenten und ihre industriellen Auswirkungen. *Flow Turbul. Combust.* 2019, 102, 797–848. [\[CrossRef\]](#)
6. Laskowski, G.; Kopriva, J.; Michelassi, V.; Shankaran, S.; Paliath, U.; Bhaskaran, R.; Wang, Q.; Talnikar, C.; Wang, Z.; Jia, F. Zukünftige Richtungen hochpräziser CFD für die Analyse und Konstruktion aerothermischer Turbomaschinen. In *Proceedings der 46. AIAA Fluid Dynamics Conference*, Washington, DC, USA, 13.–17. Juni 2016; S. 3322.
7. Akolekar, HD; Sandberg, RD; Hutchins, N.; Michelassi, V.; Laskowski, G. Maschinell erlernte Turbulenzverschlüsse für Niederdruck Turbinen mit instationären Zuströmbedingungen. *J. Turbomach.* 2019, 141, 101009. [\[CrossRef\]](#)
8. Michelassi, V.; Chen, L.; Pichler, R.; Sandberg, RD; Bhaskaran, R. Hochpräzise Simulationen von Niederdruckturbinen: Einfluss des Durchflusskoeffizienten und der reduzierten Frequenz auf die Verluste. *ASME J. Turbomach.* 2016, 138, 111006. [\[CrossRef\]](#)
9. Pichler, R.; Michelassi, V.; Sandberg, RD; Ong, J. Hochauflösende LES-Studie zum Einfluss der Spaltgröße auf die Niederdruckturbinenstufe. *ASME J. Turbomach.* 2017, 140, 021003.
10. Meloni, R.; Ceccherini, G.; Michelassi, V.; Riccio, G. Analyse der selbsterregten Dynamik eines Hochleistungs-Ringbrenners Kammer durch Large-Eddy-Simulation. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2019, 141, 111016. [\[CrossRef\]](#)
11. Sandberg, RD; Michelassi, V. Fluidodynamik von Axial-Turbomaschinen: Simulationen und Modelle auf Schaufel- und Stufenebene. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2022, 54, 255–285. [\[CrossRef\]](#)
12. Slotnick, J.; Khodadoust, A.; Alonso, J.; Darmofal, D. CFD Vision 2030-Studie: Ein Weg zu revolutionären rechnergestützten Aerowissenschaften; Technischer Bericht; NASA Langley Research Center: Hampton, VA, USA, 2014.
13. Jones, W.; Lauder, B. Die Berechnung von Phänomenen mit niedriger Reynoldszahl mit einem Zweigleichungsmodell der Turbulenz. *Int. J. Heat Mass Transf.* 1973, 16, 1119–1130. [\[CrossRef\]](#)
14. Lopez, DI; Ghisu, T.; Shahpar, S. Globale Optimierung eines transsonischen Fanblatts durch KI-gestützte aktive Unterräume. *J. Turbomach.* 2021, 14, 011013.
15. Gaymann, A.; Montomoli, F.; Pietropaoli, M. Robuste Fluidtopologieoptimierung mit polynomischen Chaoserweiterungen: TOffee. In *Turbo Expo: Kraft für Land, Meer und Luft; Turbomaschinen: London, Großbritannien, 2018; Band 2D.* [\[CrossRef\]](#)
16. Gatski, T.; Speziale, C. Über explizite algebraische Spannungsmodelle für komplexe turbulente Strömungen. *J. Fluid Mech.* 1993, 254, 59–78. [\[CrossRef\]](#)
17. Zhao, Y.; Akolekar, HD; Weatheritt, J.; Michelassi, V.; Sandberg, RD RANS Turbulenzmodellentwicklung mit CFD-gesteuerten maschinelles Lernen. *J. Comput. Phys.* 2020, 411, 109413. [\[CrossRef\]](#)
18. Wallin, S.; Johansson, A. Ein explizites algebraisches Reynolds-Spannungsmodell für inkompressible und kompressible turbulente Strömungen. *Fluid Mech.* 2000, 403, 89–132. [\[CrossRef\]](#)
19. Park, J.; Choi, H. Auf dem Weg zur neuronalen Netzwerk-basierten Large-Eddy-Simulation: Anwendung auf turbulente Kanalströmungen. *J. Fluid Mech.* 2021, [\[CrossRef\]](#) - Abgerufen am 27.07.2018 .
20. Weatheritt, J.; Sandberg, RD Hybride Reynolds-gemittelte/Large-Eddy-Simulationsmethode aus symbolischer Regression: Formulierung und Anwendung. *AIAA J.* 2017, 55, 3734–3746. [\[CrossRef\]](#)
21. Weatheritt, J.; Sandberg, RD Ein neuartiger evolutionärer Algorithmus, angewandt auf algebraische Modifikationen der RANS-Spannungs-Dehnungs-Beziehung. *J. Comput. Phys.* 2016, 325, 22–37. [\[CrossRef\]](#)
22. Pope, SB Eine allgemeinere Hypothese der effektiven Viskosität. *J. Fluid Mech.* 1975, 72, 331–340. [\[CrossRef\]](#)
23. Weatheritt, J.; Pichler, R.; Sandberg, RD; Laskowski, G.; Michelassi, V. Maschinelles Lernen für die Entwicklung von Turbulenzmodellen mithilfe einer hochpräzisen HPT-Kaskadensimulation. In *Proceedings of the Turbomachinery Technical Conference and Exposition*, Charlotte, NC, USA, 26.–30. Juni 2017; S. 1–12. [\[CrossRef\]](#)
24. Weatheritt, J.; Zhao, Y.; Sandberg, RD; Mizukami, S.; Tanimoto, K. Datengesteuerte Entwicklung von Skalarflussmodellen mit Anwendung zum Strahlen im Querstrom. *Int. J. Heat Mass Transf.* 2019, 147, 118931. [\[CrossRef\]](#)
25. Hammond, J.; Montomoli, F.; Pietropaoli, M.; Sandberg, R.; Michelassi, V. Maschinelles Lernen für die Entwicklung datengesteuerter Turbulenzverschlüsse in Kühlmittelsystemen. *J. Turbomach.* 2022, 144, 081003. [\[CrossRef\]](#)
26. Frey Marioni, Y.; Ortiz, EADT; Cassinelli, A.; Montomoli, F.; Adami, P.; Vazquez, R. Ein maschineller Lernansatz zur Verbesserung der Turbulenzmodellierung aus DNS-Daten unter Verwendung neuronaler Netzwerke. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2021, 6, 17. [\[CrossRef\]](#)
27. Ling, J.; Kurzwaski, A.; Templeton, J. Reynolds-gemittelte Turbulenzmodellierung unter Verwendung tiefer neuronaler Netzwerke mit eingebetteter Invarianz. *J. Fluid Mech.* 2016, 807, 155–166. [\[CrossRef\]](#)
28. Weatheritt, J.; Sandberg, RD; Ling, J.; Saez, G.; Bodart, J. Eine vergleichende Studie unterschiedlicher maschineller Lernrahmen, angewandt auf die RANS-Modellierung von Jets in Querströmung. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*, Charlotte, NC, USA, 26.–30. Juni 2017; GT2017-63403.
29. Tucker, P. Berechnung instationärer Turbomaschinenströmungen: Teil 1 – Fortschritte und Herausforderungen. *Prog. Aerosp. Sci.* 2011, 47, 522–545. [\[Querverweis\]](#)
30. Michelassi, V.; Pichler, R.; Chen, L.; Sandberg, RD Kompressible Direkte Numerische Simulation von Niederdruckturbinen: Teil II—Auswirkung von Zuflussstörungen. *ASME J. Turbomach.* 2015, 137, 071005-1–071005-12. [\[CrossRef\]](#)
31. Lav, C.; Sandberg, RD; Philip, J. Ein Rahmen zur Entwicklung datengesteuerter Turbulenzmodelle für Strömungen mit organisierter Instabilität. 2019, 383, 148–165. [\[CrossRef\]](#)
32. Van de Wall, AG; Kadambi, JR; Adamczyk, JJ Ein Transportmodell für die deterministischen Spannungen in Turbomaschinen Schaufelreihenwechselwirkungen. *J. Turbomach.* 2000, 122, 593–603. [\[CrossRef\]](#)
33. Hammond, J.; Pietropaoli, M.; Montomoli, F. Topologieoptimierung turbulenter Strömungen mittels datengesteuerter Modellierung. *Struktur. Optim.* 2022, 65, 49. [\[CrossRef\]](#)

34. Ali, Z.; Tyacke, J.; Tucker, PG; Shahpar, S. Blocktopologiegenerierung für strukturiertes Multiblock-Meshing mit hierarchischen Geometriebehandlung. *Procedia Eng.* 2016, 163, 212–224. [\[CrossRef\]](#)
35. Toosi, S.; Larsson, J. Gitteranpassung und Konvergenzüberprüfung in der Large-Eddy-Simulation: Ein robuster und systematischer Ansatz. In *Proceedings der Fluid Dynamics Conference 2018, Atlanta, GA, USA, 25.–29. Juni 2018*; S. 1–24. [\[CrossRef\]](#)
36. Rezaeiravesh, S.; Liefvendahl, M. Einfluss der Gitterauflösung auf die Large-Eddy-Simulation wandgebundener Turbulenzen. *Phys. Fluids* 2018, 30, 055106. [\[CrossRef\]](#)
37. Tyacke, J.; Vadlamani, NR; Trojak, W.; Watson, R.; Ma, Y.; Tucker, PG Herausforderungen und Zukunft der Turbomaschinensimulation. *Prog. Aerosp. Sci.* 2019, 110, 100554. [\[CrossRef\]](#)
38. Kochkov, D.; Smith, JA; Alieva, A.; Wang, Q.; Brenner, MP; Hoyer, S. Maschinelles Lernen – Beschleunigte rechnergestützte Fluidodynamik Dynamik. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 2021, 118, e2101784118. [\[CrossRef\]](#)
39. Gao, H.; Sun, L.; Wang, JX Superauflösung und Rauschunterdrückung von Flüssigkeitsströmungen mithilfe physikalisch fundierter Convolutional Neural Networks ohne hochauflösende Beschriftungen. *Phys. Fluids* 2021, 33, 073603. [\[CrossRef\]](#)
40. Fotiadis, S.; Pignatelli, E.; Valencia, ML; Cantwell, C.; Storkey, A.; Bharath, AA Vergleich rekurrerender und faltender neuronaler Netzwerke zur Vorhersage der Wellenausbreitung. *arXiv* 2020, arXiv:2002.08981.
41. Sorteberg, WE; Garasto, S.; Cantwell, CC; Bharath, AA Näherung der Lösung der Oberflächenwellenausbreitung mithilfe tiefer neuronaler Netzwerke. In *Proceedings der 32. Konferenz über neuronale Informationsverarbeitungssysteme (NeurIPS), Montreal, QC, Kanada, 3.–8. Dezember 2018*; S. 246–256. [\[CrossRef\]](#)
42. Wang, Y.; Gao, Z.; Long, M.; Wang, J.; Yu, PS PredRNN++: Auf dem Weg zu einer Lösung des Deep-in-Time-Dilemmas in spatiotemporalen prädiktives Lernen. *Int. Conf. Mach. Learn.* 2018, 11, 8122–8131.
43. Thuerey, N.; Weissenow, K.; Prantl, L.; Hu, X. Deep-Learning-Methoden für reynoldsgemittelte Navier-Stokes-Simulationen von Tragflächenprofilen Flüsse. *AIAA J.* 2020, 58, 25–36. [\[CrossRef\]](#)
44. Dosovitskiy, A.; Fischer, P. FlowNet: Optischen Fluss mit Faltungsnetzwerken lernen. *arXiv* 2015, arXiv:1504.06852.
45. De Bézenac, E.; Pajot, A.; Gallinari, P. Deep Learning für physikalische Prozesse: Einbeziehung wissenschaftlichen Vorwissens. In *Proceedings der 6. International Conference on Learning Representations, ICLR 2018—Conference Track Proceedings, Vancouver, BC, Kanada, 30. April–3. Mai 2018*; IOP Publishing: Bristol, Großbritannien, 2018.
46. Vinuesa, R.; Brunton, SL Das Potenzial des maschinellen Lernens zur Verbesserung der numerischen Strömungsmechanik. *arXiv* 2021, arXiv:2110.02085.
47. Brunton, SL; Noack, BR; Koumoutsakos, P. Maschinelles Lernen für die Strömungsmechanik. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2020, 52, 477–508. [\[Querverweis\]](#)
48. Obiols-Sales, O.; Vishnu, A.; Malaya, N.; Chandramowlisharan, A. CFDNet: Ein auf Deep Learning basierender Beschleuniger für Flüssigkeitssimulationen. In *Proceedings der International Conference on Supercomputing, Barcelona, Spanien, 29. Juni–2. Juli 2020*. [\[CrossRef\]](#)
49. Leer, M.; Kempf, A. Schnelle Strömungsfeldschätzung für verschiedene Anwendungen mit einem universell anwendbaren maschinellen Lernkonzept. *Flow Turbul. Combust.* 2021, 107, 175–200. [\[CrossRef\]](#)
50. Bertini, F.; Credi, M.; Marconcini, M.; Giovannini, M. Ein Weg zum aerodynamisch robusten Design von Niederdruckturbinen. *J. Turbomach.* 2012, 135, 021018. [\[CrossRef\]](#)
51. Satish, T.; Murthy, R.; Singh, A. Analyse der Unsicherheiten bei der Messung des Rotorblattspitzenspiels in Gasturbinentriebwerken unter dynamischen Bedingungen. *Proc. Inst. Mech. Eng. Teil G J. Aerosp. Eng.* 2014, 228, 652–670. [\[CrossRef\]](#)
52. Montomoli, F.; Massini, M.; Salvadori, S. Geometrische Unsicherheit in Turbomaschinen: Spitzenspalt und Radius der Abrundungen. *Comput. Fluids* 2011, 46, 362–368. [\[CrossRef\]](#)
53. Notaristefano, A.; Gaetani, P.; Dossena, V.; Fusetti, A. Unsicherheitsbewertung bei aerodynamischen Mehrlochdrucksonden. *J. Turbomach.* 2021, 143, 091001. [\[CrossRef\]](#)
54. Montomoli, F.; Carnevale, M.; Massini, M.; D'Ammaro, A.; Salvadori, S. Unsicherheitsquantifizierung in der numerischen Strömungsmechanik und Flugzeugtriebwerke; Springer: London, UK, 2015.
55. Sepe, M.; Graziano, A.; Badora, M.; Di Stazio, A.; Bellani, L.; Compare, M.; Zio, E. Ein physikbasiertes maschinelles Lernframework für die vorausschauende Wartung von Turbomaschinenanlagen. *J. Glob. Power Propuls. Soc.* 2021, 1–15. [\[CrossRef\]](#)
56. Gottschalk, H.; Saadi, M.; Doganay, OT; Klamroth, K.; Schmitz, S. Adjoint-Methode zur Berechnung der Formgradienten von Ausfallwahrscheinlichkeiten für Turbomaschinenkomponenten. In *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air; Turbomaschinen: London, Großbritannien, 2018; Band 7A*. [\[CrossRef\]](#)
57. Eldred, M.; Burkardt, J. Vergleich von nicht-intrusiven polynomialen Chaos- und stochastischen Kollokationsmethoden zur Quantifizierung von Unsicherheiten. In *Proceedings des 47. AIAA Aerospace Sciences Meeting einschließlich des New Horizons Forum und der Aerospace Exposition, Orlando, FL, USA, 5.–8. Januar 2009*. [\[CrossRef\]](#)
58. Hanson, J.; Beard, B. Anwendung der Monte-Carlo-Simulation auf die Konstruktion von Trägerraketen und die Überprüfung von Anforderungen. In *Proceedings der AIAA Guidance, Navigation, and Control Conference, Toronto, ON, Kanada, 2.–5. August 2010*.
59. Knio, OM; Maître, OPL Unsicherheitsausbreitung in CFD durch polynomische Chaoszerlegung. *Fluid Dyn. Res.* 2006, 38, 616–640. [\[CrossRef\]](#)
60. Zhou, Y.; Lu, Z.; Hu, J.; Hu, Y. Ersatzmodellierung hochdimensionaler Probleme durch datengesteuerte polynomische Chaoszerlegungen und spärliche partielle kleinste Quadrate. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 2020, 364, 112906. [\[CrossRef\]](#)
61. Salis, C.; Zygidis, T. Dimensionsreduktion der polynomialen Chaosteknik basierend auf der Momentenmethode. *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 2018, 17, 2349–2353. [\[CrossRef\]](#)

62. Papageorgiou, AK; Papoutsis-Kiachagias, EM; Giannakoglou, KC Entwicklung und Bewertung einer auf intrusiver polynomialer Chaos-Erweiterung basierenden kontinuierlichen Adjungiertenmethode zur Formoptimierung unter Unsicherheiten. *Int. J. Numer. Methods Fluids* 2022, 94, 59–75. [CrossRef]
63. Chatzimanolakis, M.; Kantarakias, KD; Asouti, V.; Giannakoglou, K. Eine schmerzlose aufdringliche Polynom-Chaos-Methode mit RANS-basierte Anwendungen. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 2019, 348, 207–221. [CrossRef]
64. Uusitalo, L.; Lehtikoinen, A.; Helle, I.; Myrberg, K. Ein Überblick über Methoden zur Bewertung der Unsicherheit deterministischer Modelle in Entscheidungsunterstützung. *Umwelt. Modell. Software.* 2015, 63, 24–31. [CrossRef]
65. Banerjee, S.; Krahl, R.; Durst, F.; Zenger, C. Darstellung der Anisotropieeigenschaften von Turbulenzen, Invarianten versus Eigenwert Ansätze. *J. Turbul.* 2007, 8, N32. [CrossRef]
66. Gorié, C.; Emory, M.; Larsson, J.; Iaccarino, G. Quantifizierung epistemischer Unsicherheit für die RANS-Modellierung der Strömung über eine gewellte Wand; jährliche Forschungsberichte; Center for Turbulence Research: Stanford, CA, USA, 2012; S. 81–91.
67. Emory, M.; Larsson, J.; Iaccarino, G. Modellierung struktureller Unsicherheiten in Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Verschläüssen. *Phys. Fluids* 2013, 25, 110822. [CrossRef]
68. Heyse, JF; Mishra, AA; Iaccarino, G. Schätzung der RANS-Modellunsicherheit durch maschinelles Lernen. *J. Glob. Power Propuls. Soc.* 2021, 1–14 .
69. Cheung, SH; Oliver, TA; Prudencio, EE; Prudhomme, S.; Moser, RD Bayesianische Unsicherheitsanalyse mit Anwendungen auf Turbulenzmodellierung. *Reliab. Eng. Syst. Saf.* 2011, 96, 1137–1149. [CrossRef]
70. Oliver, TA; Moser, RD Bayesianische Unsicherheitsquantifizierung angewendet auf RANS-Turbulenzmodelle. *J. Phys. Conf. Ser.* 2011, 318, 042032. [CrossRef]
71. Oliver, T.; Moser, R. Unsicherheitsquantifizierung für RANS-Turbulenzmodellvorhersagen. In APS Division of Fluid Dynamics Meeting Abstracts; 2009. Online verfügbar: <http://meetings.aps.org/link/BAPS.2009.DFD.LC.4> (abgerufen am 2. Februar 2022).
72. Xiao, H.; Wu, JL; Wang, JX; Sun, R.; Roy, C. Quantifizierung und Reduzierung von Modellformunsicherheiten in Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Simulationen: Ein datengetriebener, physikbasierter Bayes-Ansatz. *J. Comput. Phys.* 2016, 324, 115–136. [CrossRef]
73. Edeling, WN; Cinnella, P.; Dwight, RP; Bijl, H. Bayesianische Schätzungen der Parametervariabilität im k- γ -Turbulenzmodell. *J. Comput. Phys.* 2014, 258, 73–94. [CrossRef]
74. Edeling, W.; Cinnella, P.; Dwight, RP Prädiktive RANS - Simulationen mittels Bayesianischer Modell-Szenario-Mittelung . *J. Comput. Phys.* 2015, 275, 65–91. [CrossRef]
75. Li, JP; Zeng, FZ; Chen, SS; Zhang, KL; Yan, C. Bayesianische Modellbewertung von drei k- γ -Turbulenzmodellen für Hyperschall- Stoßwellen-Grenzschicht-Wechselwirkungsströmungen. *Acta Astronaut.* 2021, 189, 143–157. [CrossRef]
76. Xiao, H.; Wang, JX; Ghanem, RG Ein Zufallsmatrixansatz zur Quantifizierung von Modellformunsicherheiten bei der Turbulenzmodellierung. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 2017, 313, 941–965. [CrossRef]
77. Dow, E.; Wang, Q. Quantifizierung struktureller Unsicherheiten im k- γ -Turbulenzmodell. In Proceedings der AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics and Materials Conference, Denver, CO, USA, 4.–7. April 2011. [Querverweis]
78. Tracey, BD; Duraisamy, K.; Alonso, JJ Eine maschinelle Lernstrategie zur Unterstützung der Entwicklung von Turbulenzmodellen. In Proceedings des 53. AIAA Aerospace Sciences Meeting, Kissimmee, FL, USA, 5.–9. Januar 2015; S. 1287.
79. Parish, EJ; Duraisamy, K. Ein Paradigma für datengesteuerte prädiktive Modellierung unter Verwendung von Feldinversion und maschinellem Lernen. *J. Comput. Phys.* 2016, 305, 758–774. [CrossRef]
80. Singh, AP; Duraisamy, K. Verwendung von Feldinversion zur Quantifizierung funktionaler Fehler bei Turbulenzverschläüssen. *Phys. Fluids* 2016, 28, 045110. [Querverweis]
81. Duraisamy, K.; Iaccarino, G.; Xiao, H. Turbulenzmodellierung im Zeitalter der Daten. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2019, 51, 357–377. [Querverweis]
82. Xiao, H.; Cinnella, P. Quantifizierung der Modellunsicherheit in RANS-Simulationen: Eine Übersicht. *Prog. Aerosp. Sci.* 2019, 108, 1–31. [Querverweis]
83. Geneva, N.; Zabarar, N. Quantifizierung der Modellformunsicherheit in Reynolds-gemittelten Turbulenzmodellen mit Bayesian Deep neuronale Netzwerke. *J. Comput. Phys.* 2019, 383, 125–147. [CrossRef]
84. McKeand, AM; Gorgularslan, RM; Choi, SK Stochastische Analyse und Validierung unter aleatorischen und epistemischen Unsicherheiten. *Reliab. Eng. Syst. Saf.* 2021, 205, 107258. [CrossRef]
85. Pepper, N.; Montomoli, F.; Sharma, S. Datenfusion zur Unsicherheitsquantifizierung mit nicht-intrusivem polynomialem Chaos. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 2021, 374, 113577. [CrossRef]
86. He, Q. Modellvalidierung basierend auf Wahrscheinlichkeitsboxen unter gemischten Unsicherheiten. *Adv. Mech. Eng.* 2019, 11, 1687814019847411. [Querverweis]
87. Ling, J.; Templeton, J. Bewertung von maschinellen Lernalgorithmen zur Vorhersage von Bereichen mit hoher Reynolds-gemittelter Navier- Stokes- Unsicherheit. *Phys. Fluids* 2015, 27, 085103. [CrossRef]
88. Freeman, R. 1—Neue Schweißtechniken für Luft- und Raumfahrtmaterialien. In *Welding and Joining of Aerospace Materials*, 2. Aufl.; Woodhead Publishing Series in Welding and Other Joining Technologies; Chaturvedi, M., Hrsg.; Woodhead Publishing: Cambridge, Großbritannien, 2021; S. 1–19. [CrossRef]
89. Hüllermeier, E.; Waegeman, W. Aleatorische und epistemische Unsicherheit im maschinellen Lernen: Eine Einführung in Konzepte und Methoden. *Mach. Learn.* 2021, 110, 457–506. [CrossRef]

90. Psaros, AF; Meng, X.; Zou, Z.; Guo, L.; Karniadakis, GE Unsicherheitsquantifizierung im wissenschaftlichen maschinellen Lernen: Methoden, Metriken und Vergleiche. *arXiv* 2022, arXiv:2201.07766.
91. McCroskey, W. Eine kritische Bewertung der Windkanalergebnisse für das NACA 0012-Tragflächenprofil; **Technischer Bericht; National Aeronautics and Space Administration: Moffett Field, CA, USA, 1987.**
92. Mavris, D.; DeLaurentis, D. Methodik zur Untersuchung der gleichzeitigen Auswirkungen von Anforderungen, Fahrzeugeigenschaften und Technologien im Militärflugzeugdesign. *ICAS 2000*, 144, 1–12.
93. Saravi, M.; Newnes, L.; Mileham, A.; Goh, Y. Kostenschätzung in der Konzeptionsphase zur Optimierung des Designs hinsichtlich Leistung und Kosten. In *Collaborative Product and Service Life Cycle Management for a Sustainable World; Advanced Concurrent Engineering*; Curran, R., Chou, S., Trappey, A., Hrsg.; Springer: Berlin, Deutschland, 2008.
94. Xie, R.; Chen, M.; Liu, W.; Jian, H.; Shi, Y. Technologien für Turbomaschinen in einer Lebenszyklusperspektive: Ein Überblick. *Nachhaltigkeit* 2021, 13, 2495. [\[CrossRef\]](#)
95. Babuška, I.; Nobile, F.; Tempone, R. Zuverlässigkeit der Computerwissenschaften. *Numer. Methoden Partial. Differ. Equ.* 2007, 23, 753–784. [\[Querverweis\]](#)
96. Kennedy, MC; O'Hagan, A. Bayesianische Kalibrierung von Computermodellen. *JR Stat. Soc. Ser. B (Stat. Methodol.)* 2001, 63, 425–464. [\[Querverweis\]](#)
97. Forrester, AJ; Sobester, A.; Keane, AJ Multi-Fidelity-Optimierung durch Surrogatmodellierung. *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* 2007, 463, 3251–3269. [\[CrossRef\]](#)
98. Eldred, MS; Ng, LWT; Barone, MF; Domino, SP Multifidelity Uncertainty Quantification Using Spectral Stochastic Discrepancy Models. Im *Handbook of Uncertainty Quantification*; Ghanem, R., Higdon, D., Owhadi, H., Hrsg.; Springer International Publishing: Cham, Schweiz, 2015; S. 991–1040.
99. Yan, L.; Zhou, T. Adaptiver multifidelity polynomialer Chaos-Ansatz zur Bayesschen Inferenz in inversen Problemen. *J. Comput. Phys.* 2019, 381, 110–128. [\[CrossRef\]](#)
100. Giles, MB Multilevel Monte Carlo Methoden. *Acta Numer.* 2015, 24, 259–328. [\[CrossRef\]](#)
101. Wang, F.; Zhang, QJ Wissensbasierte neuronale Modelle für Mikrowellendesign. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 1997, 45, 2333–2343. [\[Querverweis\]](#)
102. Yang, L.; Meng, X.; Karniadakis, GE B-PINNs: Bayesianische Physik-informierte neuronale Netzwerke für vorwärts und invers PDE Probleme mit verrauschten Daten. *J. Comput. Phys.* 2021, 425, 109913. [\[CrossRef\]](#)
103. Pepper, N.; Gaymann, A.; Sharma, S.; Montomoli, F. Lokale bi-fidele Feldapproximation mit wissensbasierten neuronalen Netzwerken für die numerische Strömungsmechanik. *Sci. Rep.* 2021, 11, 14459. [\[CrossRef\]](#)
104. Laurenceau, J.; Sagaut, P. Aufbau effizienter Reaktionsflächen für aerodynamische Funktionen mit Kriging und Cokriging. *AIAA J.* 2008, 46, 498–507. [\[CrossRef\]](#)
105. Wang, Q.; Song, L.; Guo, Z.; Li, J. Transferoptimierung zur Beschleunigung des Entwurfs von Turbomaschinenkaskaden. In *Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; Turbomaschinen: London, Großbritannien, 2020; Band 2D.* [\[CrossRef\]](#)
106. Han, ZH; Zimmermann, R.; Goretz, S. Eine neue Cokriging-Methode für die Surrogatmodellierung aerodynamischer Daten mit variabler Genauigkeit. In *Proceedings des 48. AIAA Aerospace Sciences Meeting einschließlich des New Horizons Forum und der Aerospace Exposition, Orlando, FL, USA, 4.–7. Januar 2010.* [\[CrossRef\]](#)
107. Rumpfkeil, M.; Yamazaki, W.; Dimitri, M. Eine dynamische Sampling-Methode für Kriging- und Cokriging-Surrogatmodelle. In *Proceedings des 49. AIAA Aerospace Sciences Meeting einschließlich des New Horizons Forum und der Aerospace Exposition, Orlando, FL, USA, 4.–7. Januar 2011.* [\[CrossRef\]](#)
108. Chan, S.; Elsheikh, AH Ein maschineller Lernansatz zur effizienten Quantifizierung von Unsicherheiten unter Verwendung von Multiskalenmethoden. *J. Comput. Phys.* 2018, 354, 493–511.
109. Peng, GC; Alber, M.; Tepole, AB; Cannon, WR; De, S.; Dura-Bernal, S.; Garikipati, K.; Karniadakis, G.; Lytton, WW; Perdikaris, P.; et al. Multiskalenmodellierung trifft maschinelles Lernen: Was können wir lernen? *Arch. Comput. Methods Eng.* 2021, 28, 1017–1037. [\[Querverweis\]](#) [\[PubMed\]](#)
110. Trehan, S.; Durlofsky, L. Auf maschinellem Lernen basierende Modellierung von groben Fehlern, mit Anwendung zur Quantifizierung von Unsicherheiten. *J. Comput. Phys.* 2018, 22, 1093–1113. [\[CrossRef\]](#)
111. Lye, KO; Mishra, S.; Molinaro, R. Ein mehrstufiges Verfahren zur Verbesserung der Genauigkeit von Algorithmen des maschinellen Lernens. *Eur. J. Appl. Math.* 2021, 32, 436–469. [\[CrossRef\]](#)
112. Jabarullah Khan, NK; Elsheikh, AH Eine hybride, multi-fidelity, multi-level Monte Carlo Methode auf Basis maschinellen Lernens für Quantifizierung der Unsicherheit. *Front. Environ. Sci.* 2019, 7, 105. [\[CrossRef\]](#)
113. Lengani, D.; Simoni, D.; Pichler, R.; Sandberg, RD; Michelassi, V.; Bertini, F. Zur Identifizierung und Zerlegung der instationären Verluste in einer Turbinenkaskade. *J. Turbomach.* 2019, 141, 031005. [\[CrossRef\]](#)
114. Denton, J. Die IGTI Scholar Lecture von 1993: Verlustmechanik in Turbomaschinen. *ASME J. Turbomach.* 1993, 115, 621–656. [\[CrossRef\]](#)
115. Leggett, J.; Priebe, S.; Shabbir, A.; Michelassi, V.; Sandberg, R.; Richardson, E. LES-Verlustvorhersage in einer Axialkompressorkaskade bei Off-Design-Einflüssen mit Störungen im freien Strom. *ASME J. Turbomach.* 2018, 7, 071005. [\[CrossRef\]](#)
116. Karniadakis, GE; Kevrekidis, IG; Lu, L.; Perdikaris, P.; Wang, S.; Yang, L. Physikbasiertes maschinelles Lernen. *Nat. Rev. Phys.* 2021, 3, 422–440.
117. Cai, S.; Mao, Z.; Wang, Z.; Yin, M.; Karniadakis, GE Physikalisch informierte neuronale Netzwerke (PINNs) für die Strömungsmechanik: Eine Übersicht. *arXiv* 2021, arXiv:2105.09506.

-
118. Lumley, J. Auf dem Weg zu einer turbulenten konstitutiven Beziehung. *J. Fluid Mech.* **1970**, *41*, 413–434. [\[CrossRef\]](#)
119. Eivazi, H.; Tahani, M.; Schlatter, P.; Vinuesa, R. Physikalisch fundierte neuronale Netzwerke zur Lösung von Reynolds-gemittelten Navier–Stokes Gleichungen. *arXiv* **2021**, *arXiv:2107.10711*.
120. Raissi, M.; Perdikaris, P.; Karniadakis, G. Physikalisch fundierte neuronale Netze: Ein Deep-Learning-Framework zur Lösung von Vorwärts- und Inversproblemen mit nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen. *J. Comput. Phys.* **2019**, *378*, 686–707. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

UHBR-Lüfter mit offenem Testgehäuse ECL5/CATANA †

Valdo Pagès¹, Pierre Duquesne¹, Stéphane Aubert¹ , Laurent Blanc², Pascal Ferrand¹, Xavier Ottavy¹  Und Christoph Brandstetter ^{1,*} 

¹ Ecole Centrale de Lyon, Univ. Lyon, CNRS, Univ. Claude Bernard Lyon 1, INSA Lyon, LMFA, UMR5509, 69130 Ecully, Frankreich; valdo.pages@ec-lyon.fr (VP); pierre.duquesne@ec-lyon.fr (PD); stephane.aubert@ec-lyon.fr (SA); pascal.ferrand@ec-lyon.fr (PF); xavier.ottavy@ec-lyon.fr (XO)

² Ecole Centrale de Lyon, Univ. Lyon, CNRS, UMR5513, LTDS, 69130 Ecully, Frankreich; laurent.blanc@ec-lyon.fr

* Korrespondenz: christoph.brandstetter@ec-lyon.fr

† Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres in Proceedings of the European Turbomachinery veröffentlichten Artikels Konferenz ETC14 2021, Beitrag Nr. 625 und 626, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Der Einsatz von Verbundlüftern ermöglicht bahnbrechende Designmöglichkeiten, erhöht jedoch die Empfindlichkeit gegenüber multiphysikalischen Resonanzen zwischen aerodynamischen, strukturdynamischen und akustischen Phänomenen. Infolgedessen stellen aeroelastische Probleme zunehmend die Stabilitätsgrenze dar. Testfälle repräsentativer Geometrien ohne industrielle Einschränkungen sind ein Schlüsselement einer offenen Wissenschaftskultur, werden derzeit in der Turbomaschinen-Community nicht vorhanden. Um eine multiphysikalische Validierung zu ermöglichen, wurde als Benchmark für zukünftige UHBR-Lüfterkonzepte die Open-Test-Case-Lüfterstufe ECL5 entwickelt. Diese wurde an der Ecole Centrale de Lyon entwickelt. Ziel des Entwurfs war es, eine Geometrie mit hoher Effizienz und einem breiten Stabilitätsbereich zu entwickeln, die mit Kohlenstoffaserverbundwerkstoffen realisiert werden kann. Diese Veröfentlichung zielt darauf ab, den endgültigen Testfall vorzustellen, der derzeit hergestellt und experimentell getestet wird. Die Lüfterblätter bestehen aus einem Laminat aus unidirektionalen Kohlenstofffasern und Epoxidverbundstofflagen. Ihre strukturellen Eigenschaften und die Lagenorientierungen werden vorgestellt. Um den Testfall zu charakterisieren, werden Einzelheiten zum aerodynamischen Design der gesamten Bühne, zur Strukturdynamik des Lüfters und zur aeroelastischen Stabilität des Lüfters. Diese werden durch ein hochmodernes industrielles Designverfahren erreicht: statische und modale FEM-, RANS- und LRANS-Simulationen. Die aerodynamische Analyse konzentriert sich auf Leistung und zeigt kritische Strömungsstrukturen wie beispielsweise Spitzenleckströmung, radiale Strömungsmigration und Strömungsablösungen. Die mechanischen Modi des Lüfters werden im Kontext aeroelastischer Wechselwirkungen beschrieben und diskutiert. Ihre Häufigkeitsverteilung wird hinsichtlich des Resonanzrisikos gegenüber synchronen Schwingungen. Die aeroelastische Stabilität des Ventilators wird an repräsentativen Betriebspunkten mit einem systematischen Ansatz. Potentielle Instabilitäten werden weit von der Betriebslinie entfernt beobachtet und Kompromisse bei experimentellen Kampagnen.

Schlüsselwörter: Fan, Verbundwerkstoff, Aeroelastizität, Flattern, Aeroakustik



Zitat: Pagès, V.; Duquesne, P.; Aubert, S.; Blanc, L.; Ferrand, P.; Ottavy, X.; Brandstetter, C. UHBR Offener Testgehäuselüfter ECL5/CATANA. Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2022, 7, 17. <https://doi.org/10.3390/ijtp7020017>

Wissenschaftlicher Herausgeber: Raúl Vázquez Díaz

Erhalten: 25. Januar 2022

Akzeptiert: 17. Mai 2022

Veröffentlicht: 31. Mai 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral im Hinblick auf gerichtliche Ansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren. Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz. Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, veröffentlicht unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Durch den Einsatz moderner Leichtbau-Blattgeometrien, aeroelastischer Kopplung Phänomene neigen dazu, den Betriebsbereich von Kompressoren und Lüftern in Flugzeugantriebsmotoren zu reduzieren. Da synchrone Anregungsmechanismen heute gut verstanden sind, sind herausfordernde aeroelastische Phänomene für zukünftige Turbomaschinenanwendungen nicht synchroner Natur (kein Vielfaches der Wellendrehzahl). Eine Liste dieser Phänomene wird wie folgt präsentiert. Dieses Papier ist eine erweiterte Version unseres Papiers, das in Proceedings der European Turbomachinery Conference ETC14 2021, Paper Nr. 625 und 626, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021 [1,2].

Flattern ist definiert als selbsterregte Rotorblattschwingung und betrifft in der Regel die Kopplung. Es wird als anfänglich kleinamplitudige Blattschwingung in einem spezifischen Eigenmodus betrachtet, die sich durch eine positive Rückkopplungsschleife mit der aerodynamischen

Feld (negative aerodynamische Dämpfung). Lineare Modellierungsansätze sind in der Lage, den Beginn dieses Mechanismus vorherzusagen, kritische Modi zu bestimmen und Gegenmaßnahmen zu entwickeln. Die Störung ist nur von der Schaufelschwingung abhängig und verschwindet, sobald die Schwingung aufhört. Bei großen Schwingungsamplituden kann es aufgrund aerodynamischer oder struktureller Nichtlinearitäten zu Grenzyklusschwingungen kommen. Bei Turbotriebwerksfans hängen kritische Modi typischerweise von wirbelnden akustischen Modi ab, die sich zwischen dem Einlass und der Fanstufe an

Buffeting beschreibt die Wechselwirkung zwischen einer aerodynamischen Instabilität (typischerweise Wirbelablösung), die eine charakteristische Frequenz aufweist, und der Rotorblattschwingung in einem spezifischen Eigenmodus. Normalerweise ist keine ringförmige Kopplung zwischen den Rotorblättern erforderlich, aber oft erzeugen planare akustische Kanalmodi die Phase der aerodynamischen Instabilitäten und synchronisieren sie, was zu einer Schwingung mit einem Knotendurchmesser von Null führt [4].

Beim rotierenden Strömungsabriss handelt es sich um ein rein aerodynamisches Phänomen, das durch Überlastung einer Schaufelreihe und nachfolgende Strömungsablösung entsteht und zur Ausbildung sich in Umfangsrichtung ausbreitender Strömungsabrisszellen führt. In der Regel werden dabei aufgrund der instationären Belastung strukturelle Eigenmoden angeregt, bei kleinen Amplituden ist die Ausbreitung jedoch nicht an die

Bei der nichtsynchronen erzwungenen Reaktion handelt es sich um einen nichtsynchronen Kopplungsmechanismus in mehrstufigen Kompressoren, der zwischen einem eingeschlossenen akustischen Modus und einem gleichzeitigen strukturellen Schwingungsmuster beobachtet wurde [6]. Für Lüfteranwendungen ist das Phänomen weniger relevant .

Konvektive nichtsynchrone Schwingungen (NSV) treten typischerweise nahe der Stabilitätsgrenze , aber vor dem Beginn des rotierenden Strömungsabrisse auf. Ein komplexer Verriegelungsmechanismus zwischen sich ausbreitenden aerodynamischen Wirbelstörungen und Schaufelradenschwingungen wird unter dem Begriff NSV beschrieben [7,8]. Schaufelradenschwingungen führen zu einer Änderung der freien Wirbelstärke oder sogar zur Bildung radialer Wirbel in der Strömungspassage, die von Schaufelblatt zu Schaufelblatt konvektiv übertragen werden, wenn eine ausreichende Blockierung in der Passage vorhanden ist. Die Interaktion mit nachlaufenden Schaufelblättern führt zu modaler Forcierung und dem Ablösen nachfolgender Wirbelstärke. Sich ausbreitende aerodynamische Störungen können sich mit strukturellen Schwingungsmustern verriegeln und zu einer kohärenten Fluid-Struktur-Interaktion führen. Das Phänomen muss vom Flattern unterschieden werden, da die aerodynamische Störung ohne Schaufelradenschwingungen auftritt und eine charakteristische konvektive Ausbreitungsgeschwindigkeit aufweist (normalerweise unter dem Begriff rotierende Instabilität beschrieben).

Bei allen beschriebenen Phänomenen ist die Strömungsstruktur im Spitzenbereich, insbesondere der Einfluss der Spitzenleckageströmung und des Passagestoßes, von großer Bedeutung. Eine signifikante Blockierung ermöglicht den Umfangstransport von Störungen oder provoziert eine Ablösung der Grenzschicht, die anfällig für akustische oder strukturelle Instabilitäten ist

Bei Hochgeschwindigkeitsventilatoren sind rotierender Strömungsabriss, Buffeting und Flattern die häufigsten Instabilitätsmechanismen und heute gut verstanden. Die Etablierung von UHBR-Konfigurationen mit langsam laufenden Ventilatoren führt jedoch zu einer wesentlichen Änderung der relevanten Charakteristiken. •

Langsam laufende Ventilatoren arbeiten überwiegend im flachen Teil der Kompressionskennlinie und sind daher anfälliger für durch Strömungsabriss verursachte Instabilitäten [9]. • Die

Flutterfrequenzen (im stationären Rahmen) sind im Vergleich zu Hochgeschwindigkeitskonstruktionen niedriger . Akustische Auskleidungen im Einlass, die dazu dienen, höherfrequenten Gemeinschaftslärm zu dämpfen, beeinflussen die für aeroelastische Instabilität relevanten Modi nicht. • Die

Einlasslänge ist bei langsam laufenden Ventilatoren kürzer, was zu einer stärkeren Einströmasymmetrie und veränderten akustischen Wechselwirkungen führt [10]. Dies führt zu einer stärkeren Breitbandanregung und verschobenen Resonanzfrequenzen. •

Die relative Machzahl und Stoßfestigkeit sind niedriger, und der Abstand der Blattspitze zur Blattsehne und die Festigkeit (Festigkeit = Blattsehnenlänge/-steigung) sind kleiner als bei herkömmlichen direkt angetriebenen Lüftern und empfindlicher gegenüber geometrischen Schwankungen [11]. • Bei Lüftern mit geringer Festigkeit wurde bei niedrigen Frequenzen eine stark nichtlineare Fluid-Struktur-Wechselwirkung beobachtet, die mit der Druckaufdrehung der Blätter zusammenhängt. Unter transsonischen Bedingungen können geringfügige Abweichungen des lokalen Staffelungswinkels an der Blattspitze eine grundlegend unterschiedliche Stoßstruktur zwischen benachbarten Blättern verursachen, die die Stabilität unterschiedlicher Rotorabschnitte beeinflusst [12]. Dieser Umstand beeinflusst die Anwendbarkeit

vielfersprechender Methoden wie der gezielten Blattverstimmung [13] zur Unterdrückung der Ausbildung von zirkulär sich ausbreitenden Moden.

Eine Auswahl hochmoderner Triebwerke mit hohem Nebenstromverhältnis ist in Abbildung 1 dargestellt (Bildquellen (abgerufen am 20. September 2021): (a) <https://www.geaviation.com/commercial/engines/ge90-engine> ; (b) <https://www.geaviation.com/commercial/engines/genx-e-motor> <https://c-fan.com/products/>; (c) <https://www.cfmaeroengines.com/engines/leap/>; (d) <https://www.flugrevue.de/flugzeugbau/getriebefan-triebwerke-pratt-whitney-will-p-problembehaftet/>; (e) <https://www.airlinerratings.com/news/a350s-trent-xwb-engine-hit-s-twin-milestones/>). Die Antriebsindustrie konzentriert sich auf unterschiedliche Strategien, die jedoch alle gemeinsame Ziele verfolgen: eine Reduzierung der Spitzengeschwindigkeit, eine Verringerung der Rotorblätter und eine Verringerung des Gewichts der einzelnen Rotorblätter. General Electric begann in den 1990er Jahren mit der Etablierung von geschichteten Rotorblättern aus Kohlenstofffaserverbundwerkstoff im GE90-Triebwerk für Großraumflugzeuge und ist der einzige Hersteller mit im Einsatz befindlichen Verbundwerkstoff-Fans. Das neuere GENx weist eine reduzierte Rotorblattzahl von 18 auf. Im Anschluss an diese Entwicklung wurde das CFM LEAP-Triebwerk für die A320neo-Klasse mit 18 Rotorblättern aus 3D-gewebten Kohlenstofffasern entwickelt. Pratt & Whitney stellte den ersten Getriebefan mit 20 (hybriden) Metallblättern vor, ebenfalls für die A320neo-Klasse. Die neueren Triebwerke von Rolls-Royce verfolgen noch einen konventionellen Ansatz bei der Fan-Konstruktion und bestehen aus hohlen Titanrotorblättern, aber Technologiedemonstratoren, die auf Varianten des Trent 1000-Triebwerks basieren, integrieren Fanblätter aus Verbundfasern. In Abbildung 1 ist exemplarisch der Fan des Trent-XWB-Triebwerks für das Ho-



Abbildung 1. Auswahl etablierter moderner Triebwerke mit ultrahohem Nebenstromverhältnis.

Alle gezeigten Lüfterblätter weisen deutliche 3D-Merkmale auf, insbesondere eine Vorwärtspfeilung, die sich bekanntermaßen positiv auf die aerodynamische Leistung auswirkt, jedoch die aeroelastische Empfindlichkeit gegenüber Torsions- oder Sehnenbiegemodi und insbesondere NSV betont. Neuere Forschungen [14,15] haben gezeigt, dass die Nutzung der anisotropen Eigenschaften von Verbundwerkstoffen in Lüftern dazu beitragen kann, sowohl die Mechanik als auch die Aerodynamik zu verbessern. Verbundwerkstoffe bieten auch das Potenzial, das Flattern durch Modifikation der Eigenmodi zu kontrollieren [16].

Um weitere technologische Fortschritte in dieser Richtung zu ermöglichen, sind umfangreiche Forschungsarbeiten erforderlich, um die relevanten Instabilitätsmechanismen für den neuartigen Typ von langsam laufenden Lüftern zu identifizieren und zu charakterisieren. Insbesondere die komplexe Strömungsstruktur bei Teillast und Teildrehzahl stellt für moderne numerische Ansätze eine Herausforderung dar und erfordert experimentelle Benchmarkdaten an repräsentativen Geometrien.

Um diese Forschungsziele zu erreichen, wurde ein umfangreiches Forschungsprogramm in Zusammenarbeit zwischen der Ecole Centrale de Lyon und dem Von Karman Institute for Fluid Dynamics ins Leben gerufen. Ein aus Verbundwerkstoff gefertigtes Lüftermodul, ECL5, wurde als offener Testfall entwickelt. Es wird im Rahmen des europäischen Clean Sky 2-Projekts CATANA (Composite Aeroelastics and Aeroacoustics, catana.ec-lyon.fr) untersucht, wobei der Schwerpunkt auf nicht synchronen Kopplungsmechanismen zwischen Aerodynamik, Akustik und Strukturmechanik liegt. Die Lüfterstufe wurde an der Ecole Centrale de Lyon entworfen und sollte repräsentativ für die Verbundlüfter der nahen Zukunft mit niedriger Geschwindigkeit sein, und

zwar in Bezug auf Folgendes: 1. Allgemeine aerodynamische Designparameter (Machzahl, Schaufelbelastung, Verhältnis, Naben-Spitzen-Verhältnis, Massenstromdichte usw.)

2. Aerodynamische Strömungsstruktur aufgrund ihres Einflusses auf Instabilitätsmechanismen (Stoßmuster, radiale Strömungsmigration, Sekundärströmung, Ablösungen usw.)

Aus heutiger Sicht ist die vielversprechendste Konfiguration eine UHBR-Langsamlauf-Fanstufe mit hoher Unterschallgeschwindigkeit, die für den Einbau in Mittelstreckenjets (wie Airbus A320neo) konzipiert ist. Daher wurde der im Folgenden vorgestellte offene Testfall ECL5 aus einer Extrapolation industrieller Konzepte für aktuelle Langsamlauf-Designs entwickelt. In Abbildung 2 (Bildquellen (abgerufen am 20. September 2021): (a) <https://www.additivemanufacturing.media/mission-critical/>; (b) <https://www.air-cosmos.com/article/rolls-royce-tests-ultrafan-low-pressure-system-592>, Bild gespiegelt) wird das endgültige Design im Vergleich mit dem kürzlich zertifizierten GE9x und dem Rolls-Royce UltraFan-Technologiedemonstrator gezeigt.



Abbildung 2. Moderne industrielle Verbundventilatoren mit niedriger Geschwindigkeit und offener Testfall ECL5/CATANA (CAD).

Im Folgenden werden das endgültige Design und die Verbundstruktur des Lüfters vorgestellt. Einzelheiten zu den Modellierungsstrategien, die zur Simulation der verschiedenen physikalischen Phänomene verwendet wurden, werden gegeben: stationäre Strömungssimulationen (RANS), mechanische Simulationen (FEM) und zeitlinearisierte Simulationen (LRANS). Abschließend werden das aerodynamische Verhalten und die Strukturmechanik des Lüfters abgeleitet und seine aeroelastische Stabilität bewertet.

2. ECL5-Beschreibung

2.1. Entwurfsansatz

Basierend auf einem ersten Entwurf [17] wurde der endgültige Entwurf mithilfe einer modular gekoppelten Entwurfskette erstellt, die einen parametrischen Schaufelgeometriegenerator, automatische Vernetzung, einen stationären RANS-Solver und strukturelle FEM-Simulationen umfasst. Die Lüftergeometrie erfüllt die folgenden

Entwurfsziele: • Eine Schaufelanzahl von 16 (niedrigste Schaufelanzahl in Technologiedemonstratoren, wie gezeigt über).

- Ein Fan-Durchmesser von 508 mm, um die Integration in die Testanlage PHARE-2 zu ermöglichen, mit einer Rotorblattwurzel, die mit der bestehenden Scheibe aus dem Projekt ENOVAL [18] kompatibel ist.
- Aerodynamischer Auslegungspunkt (nur Fan) bei Spitzeneffizienz mit einem Druckverhältnis von 1,36, einer maximalen Massenstromdichte von 200 kg/s/m² und einer Rotationsgeschwindigkeit von 11.000 U/min.
- Nahezu Schall-Mach-Zahl an der Blattspitze am Auslegungspunkt.
- Isentropische Effizienz (nur Fan) von über 94 % am Auslegungspunkt.
- Bei Spitzendruck bei der Auslegungsgeschwindigkeit keine Strömungsablösung an der Hinterkante.
- Spitzeneffizienz bei 105 % und Geschwindigkeit nicht unter 92 % (transsonische Geschwindigkeitslinie).
- Nomineller Blattspitzenabstand von 1 mm (1,1 % Blattspitzensehne), um Strömungsabrissbeginn und Pumpversuche ohne Gehäusekontakt zu gewährleisten. Zukünftige Experimente sind mit weiter reduzierter
- Lüfter soll ohne Integration einer metallischen Vorderkante gefertigt werden.

Für das OGV wurden keine spezifischen Designkriterien festgelegt, außer einer Minimierung des (numerischen) Eckabstands unter Hochlastbedingungen und minimalen Verlusten am Designpunkt. Die Anzahl der Schaufelblätter wurde im Optimierungsprozess auf 32 festgelegt und für das endgültige Design auf 31 reduziert, um die Entstehung planarer akustischer Wechselwirkungen zu vermeiden.

Die Geometrie von Ein- und Austritt der Stufe ist ähnlich wie bei früheren Installationen [18]. Dasselbe gilt für die Gehäusegeometrie im Fan-Bereich. Das OGV ist weit stromabwärts des Fans angeordnet, um Wechselwirkungen zu minimieren, da der Fokus des Forschungsprojekts auf dem Fan lag. Da die Anlage nur aus einem einzigen Strömungskanal besteht, ist keine für Triebwerke repräsentative OGV-Aerodynamik vorgesehen; nur axiale Stufenausströmung und homogene radiale Bedingungen sind erforderlich, um eine detaillierte Leistungsanalyse zu gewährleisten und zukünftige Forschungsprojekte mit einem grundlegenden Hintergrund zur Lärmentwicklung zu ermöglichen.

Der Entwicklungsprozess wird ausführlich in Pagès [19] beschrieben. Die Nabenlinie von der Nasenspitze bis zum OGV-Auslass war für Optimierungen offen. Ein Abschnitt des Entwurfs ist in Abbildung 3 dargestellt. Abbildung 4 zeigt die Schaufelprofile bei unterschiedlichen Spannweitenhöhen und hebt deutlich das transsonische Schaufeldesign an der Fanspitze und die breite Sehnengeometrie um die Mitte der Spannweite hervor. An der Nabe haben die relative Tangentialgeschwindigkeit und die Rotationsgeschwindigkeit an der Hinterkante die gleiche Richtung, was notwendig ist, um die oben dargelegten Entwurfskriterien zu erfüllen, aber ein anspruchsvolles Strömungsfeld mit hohen Wirbelges

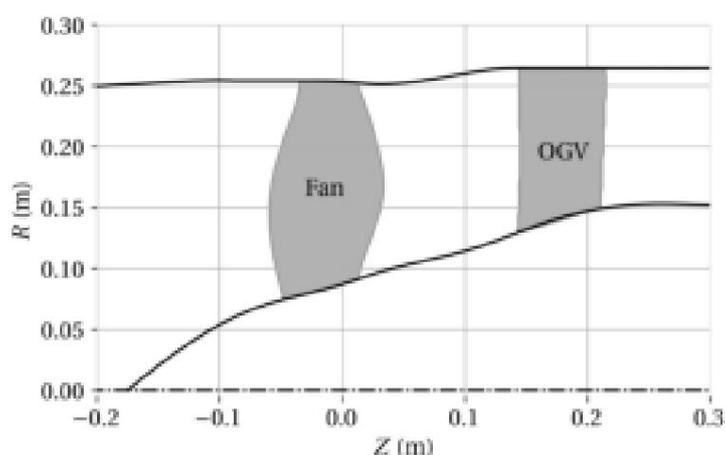


Abbildung 3. Abschnitt der ECL5-Lüfterstufe.

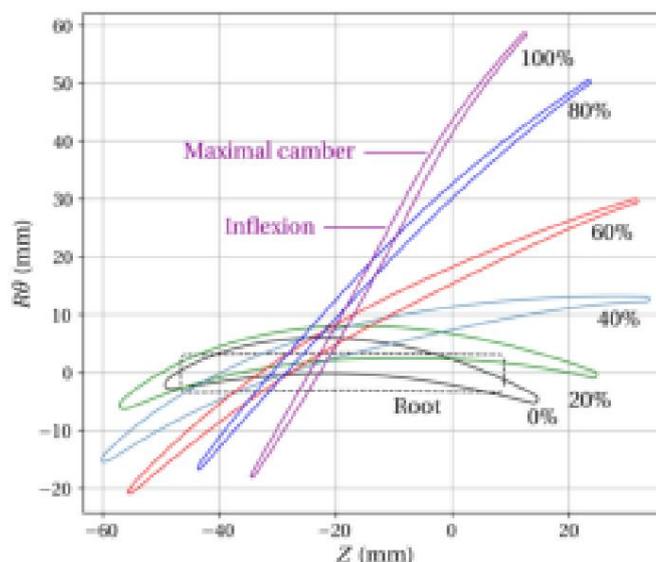


Abbildung 4. Fächerprofile bei unterschiedlichen Spannweitenhöhen.

Die Spitzenabstände für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten sind in Tabelle 1 aufgeführt:

Tabelle 1. Vom FEM-Modell vorhergesagter Spitzenabstand (Spitzensehne = 90 mm).

Rotationsgeschwindigkeit	Spitzenabstand (mm)		Spitzenspiel (% Spitzensehne)	
	Vorderkante	Hinterkante	Vorderkante	Hinterkante
0 %	1,00	1,50	1,11	1,67
50 %	0,98	1,30	1,09	1,45
80 %	0,87	1,12	0,97	1,25
100 %	0,78	0,99	0,87	1,10
105 %	0,77	0,92	0,86	1,02

2.2. Verbundstruktur der Fächer

Die Klinge besteht ausschließlich aus unidirektionalen Kohlenstofffasern und Epoxidverbundwerkstoff-Lagen, die zu einem Laminat mit gezielter Lagenausrichtung gestapelt sind. Eine Lage gilt als aus orthotropem Material. Die drei Materialorthotropierichtungen werden lokal definiert wie folgt: Richtung 1 ist die Orientierung der Kohlenstofffasern, Richtung 2 ist orthogonal zu Richtung 1 innerhalb der Lage und Richtung 3 ist orthogonal zur Lage. Das konstitutive Gesetz des Verbundwerkstoffs wird klassisch durch neun Konstanten beschrieben, wie in Tabelle 2 aufgeführt (vom Verbundwerkstoffhersteller angegeben).

Tabelle 2. Materialeigenschaften.

$\bar{\rho}$	E1	E2 = E3	G23	G12 = G13	$\bar{\nu}_{23}$	$\bar{\nu}_{12} = \bar{\nu}_{13}$
1560 kg/m ³	123,0 GPa	9,3 GPa	5,0 GPa	4,5 GPa	0,3	0,26

Die maximale Dicke der Klinge (an der Wurzel) beträgt 13,3 mm. Die Dicke einer Lage beträgt 0,15 mm, die maximale Anzahl der Lagen beträgt also 88. Die innere Struktur ist symmetrisch mit in Bezug auf die Laminat-Mittelebene, um die Kopplung von In-Plane- und Out-of-Plane-Bewegungen. Jeder Punkt der Mittelebene ist mit einer Anzahl von Lagen verbunden, die durch die lokale Klingendicke. Die Lagen werden nach ihrer Größe vom größten zum kleinsten sortiert (siehe Abbildung 5).

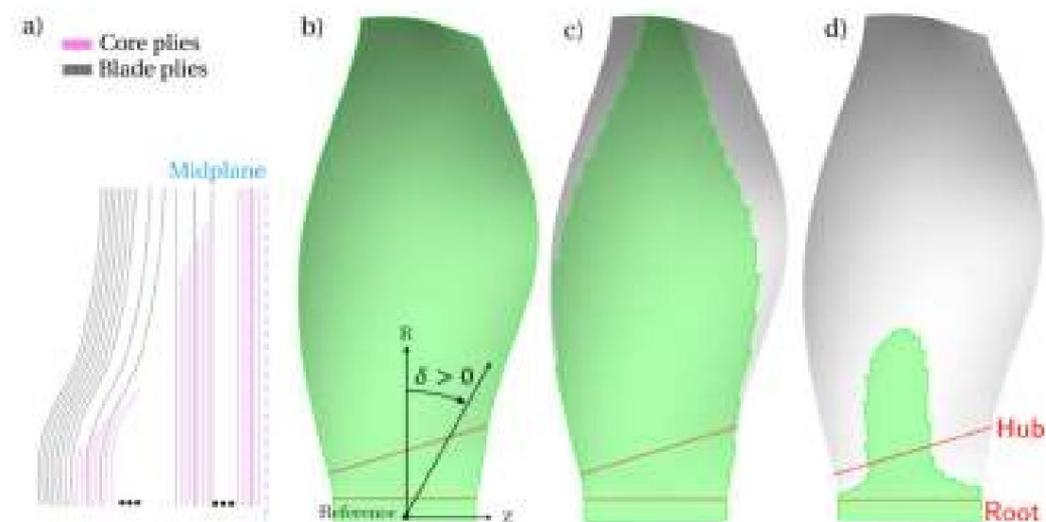


Abbildung 5. Lagen des ECL5-Lüfters (grün markiert): (a) Lagenwechsel; (b) Lage 1 – Flügel, Wicklung; (c) Lage 6 – Klinge; (d) Lage 19 – Kern.

Für den Entwurfsprozess wurden die Lagen in zwei Familien unterteilt. Die 18 größten Lagen sind Die anderen – die kleinsten – heißen Kernlagen. Um die Anzahl zu reduzieren, von Freiheitsgraden für die Konstruktion wurde die Orientierung der Kernlagen unter Berücksichtigung der Hälfte ein Blatt, in der Reihenfolge $((0^\circ/90^\circ)_6(0^\circ/90^\circ/0^\circ)_4(0^\circ/0^\circ)_s)$, wobei 0° als radialer Richtung. Ihr Einfluss auf die globalen elastischen Eigenschaften ist gering; sie tragen hauptsächlich bei zu Dickenanpassung. Somit wurde die Gesamtzahl der zu definierenden Faserorientierungen auf

18. Diese Orientierungen sind in Tabelle 3 aufgeführt. Die Orientierung einer Lage ist wie abgebildet definiert in Abbildung 5b. Die Orientierung wird an einem ausgewählten Punkt an der Wurzel des Blattes festgelegt. Lokal Die Orientierung entlang der Klinge wird durch die Drapierung der Oberfläche bestimmt [20].

Tabelle 3. Ausrichtung der Klinglagen.

Lage Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ausrichtung 45°		γ45° γ15° γ30°			15°	γ15°	70°	0°	0°
Lage Nr.	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Ausrichtung γ15°		0°	0°	60°	γ60°	0°	0°	60°	γ60°

Der Herstellungsprozess bestand aus drei Schritten. Zunächst wurde jede vorimprägnierte Lage in die vordefinierte Form geschnitten. Zweitens wurden die Lagen in zwei Halbformen gestapelt. Anschließend wurden die beiden Formen zusammengepresst und erhitzt, um die Epoxidpolymerisation zu starten. Verfahren.

Die Lagen wurden auf eine besondere Art und Weise gestapelt, um den Herstellungsprozess zu verbessern und die endgültige Delaminationsbeständigkeit. Dabei handelte es sich um einen Wechsel von Blattlagen und Kernlagen, wie in Abbildung 5a dargestellt. Eine Besonderheit ist, dass Lage 1 (die größte, Abbildung 5b) an der Außenfläche der Klinge angebracht. Somit besteht die Außenfläche nur aus einlagig und hat eine sehr geringe Oberflächenrauheit ohne scharfe Stufen.

3. Modellierungsstrategien

3.1. Aerodynamik

Für die aerodynamischen Simulationen wurde ein strukturiertes Netz mit AutoGrid erstellt.

(<https://www.numeca.com>, abgerufen am 20. September 2021). Ein einziger Durchgang des Fächers

Domäne enthält 3,5 Millionen Zellen, mit 141 Schichten in radialer Richtung, und 41 Schichten sind in der Spitzenlücke verwendet. Die OGV-Domäne enthält 1,7 Millionen Zellen mit 101 Schichten im radialen Richtung und kein Spitzenspalt. Die Fächerverzahnung ist in Abbildung 6 dargestellt.

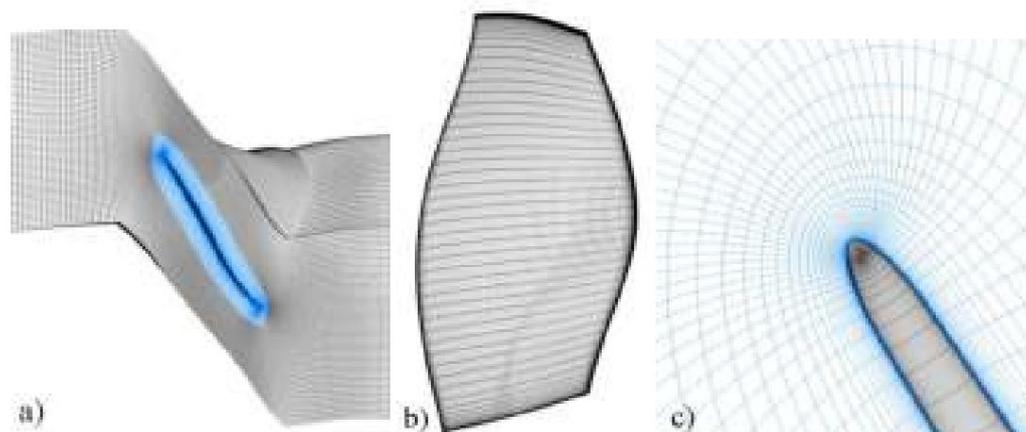


Abbildung 6. Ansichten des strukturierten Netzes für aerodynamische Simulationen: (a) von Blatt zu Blatt; (b) meridional; (c) O-Netz um die Vorderkante und das passende Tip-Clearance-Netz.

Stationäre Strömungssimulationen wurden mit dem RANS-Solver FineTurbo durchgeführt (<https://www.numeca.com>, abgerufen am 20. September 2021). Die Wandauflösung dieses Netzes liegt unter $y^+ = 1$ für Designbedingungen. Ein $k-\gamma$ SST Turbulenzmodell wurde für die Simulationen, die im Folgenden vorgestellt werden. Diese Methode wurde in einer Studie an einem vergleichbarer Langsamläufer für den Betriebsbereich zwischen Drossel- und Spitzendruck [18]. Eine Studie zur Netzkonvergenz wird in [19] vorgestellt.

3.2. Mechanik

Für die mechanischen Simulationen wurde der FEM-Solver Ansys verwendet (<https://www.ansys.com/produkte/strukturen/ansys-mechanisch>, abgerufen am 20. September 2021). Die Simulation

Bereichs- und Randbedingungen sind in Abbildung 7a dargestellt. Den Flächen des Scheibensektors (violett) wird eine zyklische Symmetriebedingung auferlegt, da der Lüfter abgestimmt sein und alle Schaufelblätter identisch sein sollten. Die Welle der Testanlage ist nicht modelliert. Um den Kontakt zwischen Scheibe und Welle darzustellen, ist die Scheibe im blauen Bereich festgeklemmt und die axiale Verschiebung im grünen Bereich auf Null gesetzt. Das aerodynamische Druckfeld ist auf der roten Oberfläche. Statische Simulationen beinhalten große Auslenkungen.

Das Rotorblatt-Verbundlaminat wurde mit einem hexaedrischen 3D-Netz (Ansys ACP (<https://www.ansys.com/products/structures/composite-materials>), abgerufen am 20. September 2021)) und ein spezielles Verfahren zur Modellierung des Lagenwechsels. Um die Maschengröße zu reduzieren, wurde ein Lagenstapel mit einem äquivalenten Element modelliert. Jede halbe Dicke wurde durch ein äquivalentes Element (siehe Abbildung 7b) mit orthotropen Eigenschaften modelliert, homogenisiert durch die klassische Laminattheorie [21].

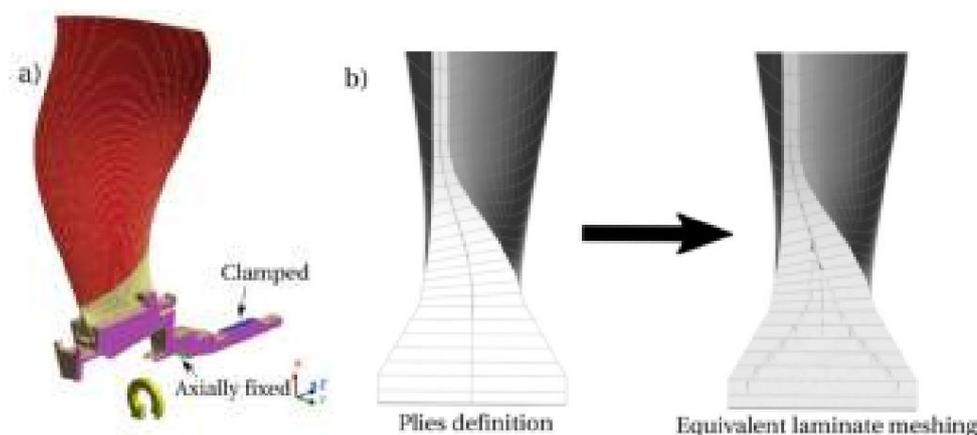


Abbildung 7. Mechanisches Modell: (a) Randbedingungen; (b) Schaufeldickenvernetzung.

3.3. Aeroelastizität

3.3.1. Energiemethode

Die aeroelastische Stabilität wurde mit der Energiemethode [22] untersucht. Dieser Ansatz basiert auf der Annahme, dass Strömungsschwankungen keinen Einfluss auf die Strukturmechanik haben und linear zur Schwingungsamplitude sind. Er besteht aus zwei Schritten. Zunächst werden Eigenformen und Eigenfrequenzen bestimmt. Anschließend wird eine instationäre Strömungssimulation durchgeführt, um die durch die Schwingung verursachten harmonischen Schwankungen der Strömung zu berechnen. Die aeroelastische Stabilität wird durch die Energieübertragung von der Struktur auf die Strömung bestimmt. Sie wird durch die Druckkraftarbeit W pro Schwingungszyklus beurteilt. Bei positiver Arbeit ($W > 0$) gibt die Schaufel Energie an das Fluid ab, sodass Schwingungen gedämpft werden. Bei negativer Arbeit ($W < 0$) wird Energie vom Fluid in die Struktur übertragen, wodurch die Schaufelschwingung angeregt wird und es zu aeroelastischer Instabilität kommt. In Übereinstimmung mit der Industriekonvention wird der aerodynamische Dämpfungs

$$\ddot{y} = \frac{B}{4\dot{y}E_k} = \frac{B}{2\dot{y}M_0\dot{y}_0} \quad (1)$$

wobei E_k die modale kinetische Energie der Wanderwelle, M_0 die modale Masse und \dot{y}_0 die Schwingungswinkelfrequenz ist.

3.3.2. Zeitlinearisierte Simulationen

Für die Stabilitätsstudie wurde ein isolierter Ventilator berücksichtigt, wie es bei Untersuchungen von Ventilatorflattern auf Basis von Selbsterregung üblich ist [3,23,24]. Das OGV befindet sich in einer Entfernung von einer Sehne stromabwärts des Ventilators, sodass sein potenzieller Einfluss erheblich reduziert ist.

Zur Beurteilung der Stabilität des Fächers wurde eine zeitlinearisierte Methode (LRANS) verwendet. Basierend auf der Annahme kleiner harmonischer Störungen werden die Koordinaten der Gitterscheitelpunkte,

sowie die Strömungslösung können in einen stationären Anteil und eine zeitabhängige harmonische Störung zerlegt werden. Diese beiden Anteile wurden separat simuliert.

Die für die LRANS-Simulationen erforderliche stationäre Strömung wurde mit dem kompressiblen RANS-Solver elsA (<http://elsa.onera.fr/>, abgerufen am 20. September 2021). Der Löser basiert auf einer zellzentrierten Finite-Volumen-Methode auf mehrblockstrukturierten Gittern. Konvektive Flüsse werden mithilfe des Jameson-Schemas mit künstlicher Dissipation erhalten. Die Turbulenz wurde durch ein $k-\gamma$ -Kok-Modell mit wirbelbasierter Berechnung der turbulenten kinetischen Energieerzeugung modelliert. Ein einzelner Durchgang des Fächerbereichs wurde auf 2,3 Millionen Zellen reduziert, mit 101 Schichten in radialer Richtung und mit 21 Schichten im Spitzenspalt. Die Wandauflösung bleibt unter $y^+ = 1$. Ein Vergleich der stationären Ergebnisse mit denen, die mit FineTurbo erzielt wurden, wurde durchgeführt und zeigte wenige Abweichungen, was zu Unterschieden von weniger als 0,3 % beim Gesamtdruckverhältnis und 0,3 % beim isentropischen Wirkungsgrad für die untersuchten Betriebspunkte.

Die instationäre Strömung wurde mit dem Löser Turb'Lin [25] berechnet. Die Lösung wurde im Frequenzbereich ermittelt. Dieser knotenzentrierte LRANS-Löser wurde für transsonische abgelöste Strömungen validiert [25,26]. Das Turbulenzmodell wurde linearisiert (siehe [27] für einen Vergleich mit Ergebnissen bei Annahme einer eingefrorenen Turbulenz). Stromaufwärts und stromabwärts des Lüfters wurde das Netz um zahlreiche Lüfterdurchmesser mit stark reduzierter axialer Auflösung erweitert, um akustische Reflexionen zu dämpfen.

4. Ergebnisse

4.1. Aerodynamische Eigenschaften

Die Stufenkennlinien stationärer RANS-Berechnungen, gedrosselt über den statischen Druck am Stufenauslass, sind in Abbildung 8 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass der Gesamtspitzenwirkungsgrad gut bei der 100%-Geschwindigkeitslinie liegt, an einem Punkt, an dem die Gesamtspitzenleistung bei hohen Geschwindigkeitslinien über 100 % der Auslegungsgeschwindigkeit tritt eine Drosselung im Fan auf, andernfalls im OGV. In Richtung niedriger Massenströme werden die Geschwindigkeitslinien überrollt und durch numerische Konvergenz begrenzt. Dies ist vergleichbar mit dem von Rodrigues et al. [18] vorgestellten Fall, der zeigt, dass durch den Einsatz einer gedrosselten Düse weit stromabwärts die numerische Stabilitätsgrenze weiter ausgedehnt werden kann, ohne die Stabilitätsgrenze des Experiments zu erreichen. Unter stark gedrosselten Bedingungen ist zu erwarten, dass die Leistung in den Experimenten erheblich von den numerischen Ergebnissen abweicht. In diesem Dokument werden fünf Betriebspunkte vorgestellt, die die verschiedenen Strömungstopologien und -grenzen repräsentieren. OP-A ist der Auslegungspunkt, OP-B ist das maximale Druckverhältnis und OP-C stellt eine gedrosselte Strömung bei 100 % Geschwindigkeit dar. OP-D und OP-E sind Betriebspunkte in der Nähe des maximalen Druckverhältnisses bei 80 % Geschwindigkeit.

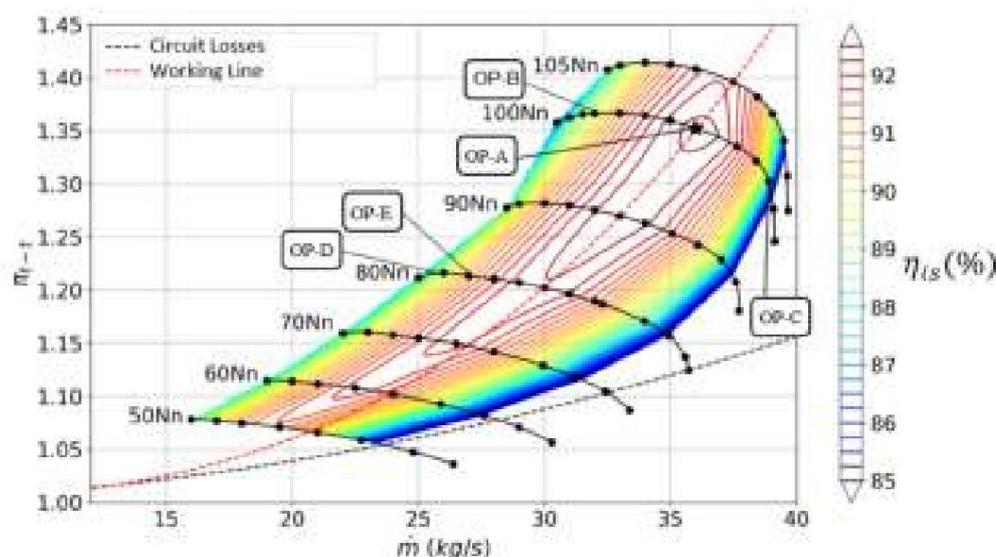


Abbildung 8. Stufenkompressorkarte mit interessanten Betriebspunkten.

Abbildung 9 zeigt ein Detail der 100 %-Drehzahllinie, das die Druck- und Effizienzkennlinien sowie die Radialprofile am Rotorausgang zeigt (die aerodynamischen Simulationen erfolgten für einen konstanten Spitzenabstand von 1,5 mm, und der gefertigte Lüfter hatte einen Spitzenabstand gemäß Tabelle 1). In einem weiten Bereich zwischen OP-B und OP-C (was 19 % des Konstruktionsmassenstroms entspricht, in Abbildung 9 in Cyan dargestellt) erzeugt der Lüfter eine flache Effizienzkennlinie über 88 %. Die Entwicklung zwischen dem Betriebspunkt OP-C mit geringer Drosselung und den Bedingungen mit höherer Drosselung zeigt, dass der Lüfter zwischen Nabe und Spannweite Das maximale Druckverhältnis wird in der Nähe der Spannweite beobachtet, und die Drosselung erhöht die Belastung der Schaufelspitze. Am Auslegungspunkt OP-A ist das Wirkungsgradprofil zwischen 20 % und 80 % Spannweite nahezu konstant. Der Einfluss des Spitzenleckstroms wird für alle gezeigten Bedingungen zwischen 85 % und 100 % Spannweite beobachtet.

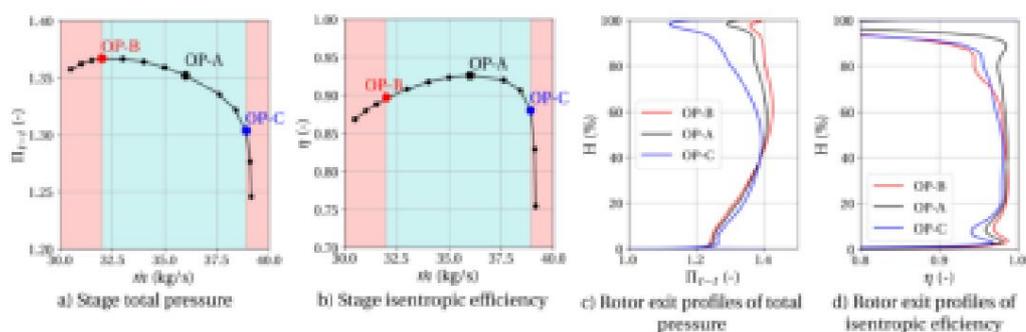


Abbildung 9. Detail der Strömungsbedingungen an verschiedenen Betriebspunkten bei 100% Geschwindigkeit.

In Abbildung 10 wird die Strömungsstruktur für den Auslegungspunkt OP-A detaillierter dargestellt. Die isentropische Machzahlverteilung auf der Saugseite zeigt die Stoßstruktur ab Spannweitenmitte und betont die reduzierte Belastung an der Blattspitze. Die Oberflächenstromlinien sind homogen, ohne Anzeichen von Strömungsablösungen, jedoch mit mäßiger radialer Migration in Richtung Hinterkante. Die Ansicht der relativen Machzahl und Radialgeschwindigkeit von Blatt zu Blatt bei 95 % Spannweite zeigt eine geringe Blockierung im Spitzenbereich und einen klar dargestellten Spitzenleckwirbel, der leicht mit dem St

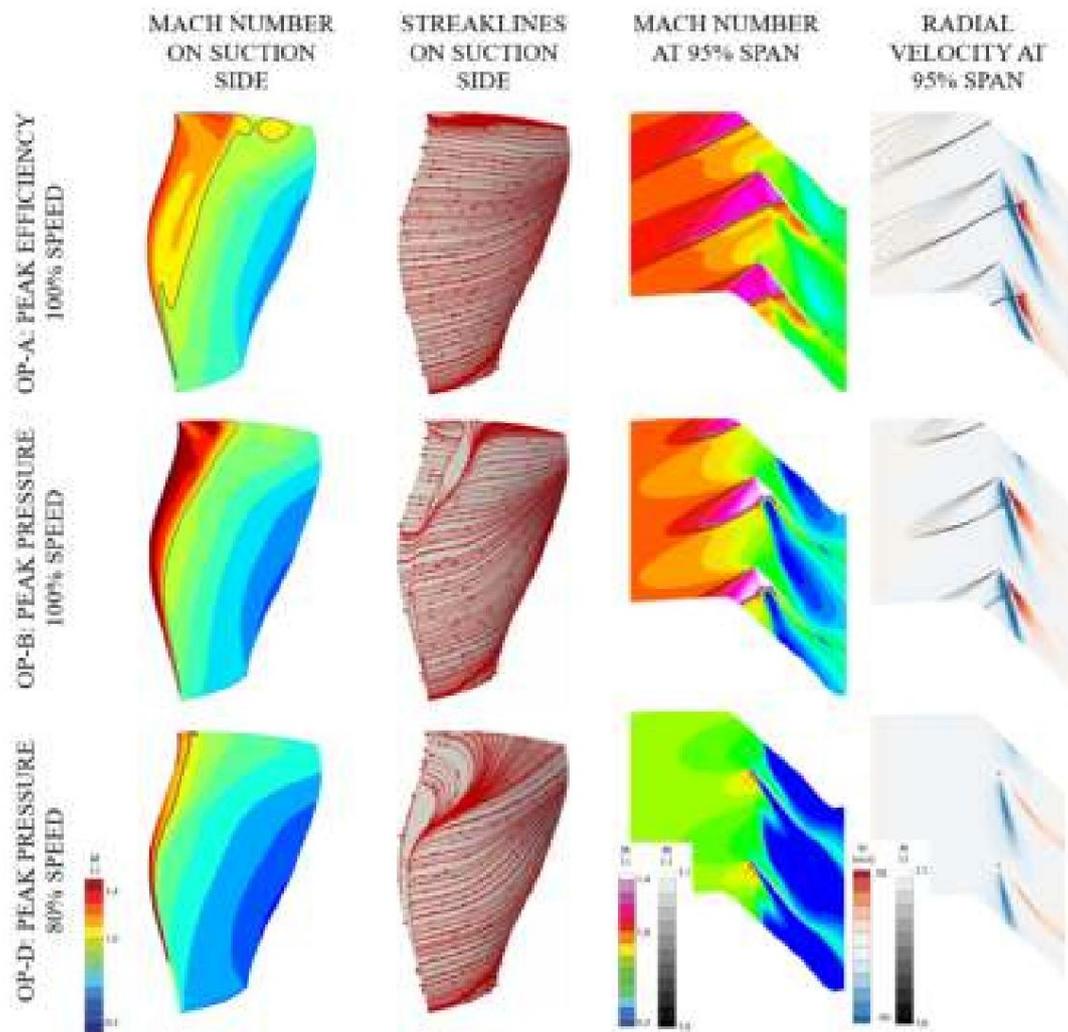


Abbildung 10. Detail der Strömungsbedingungen an verschiedenen Betriebspunkten.

Diese Situation ändert sich beim maximalen Druckzustand OP-B, bei dem die Machzahl vor dem Stoß stark ansteigt und die Oberflächenstromlinien zwischen 70 % Spannweite und dem Gehäuse Anzeichen einer Grenzschichtablösung zeigen. Darüber hinaus wird die radiale Migration verstärkt, was zu niedrigen relativen Machzahlen unter 0,2 an der Hinterkante bei niedrigeren Drehzahlen führt. Die Ansicht von Blatt zu Blatt zeigt eine starke Blockadezone, die von der betonten Blattspaltströmung umschlossen wird. Hier ist eine stärkere Wechselwirkung mit dem Stoß angedeutet.

Die gleiche Darstellung wird für den Punkt des maximalen Drucks an der 80 %-Geschwindigkeitslinie, OP-D, gegeben. Hier ist die Strömung größtenteils unterschallschnell. Die Überschallzone (ohne Stoß) in der isentropischen Machzahlverteilung ist auf die Umgehung der Vorderkante zurückzuführen. Oberflächenstromlinien weisen bei höheren Kanalhöhen auf eine erhebliche lokale Rückströmung an der Vorderkante hin. Der Blockierungsbereich an der Lüfterspitze ist schwerwiegender als bei der Konstruktionsgeschwindigkeit, mit einer weit geneigten Zone negativer Radialgeschwindigkeit. Die radiale Strömungsmigration ist unter diesen Bedingungen stark ausgeprägt, insbesondere in der Nähe des Gehäuses. Aufgrund der geringen Relativgeschwindigkeit ist die Amplitude der Radialgeschwindigkeit in der Nähe des Gehäuses jedoch geringer als bei der Linie mit höherer Geschwindigkeit.

4.2. Mechanik

4.2.1. Statische Mechanik

Die Heißformen der Lüfterblätter wurden für jede Geschwindigkeitslinie entlang der Arbeitslinie bestimmt. Durch die Nutzung der anisotropen Eigenschaften des Verbundwerkstoffs betrug die maximale Blattverschiebung bei maximaler Geschwindigkeit 1,15 mm, was 1,0 % der Sehne entspricht.

vergleichbar mit der von Schmid et al. [15] vorgestellten Optimierung. Die maximale statische Spannung in Faserrichtung überschreitet nicht 17 % der Elastizitätsgrenze. Die statische Spannung ist daher im Vergleich zur Elastizitätsgrenze gering, was ein ausreichend hohes Maß an dynamischer Spannung während der Versuchskampagne ermöglicht.

4.2.2. Modusformen

Bei den synchronen Anregungsphänomenen sind Einlassverzerrungen die vorherrschenden Quellen. Die möglichen Auswirkungen des OGV sind aufgrund des axialen Abstands vom Lüfter von mehr als einer Sehne vernachlässigbar. Erfahrungen mit ähnlichen Konfigurationen zeigen, dass oberhalb der 6. Motorordnung die erzwungenen Antwortamplituden vernachlässigbar sind [18,28]. Bei 105 % der Nenndrehzahl beträgt die Frequenz der 6. Motorordnung 1155 Hz. Die Frequenzen von Modus 3 und Modus 4 liegen bei maximaler Drehzahl bei etwa 900 Hz bzw. 1500 Hz, daher werden im Folgenden nur die ersten drei Modi berücksichtigt.

Modale Daten werden nur für positive Knotendurchmesser angegeben, da diese für mit- und gegenläufige Modi identisch sind. Modale Frequenzen werden in Abbildung 11a für jeden Knotendurchmesser (ND) angegeben. Die Frequenzschwankungen betragen weniger als 2 %, mit Ausnahme bei niedrigen Knotendurchmessern zwischen Modi der gleichen Familie. Die Frequenz von Modus 1ND0 ist im Vergleich zu den anderen NDs um 9 % gesenkt. Die Frequenzen von Modus 2ND1 und Modus 3ND1 sind ebenfalls um 12 % bzw. 14 % reduziert. Zur Beurteilung der Modusformschwankungen zwischen Knotendurchmessern wurde das Modal Assurance Criteria (MAC) verwendet [29]. Für jeden Modus wurde die Modusform mit ihrem Gegenstück ND8 verglichen. Der MAC-Wert ist 1, wenn die Modusformen identisch sind, und 0, wenn sie inkonsistent sind. Die MAC-Werte werden in Abbildung 11b dargestellt. Mit Ausnahme von ND1 überlagern sich die drei Modi bei 1. Die Modi 2ND1 und 3ND1 unterscheiden sich aufgrund des hohen Beitrags der Scheibe stark von den anderen NDs. Die Form des Modus 1ND0 ist vergleichbar, obwohl seine Frequenz leicht unterschiedlich ist. Diese erheblichen Unterschiede zwischen den Knotendurchmessern müssen in aeroelastischen Studien berücksichtigt werden. Darüber hinaus kann die Genauigkeit der Vorhersage durch die Stützsteifigkeit und Kreiseffekte beeinträchtigt werden. Daher könnte die Entscheidung, die Scheibe ohne Welle zu modellieren, einen wi

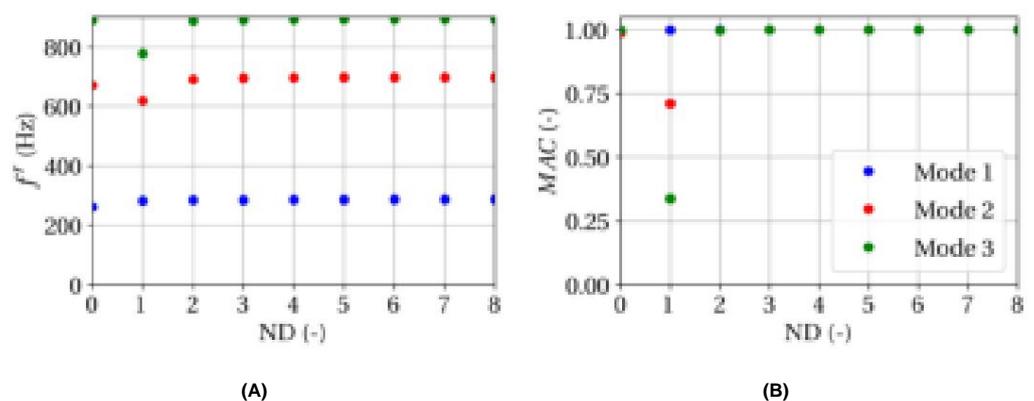


Abbildung 11. Einfluss des Knotendurchmessers auf die Modi bei 100% Geschwindigkeit: (a) Frequenz; (b) MAC im Vergleich mit ND8.

Die Modusformen bei ND2 sind in Abbildung 12 dargestellt. ND2 steht stellvertretend für alle Knotendurchmesser außer ND1. Modus 1 ist ein Biegemodus mit einer sehr geringen Torsionskomponente. Die Verschiebung ist fast rein kreisförmig, ohne axiale Komponente. Modus 2 zeigt eine ausgeprägte Torsionskomponente an der Blattspitze, die bekanntermaßen für die Wechselwirkung zwischen Fluid und Struktur entscheidend ist [8,30]. Modus 3 stellt einen Torsionsmodus dar, bei dem das Torsionszentrum auf halber Sehne in der Mitte der Spannweite und an der Vorderkante an der Spitze positioniert ist.

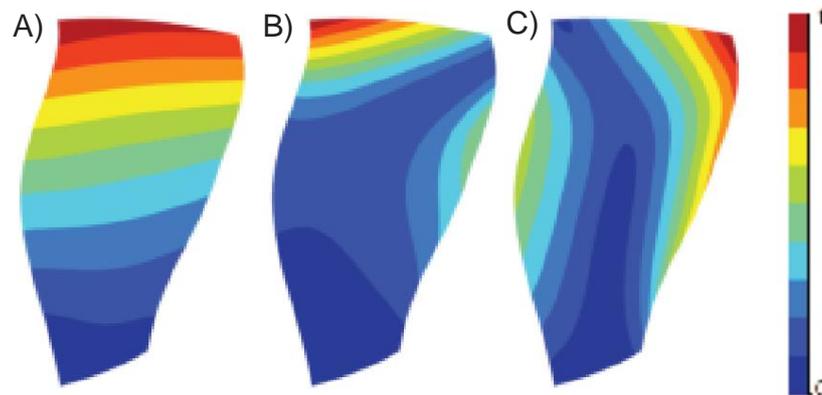


Abbildung 12. Normalisierte modale Verschiebungsamplitude bei ND2: (a) Modus 1; (b) Modus 2; (c) Modus 3.

Die Modusformen bei ND1 sind in Abbildung 13 dargestellt. Wie in Abbildung 11b zu erkennen ist, unterscheiden sich Modus 2ND1 und Modus 3ND1 sehr von den anderen entsprechenden NDs. Insbesondere ist die Modusform von 3ND1 näher an Modus 2 als an Modus 3.

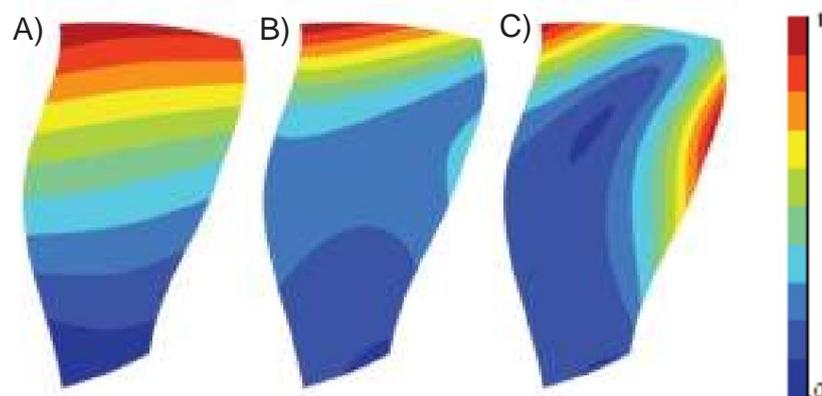


Abbildung 13. Normalisierte modale Verschiebungsamplitude bei ND1: (a) Modus 1; (b) Modus 2; (c) Modus 3.

4.2.3. Campbell-Diagramm

Das für den Lüfter erhaltene Campbell-Diagramm ist in Abbildung 14 dargestellt. Die Kreuzungen der verschiedenen Modi mit den EO-Linien sind hervorgehoben. Die modalen Frequenzen wurden während des Designprozesses – aufgrund der Ausrichtung der Kohlenstofffasern – angepasst, um Kreuzungen über 100 % Geschwindigkeit zu vermeiden. Diese sind in der Frequenz ausreichend verteilt, um sichere Tests, d. h. ohne durch Resonanz verursachte Ermüdung, bei niedriger Teilgeschwindigkeit ($\dot{y}50\%$), hoher Teilgeschwindigkeit ($\dot{y}80\%$) und voller Geschwindigkeit (100 % und mehr) zu ermöglichen. Die Erfahrung zeigt, dass die vorhergesagten Frequenzen etwas höher sind als die der hergestellten Schaufelblätter. Lüfter desselben Herstellers zeigen, dass die Frequenzvorhersagen für Torsionsmodi fast 5 % höher sind [18,28]. Darüber hinaus verhinderte in früheren Versuchskampagnen eine Kreuzung mit Motorordnungen über 3 die Erforschung der Geschwindigkeitslinie. Daher konnte die 80%-Geschwindigkeitslinie trotz der Kreuzung von Modus 3 s

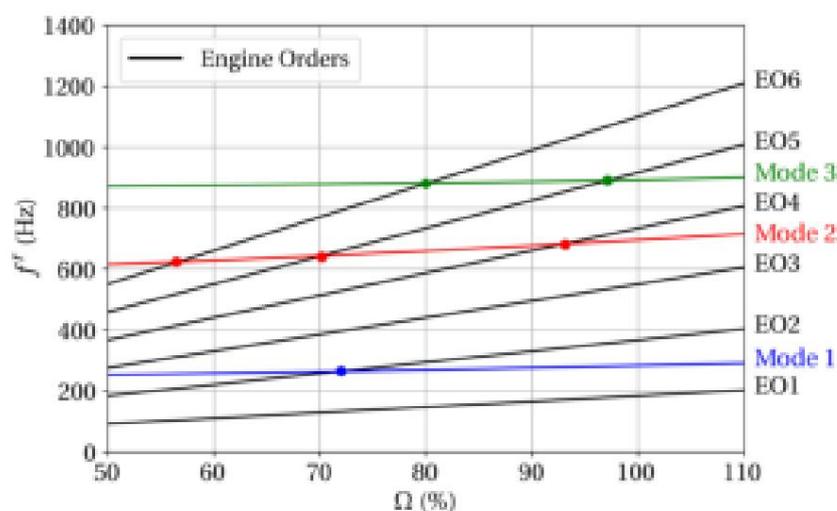


Abbildung 14. Campbell-Diagramm bei ND2.

4.3. Gesamtstabilitätsanalyse

4.3.1. Strategie

Um repräsentativ für industrielle Konfigurationen zu sein und umfassende experimentelle Kampagnen zu ermöglichen, ist es notwendig, dass der Ventilator stabile Betriebsbedingungen aufweist jede geplante experimentelle Rotationsgeschwindigkeit. Eine umfassende Überprüfung würde jeden Knoten testen Durchmesser jedes Modus bei jeder Rotationsgeschwindigkeit. Selbst mit der LRANS-Methode übersteigt dies im Rahmen einer Designstudie. Die systematische Stabilitätsanalyse beschränkt sich auf vier Betriebspunkte. Der Entwurfsunkt OP-A dient als Referenz und muss in jedem Fall stabil sein. OP-B, OP-C und OP-D stehen stellvertretend für die unterschiedlichen Durchflussgrenzen (siehe Abbildung 8).

Bei modernen Lüftern treten Flatterereignisse meist im ersten Biegemodus bei niedriger Knotendurchmesser [3,23,24]. Stapelfeldt und Brandstetter [8] haben jedoch gezeigt, dass Torsionsformen könnten bei einem konvektiven Mechanismus zu aeroelastischer Instabilität führen, wird als nicht-synchrone Schwingung bezeichnet. Daher wurden alle drei Modi untersucht. Tabelle 4 gibt die reduzierten Spitzenfrequenzen (siehe Gleichung (2)) basierend auf der Sehne und der stromaufwärts gelegenen Relativgeschwindigkeit bei beiden betrachteten Geschwindigkeiten.

$$kr = \frac{\text{für}^C}{\text{Tipp}} \quad (2)$$

Um die Anzahl der simulierten aeroelastischen Konfigurationen zu reduzieren, werden nur gerade Zahlen von Knotendurchmesser wurden im ersten Schritt simuliert. Die Knotendurchmesser ± 1 wurden addiert, da Ihr aeroelastisches Verhalten kann nicht aus anderen Knotendurchmessern abgeleitet werden, da Modusform (siehe Bilder 12 und 13). Ungerade Knotendurchmesser wurden simuliert, wenn Diskontinuitäten in aerodynamischen Dämpfungskurven beobachtet.

Tabelle 4. Reduzierte Frequenz auf der Arbeitsleitung (ND8).

Speedline	80 %	100 %
Modus 1	0,09	0,08
Modus 2	0,22	0,19
Modus 3	0,30	0,24

4.3.2. Aerodynamische Dämpfung

Die Bilder 15 und 16 zeigen die aerodynamische Dämpfungszahl $\dot{\gamma}$ als Funktion der Knotenpunkte Durchmesser an den Betriebspunkten OP-A bis OP-D. Die Minimalwerte jeder Kurve sind dargestellt in Tabelle 5. Bei OP-A, dem Auslegungspunkt, ist die aerodynamische Dämpfung immer positiv und die minimale Der erreichte Wert beträgt 1,38 %. Die Variationen der aerodynamischen Dämpfung im Modus 1 als Funktion des Knotendurchmessers sind

glatt für jeden Betriebspunkt. Der kleinste Wert tritt zwischen ND0 und ND2 auf, und bei hohen NDs übersteigt sie 5 %. Für jeden untersuchten Betriebspunkt ist Modus 1 global stabiler als Mode 2 oder Mode 3, insbesondere bei hohen NDs. Aerodämpfungskurven für Mode 2 und Modus 3 ist unregelmäßiger, und für verschiedene NDs werden Minimalwerte erreicht. Nur ein Punkt erwies sich als instabil: Modus 2ND5 bei OP-D. Unter allen anderen simulierten Konfigurationen die aerodynamische Dämpfung ist immer höher als 0,69 %.

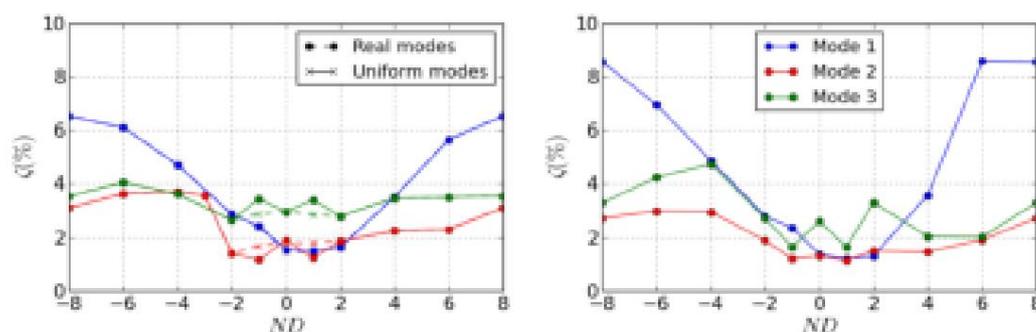


Abbildung 15. Aerodynamische Dämpfung als Funktion des Knotendurchmessers: (links) OP-A; (rechts) OP-B.

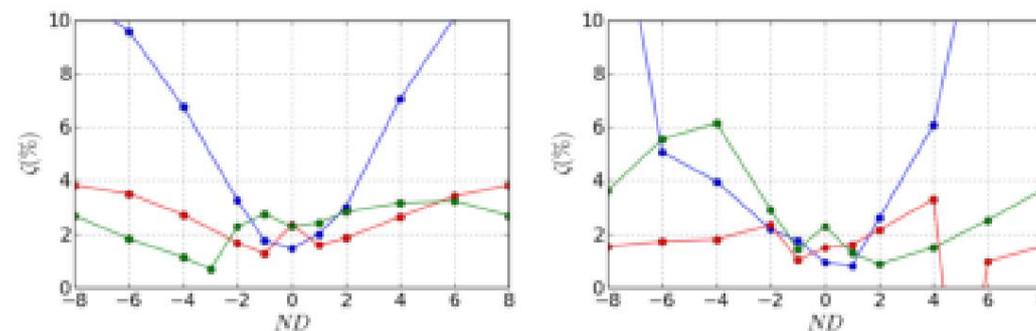


Abbildung 16. Aerodynamische Dämpfung als Funktion des Knotendurchmessers: (links) OP-C; (rechts) OP-D.

Tabelle 5. Minimum der aerodynamischen Dämpfung. Instabiler Zustand rot markiert.

Betriebspunkt OP-A	Modus 1	Modus 2	Modus 3
(100%, 36,0 kg/s)	1,50 %	1,38 %	2,64 %
OP-B (100 %, 32,0 kg/s)	1,20 %	1,15 %	1,64 %
OP-C (100 %, 38,9 kg/s)	1,47 %	1,28 %	0,69 %
OP-D (80 %, 26,0 kg/s)	0,83 %	̈y5,60 %	0,89 %

4.3.3. Einfluss der Modenfrequenz und der Modenformen auf die Dämpfung

In den Dämpfungskurven sind abrupte Änderungen zu beobachten. Zu den möglichen Gründen könnte die Änderung der Modusform und Frequenz bei kleinen Knotendurchmessern sein (siehe Abbildung 11). Diese Abhängigkeit wird bei OP-A in Abbildung 15a quantifiziert. Die aerodynamische Dämpfung wurde mit der gleichen Frequenz und Modenform wie ND8 (uniform modes) berechnet, was ähnlich wie ND2, wie in Abbildung 12 dargestellt. Es wird mit der aerodynamischen Dämpfung verglichen, die erhalten wird mit Modi aus FEM (reale Modi). Die resultierenden Kurven mit einheitlichen Modi sind glatter. Die aerodynamische Dämpfung wird vor allem bei Mode 2ND \pm 1 und Mode 3ND \pm 1 beeinflusst, deren modale Formen und Frequenzen unterscheiden sich stark von anderen NDs. Modus 1ND0 hat eine Verschiebung in von 9%, der Einfluss auf das Stabilitätsverhalten ist jedoch gering. Die unregelmäßigen Die zwischen den Knotendurchmessern $\sqrt{2}$ und 2 beobachteten Änderungen sind hauptsächlich auf die Modusform zurückzuführen Variationen.

4.4. Instabilitätsanalyse

Akustische Bedingungen stromaufwärts und stromabwärts können Diskontinuitäten in der Stabilitätsverhalten der Rotorblätter [31]. In den untersuchten Betriebspunkten werden zahlreiche Schalter

zwischen Cut-On- und Cut-Off-Bedingungen beobachtet werden, aber nur drei Diskontinuitäten im Zusammenhang mit dem akustischen Verhalten, die zu Instabilität führen

könnten, wurden identifiziert: • Für Modus 2ND-3 bei OP-A ist die Stabilitätskurve auf beiden Seiten der Diskontinuität und der Lüfter bleibt stabil (siehe Abbildung 15a).

• Für Modus 3ND-3 bei OP-C erreicht die Stabilität ein Minimum, aber der Fan bleibt stabil (siehe Abbildung 16a). •

Für Modus 2ND5 bei OP-D wird ein instabiler Fan vorhergesagt (siehe Abbildung 16b). Das Stabilitätsverhalten für ND4 bis ND6 wird im Folgenden untersucht.

4.4.1. Aeroelastische Instabilität von Modus 2 bei OP-D

Für Modus 2ND5 bei OP-D wird für den Lüfter eine Instabilität vorhergesagt und die aerodynamische Dämpfung erreicht ein negatives Minimum bei $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_{5,6} \%$. Die lokale Arbeit an der Oberfläche des Blattes, normalisiert gemäß der globalen Arbeit durch $U = 4\dot{\gamma}Ek$ (siehe Gleichung (1)), ist für ND4 bis ND6 dargestellt (Abbildung 17). Die lokale Arbeit befindet sich aufgrund der Modusform hauptsächlich an der Spitze des Blattes (siehe Abbildung 12b). Die entsprechenden Strömungsschwankungen bei ND5 sind mehr als eine Größenordnung höher als bei benachbarten Knotendurchmessern. Wenn beispielsweise die Verschiebung willkürlich auf 1,0 % der Sehne an der Spitze eingestellt wird, betragen die maximalen Druckschwankungen 65 % des statischen Einlassdrucks. Bei ND5 können Schwankungen nicht quantitativ analysiert werden, da dies außerhalb der Hypothese kleiner Störungen liegt, auf der die linearisierte Methode basiert.

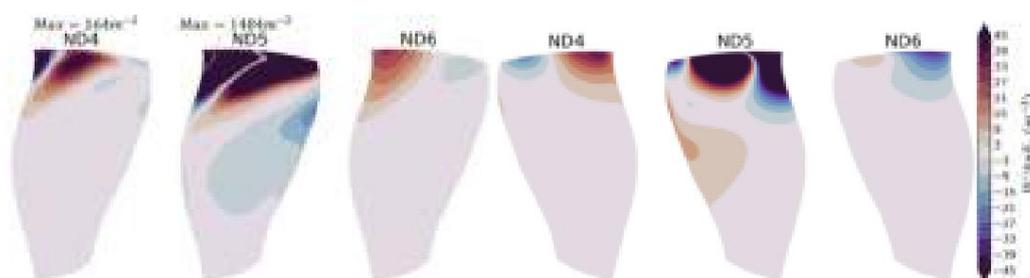


Abbildung 17. Lokale Arbeit bei OP-D für Modi 2ND4 bis 2ND6: (linke drei Blätter) Saugseite; (rechte drei Blätter) Druckseite.

Bei ND4 und ND6 bleibt die Hypothese kleiner Störungen gültig, und die Arbeitsverteilung kann analysiert werden. Abbildung 17 zeigt, dass sowohl die Saugseite als auch die Druckseite in gleichem Maße an der Gesamtstabilität des Blattes beteiligt sind. Die lokalen Arbeitsmuster zwischen ND4 und ND6 auf der Druckseite sind ähnlich, haben jedoch entgegengesetzte Vorzeichen. Auf der Saugseite sind die Muster unterschiedlich. Bei ND4 ist die Arbeit in der Nähe der Vorderkante erst negativ und dann positiv, mit hohen Werten, während die Arbeit bei ND6 über einen großen Bereich leicht positiv ist. Diese wichtige Verhaltensänderung zwischen diesen Knotendurchmessern weist auf Resonanz hin, die in der Nähe von ND5 erreicht wird. Der bei ND5 Dennoch zeigt sich, dass unter diesen Betriebsbedingungen mit Instabilitäten zu rechnen ist, die experimentell mit Vorsicht untersucht werden müssen.

4.4.2. Akustische Ausbreitungsbedingungen

Die Ausbreitungsbedingungen [32] von Modus 2 bei OP-D sind in Abbildung 18 dargestellt. Diese Abbildung vermittelt ein Verständnis der Akustik im Kanal. Eine von einem vibrierenden Ventilator erzeugte akustische Druckwelle kann sich axial ausbreiten, wenn die Frequenz im Grenzfrequenzbereich liegt, wobei es als eine Beziehung (3) definiert wird.

$$F^S = |f^R + \dot{\gamma} ND| \quad (3)$$

wobei f^R die Frequenz im rotierenden Referenzrahmen ist (also die modale Frequenz). Unter der Annahme einer gleichmäßigen Strömung in radialer Richtung, einer Starrkörperströmung und einer hartwanden

Kanal kann die akustische Grenzfrequenz für eine Unterschall-Axialströmung abgeschätzt werden nach Hellmich und Seume [32] als:

$$F_{\text{schneid}} = \frac{ka}{2\tilde{y}} \sqrt{1 - M_x^2 \pm M_y^2} \quad (4)$$

wobei M_x und M_y die axiale und kreisförmige Mach-Zahl, a die Schallgeschwindigkeit und kr die radiale modale Wellenzahl sind, berechnet aus den Bessel-Funktionen. M_x und M_y werden durch den Mittelwert weit stromaufwärts und stromabwärts des Rotorblattes bestimmt. Die Ausbreitungsbedingungen sind in Abbildung 18 dargestellt und wurden in den Ergebnissen der linearisierten Simulation verifiziert. Stromaufwärts breiten sich Schallwellen bei ND0 bis ND6 aus. Stromabwärts breiten sich Schallwellen bei ND4 aus, aber nicht bei ND5 oder ND6. In die entgegengesetzte Richtung findet eine Ausbreitung weder bei ND5 noch bei ND6 statt. Schwingungsmuster, die diese Bedingung erfüllen, nämlich nur in einer axialen Richtung unterbrochen zu sein, sind bekanntermaßen entscheidend für die aeroelastische Stabilität [6,33]. Die in der Aerodämpfungskurve (Abbildung 19) für OP-D beobachtete Diskontinuität scheint mit der Änderung d

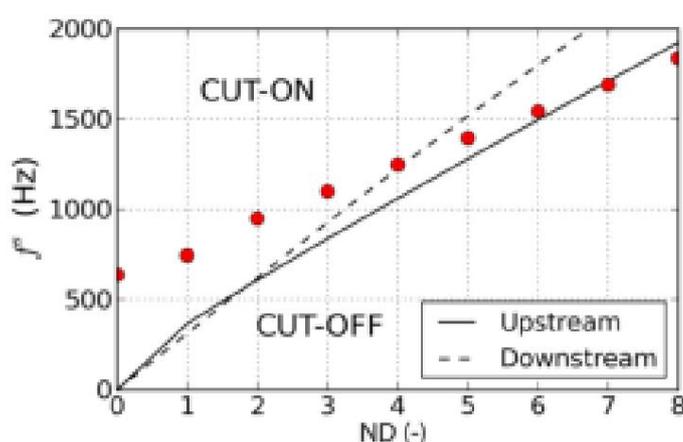


Abbildung 18. Akustische Bedingungen im Modus 2 (rote Punkte) bei OP-D und OP-E.

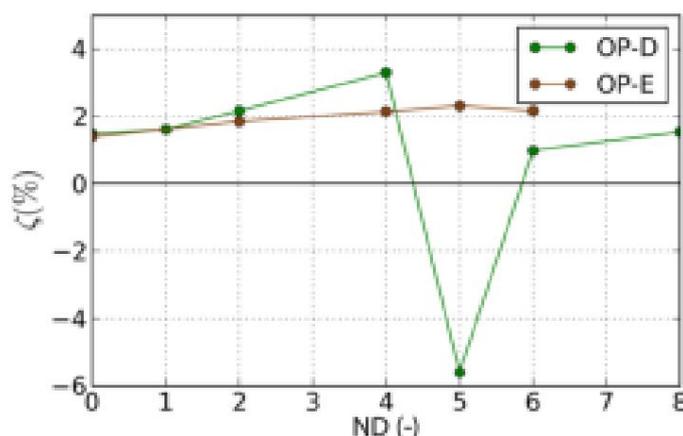


Abbildung 19. Aerodynamische Dämpfung Modus 2 bei OP-D und OP-E.

4.4.3. Einfluss des Betriebspunkts

Die aeroelastische Stabilität wird zwischen OP-D und OP-E für die Modi 2ND4 bis 2ND6 verglichen. Bei OP-E ist der Massenstrom 3,8 % höher als bei OP-D, und die Vorderkanten-Abstandsgröße ist auf 25 % der Sehne reduziert. Die akustischen Grenzfrequenzen bei OP-E sind in Abbildung 18 nicht dargestellt, da die Unterschiede zu OP-D (weniger als die Symbolgröße) im Vergleich zur Modellgenauigkeit nicht signifikant sind. In Simulationen wurde überprüft, dass die akustischen Ausbreitungsbedingungen stromaufwärts und stromabwärts

Betriebspunkte. Die normalisierten lokalen Arbeitsverteilungen sind in **Abbildung 20** dargestellt. Im Gegensatz zu OP-D (siehe **Abbildung 17**) zeigen die Ergebnisse einen sehr geringen Einfluss des Knotendurchmessers an diesem Betriebspunkt und nur eine stabilisierende aerodynamische Dämpfung von über 2,0 % (siehe **Abbildung 19**). Auf der Saugseite ähnelt die Arbeitsverteilung ND4 bei OP-D, jedoch mit geringerer Amplitude. Im Gegensatz zu den Ergebnissen bei OP-D ist die Arbeit auf der Druckseite um eine Größenordnung geringer als auf der Saugseite. Hier wird die Stabilität des Blattes von der Saugseite bestimmt. Die Verschiebung des Massenstroms um 3,8 % führt zu einem stabilen System und unterdrückt den starken Einfluss des Knotendurchmessers auf die Lüfterstabilität. Selbst wenn die akustischen Bedingungen ähnlich sind, bleibt der Lüfter also näher an der Betriebslinie stabil. Basierend auf der vorgestellten Studie ist nicht klar, ob die akustischen Bedingungen der dominierende Treiber für die Instabilität sind oder ob ein konvektiver Mechanismus, wie von Stapelfeldt und Brandstetter [8] beschrieben, zu aeroelastischem Lock-in (nicht synchronen Schwingungen) führt. Letzterer Fall ist nicht unwahrscheinlich, da das ND5-Muster in Resonanz mit einer rückwärts laufenden aerodynamischen Störung der Wellenzahl 11 (aliasiert auf einem 16-Blatt-Rotor) sein kann. Diese Störung würde sich mit einer Geschwindigkeit von $\approx 60\%$ der Lüftergeschwindigkeit im absoluten Referenzrahmen ausbreiten, was gut im Bereich der bekannten konvektiven Störungen liegt [18]. Sie wurde jedoch bisher nicht mit zeitlinearen Methoden untersucht. Die festgestellte Instabilität bei OP-D verhindert jedoch nicht die experimentelle

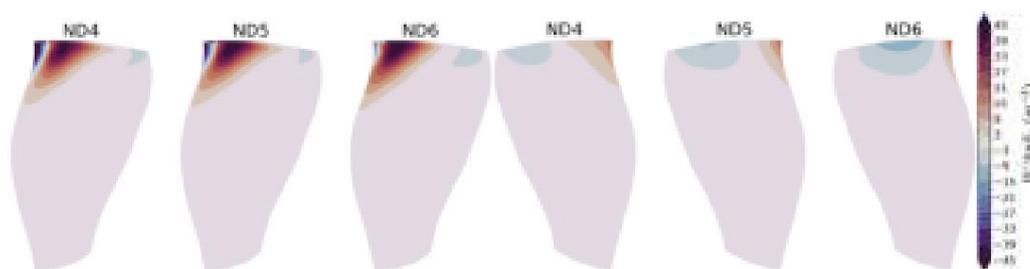


Abbildung 20. Lokale Arbeit bei OP-E für Modi 2ND4 bis 2ND6: (linke drei Blätter) Saugseite; (rechte drei Blätter) Druckseite.

5. Schlussfolgerungen

Ein repräsentativer Ventilator moderner UHBR-Ventilatoren wurde entworfen und als offener Testfall präsentiert. Die Ventilatorblätter bestanden aus unidirektionalen Kohlenstofffasern und Epoxidverbundmaterial. Um eine Analyse des dynamischen Verhaltens zu ermöglichen, wurden die Struktureigenschaften, der Herstellungsprozess und die Lagenausrichtungen vorgestellt.

Der zweite Modus des Lüfters hatte eine signifikante Torsionskomponente an der Schaufelblattspitze, was ihn wahrscheinlich kritisch für die Fluid-Struktur-Wechselwirkungen macht. Modi derselben Familie variieren bei geringen Knotendurchmessern erheblich. Die Auswirkung dieser Unterschiede wurde in aeroelastischen Studien quantifiziert. Die Lüfterstabilität wurde systematisch über repräsentative Betriebspunkte mit einer zeitlinearisierten Methode untersucht. Bei Nenndrehzahl wurden keine aeroelastischen Instabilitäten vorhergesagt. Somit war es möglich, Betriebspunkte bei Teilgeschwindigkeit unter gedrosselten Bedingungen eine potenzielle Instabilität festgestellt, die in zukünftigen Arbeiten genauer untersucht werden soll. Es zeigte sich, dass der Instabilitätsbereich weit von der Betriebslinie entfernt blieb, und dies wird der Schwerpunkt der geplanten Versuchskampagne sein, die voraussichtlich Mitte 2022 beginnen wird.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung: VP, PD, SA, LB, PF, XO und CB; Methodik: VP, PD, SA, LB, PF, XO und CB; Untersuchung: VP, PD, SA, LB, PF, XO und CB; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs: VP und CB; Schreiben – Überprüfung: PD, SA, LB, PF und XO; Überprüfung und Bearbeitung: VP und CB; Visualisierung: VP und CB; Überwachung: PD, SA, LB, PF, XO und CB; Projektverwaltung/Mittelbeschaffung: SA, XO und CB. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Dieses Projekt wurde vom Clean Sky 2 Joint Undertaking (JU) im Rahmen der Finanzhilfvereinbarung Nr. 864719 finanziert. Das JU erhält Unterstützung aus dem Forschungsprogramm Horizont 2020

und Innovationsprogramm und die Clean Sky 2 JU-Mitglieder außer der Union. Diese Veröffentlichung spiegelt nur die Meinung der Autoren wider und das JU ist nicht für die Verwendung der darin enthaltenen Informationen verantwortlich. Die Entwicklung des Open-Test-Case-Fans wird vom CIRT (Consortium Industrie-Recherche en Turbomachine) unterstützt.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Die Geometrie, die experimentellen Ergebnisse und die verfügbaren Simulationen sind nach Absprache europäischen Forschungsinstituten und internationalen Forschern zugänglich. Registrierung unter catana.ec-lyon.fr, abgerufen am 20. September 2021.

Danksagungen: Die Autoren danken Safran Aircraft Engines für ihre kontinuierliche Unterstützung, insbesondere für den Beitrag von Laurent Jablonski während der Entwurfsphase des offenen Testfalls.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

EO	Motorbestellung
FEM	Finite-Elemente-Methode
LRANS	Linearisierte Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Rechentheorie
ND	Knotendurchmesser
NSV	Asynchrone Schwingung
OGV	Auslassleitschaufeln (Stator)
OP	Betriebspunkt
RANS	Reynolds-gemittelter Navier–Stokes
UHBR	Ultrahohes Bypass-Verhältnis

Verweise

- Brandstetter, C.; Pagès, V.; Duquesne, P.; Ottavy, X.; Ferrand, P.; Aubert, S. UHBR Open-Test-Case Fan ECL5/CATANA, Teil 1: Geometrie und aerodynamische Leistung. In Proceedings of the European Turbomachinery Conference ETC14 2021, Paper Nr. 625, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021. Online verfügbar: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03257374> (abgerufen am 20. September 2021).
- Pagès, V.; Duquesne, P.; Ottavy, X.; Ferrand, P.; Aubert, S.; Blanc, L.; Brandstetter, C. UHBR Open-Test-Case Fan ECL5/CATANA, Teil 2: Mechanische und aeroelastische Stabilität. In Proceedings of the European Turbomachinery Conference ETC14 2021, Paper Nr. 626, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021. Online verfügbar: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03257377> (abgerufen am 20. September 2021).
- Vahdati, M.; Cumpsty, N. Aeroelastische Instabilität in transsonischen Ventilatoren. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2015, 138, 022604. [\[CrossRef\]](#)
- Lee, BHK Selbsterhaltende Stoßschwingungen an Tragflächen bei transsonischen Geschwindigkeiten. *Prog. Aerosp. Sci.* 2001, 37, 147–196. [\[CrossRef\]](#)
- Dodds, J.; Vahdati, M. Rotierende Stallbeobachtungen in einem Hochgeschwindigkeitskompressor – Teil I: Experimentelle Studie. *J. Turbomach.* 2015, 137, 051002. [\[CrossRef\]](#)
- Fiquet, AL; Vercoutter, A.; Buffaz, N.; Aubert, S.; Brandstetter, C. Akustische Resonanz in einem axialen Mehrstufenkompressor, die zu nicht synchronen Schaufelschwingungen führt. In Proceedings of the ASME Turbo Expo 2020 & Turbomachinery Technical Conference and Exposition, Online, 21.–25. September 2020; ASME: London, Großbritannien, 2020.
- Kielb, RE; Barter, JW; Thomas, JP; Hall, KC Schaufelanregung durch aerodynamische Instabilitäten: Eine Studie über Kompressorschauflern. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2003, zusammen mit der 2003 International Joint Power Generation Conference, Atlanta, GA, USA, 16.–19. Juni 2003; Digitale Sammlung der American Society of Mechanical Engineers; American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA, 2003; Band 4, S. 399–406. [\[CrossRef\]](#)
- Stapelfeldt, S.; Brandstetter, C. Asynchrone Schwingungen in Axialkompressoren: Lock-in-Mechanismus und semi-analytisches Modell. *J. Sound Vib.* 2020, 488, 115649. [\[CrossRef\]](#)
- Lee, KB; Wilson, M.; Vahdati, M. Validierung eines numerischen Modells zur Vorhersage von Strömungsabrissen in einem langsam laufenden Ventilator – Teil I: Modifikation des Spalart–Allmaras Turbulenzmodells. *J. Turbomach.* 2018, 140, 051008. [\[CrossRef\]](#)
- Peters, A.; Spakovszky, ZS; Lord, WK; Rose, B. Ultrakurze Triebwerksgondeln für Triebwerke mit niedrigem Fan-Druckverhältnis. *J. Turbomach.* 2015, 137, 021001. [\[CrossRef\]](#)
- Wilson, MJ; Imregun, M.; Sayma, AI Der Effekt der Staffelungsvariabilität in Gasturbinen-Fan-Baugruppen. *J. Turbomach.* 2006, 129, 404–411. [\[CrossRef\]](#)
- Lu, Y.; Green, J.; Stapelfeldt, SC; Vahdati, M. Einfluss der geometrischen Variabilität auf Lauform und Leistung eines transsonischen Fan. *J. Turbomach.* 2019, 141, 101012. [\[CrossRef\]](#)

13. Zhai, Y.; Bladh, R.; Dyverfeldt, G. Aeroelastische Stabilitätsbewertung einer industriellen Kompressorschaukel einschließlich Verformungseffekte. *J. Turbomach.* 2012, 134, 060903. [\[CrossRef\]](#)
14. Goerke, D.; Le Denmat, AL; Schmidt, T.; Kocian, F.; Nicke, E. Aerodynamische und mechanische Optimierung von CF/PEEK-Blättern eines gegenläufigen Lüfters. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition*, Kopenhagen, Dänemark, 11.–15. Juni 2012; ASME: Kopenhagen, Dänemark, 2012; Band 7: Strukturen und Dynamik, Teile A und B, S. 21–33. [\[CrossRef\]](#)
15. Schmid, T.; Lengyel-Kampmann, T.; Schmidt, T.; Nicke, E. Optimierung einer Kohlefaserverbundschaukel eines gegenläufigen Lüfters für Flugzeugtriebwerke. In *Proceedings der 13. European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics & Thermodynamics*, Lausanne, Schweiz, 8.–12. April 2019; European Turbomachinery Society: Lausanne, Schweiz, 2019.
16. Reiber, C.; Blocher, M. Potenzial der aeroelastischen Anpassung zur Verbesserung der Flatterstabilität von Turbomaschinen-Kompressorschaukeln. In *Proceedings der 12. European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics & Thermodynamics*, Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017; European Turbomachinery Society: Stockholm, Schweden, 2017. [\[CrossRef\]](#)
17. Rendu, Q. Modélisation des Écoulements Transsoniques Découplés pour L'étude des Interactions Fluide-Structure. Ph.D. Diplomarbeit, Université de Lyon, Lyon, Frankreich, 2016.
18. Rodrigues, M.; Soulat, L.; Paoletti, B.; Ottavy, X.; Brandstetter, C. Aerodynamische Untersuchung eines Verbund-Langsamläufers für UHBR-Anwendung. *J. Turbomach.* 2021, 143, 101004. [\[CrossRef\]](#)
19. Seiten, V. Konzeption des Ventilators UHBR ECL5 für eine Analyse der Mechanismen multiphysischer Interaktionen am Ursprungsort Flottement. Ph.D. Diplomarbeit, Ecole Centrale de Lyon, Lyon, Frankreich, 2021.
20. Wang, J.; Paton, R.; Page, JR Das Drapieren von gewebten Stoffvorformlingen und Prepregs zur Herstellung von Polymerverbundwerkstoffen Komponenten. *Compos. Teil A Appl. Sci. Manuf.* 1999, 30, 757–765. [\[CrossRef\]](#)
21. Barbero, EJ Finite-Element-Analyse von Verbundwerkstoffen mit ANSYS®, 2. Auflage; CRC Press: Boca Raton, FL, USA, 2013.
22. Carta, FO Gekoppelte Schaukel-Scheiben-Ummantelungs-Flatterinstabilitäten in Turbojet-Triebwerkrotoren. *J. Eng. Power* 1967, 89, 419–426. [\[CrossRef\]](#)
23. Sanders, AJ; Hassan, KK; Rabe, DC Experimentelle und numerische Untersuchung des Stallflatterns in einem transsonischen Fan mit niedrigem Seitenverhältnis Blisk. *J. Turbomach.* 2004, 126, 166–174. [\[CrossRef\]](#)
24. Aotsuka, M.; Murooka, T. Numerische Analyse des transsonischen Stallflatterns von Fan-Turbinen. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*, Düsseldorf, Deutschland, 16.–20. Juni 2014; ASME: Düsseldorf, Deutschland, 2014; Band 7B: Strukturen und Dynamik; Band V07BT35A020. [\[CrossRef\]](#)
25. Rendu, Q.; Philit, M.; Rozenberg, Y.; Labit, S.; Chassaing, JC Zeitlinearisierte und harmonische Gleichgewichts-Navier-Stokes-Berechnungen einer transsonischen Strömung über einer oszillierenden Unebenheit. In *Proceedings des 14. Internationalen Symposiums für instationäre Aerodynamik, Aeroakustik und Aeroelastizität von Turbomaschinen*, Stockholm, Schweden, 8.–11. September 2015; ISUAAAT: Stockholm, Schweden, 2015; S. 14.
26. Philit, M.; Ferrand, P.; Labit, S.; Chassaing, JC; Aubert, S.; Fransson, T. Abgeleitetes Turbulenzmodell zur Vorhersage harmonischer Lasten in transsonischen, getrennten Strömungen über einer Bodenwelle. In *Proceedings des 28. Internationalen Kongresses der Luftfahrtwissenschaften*, Brisbane, Australien, 23.–28. September 2012; ICAS: Brisbane, Australien, 2012; S. 11.
27. Duquesne, P.; Aubert, S.; Rendu, Q.; Ferrand, P. Einfluss des Knotendurchmessers auf die lokale Schaukelerschwingung und die Flatterinstabilität der Drosselklappe im transsonischen UHBR-Lüfter. In *Proceedings des 15. Internationalen Symposiums für instationäre Aerodynamik, Aeroakustik und Aeroelastizität von Turbomaschinen*, Göteborg, Schweden, 16.–17. Oktober 2018; S. 10.
28. Brandstetter, C.; Paoletti, B.; Ottavy, X. Beginn einer kompressiblen modalen Instabilität in einem aerodynamisch verstimmt transsonischen Fan. *J. Turbomach.* 2019, 141, 031004. [\[CrossRef\]](#)
29. Allemang, RJ Das Modal Assurance-Kriterium – Zwanzig Jahre Nutzung und Missbrauch. *J. Sound Vib.* 2003, 37, 14–23.
30. Duquesne, P.; Mahieux, B.; Aubert, S.; Ferrand, P. Empfindlichkeit der Vorhersage des aerodynamischen Dämpfungskoeffizienten gegenüber der Turbulenzmodellierung in Verbindung mit der Schwingungsform. In *Proceedings der 13. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und -Thermodynamik ETC13*, Lausanne, Schweiz, 8.–12. April 2019; European Turbomachinery Society: Lausanne, Schweiz, 2019; S. 12.
31. Ferria, H.; Ferrand, P.; Pacull, F.; Aubert, S. Numerische Untersuchung der Flatterstabilität in Unterschall-Weltraumturbinenblisks mit Schwerpunkt auf Cut-On/Cut-Off-Modi und Phasenwinkeln zwischen den Rotorblättern. *J. Therm. Sci.* 2012, 21, 492–499. [\[CrossRef\]](#)
32. Hellmich, B.; Seume, JR Ursachen akustischer Resonanz in einem Hochgeschwindigkeits-Axialkompressor. *J. Turbomach.* 2008, 130, 031003. [\[Querverweis\]](#)
33. Atassi, HM; Fang, J.; Ferrand, P. Akustische Blockadeeffekte in instationären transsonischen Düsen- und Kaskadenströmungen. In *Proceedings des 33. Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, USA, 9.–12. Januar 1995; AIAA: Reno, NV, USA, 1995; Band 95-0303, S. 9.

Artikel

Akustoelastische Moden in Rotor-Hohlraum-Systemen: Ein durch Messungen unterstützter Überblick über Frequenzverschiebungseffekte

Tina Unglaube * und Dieter Brillert

Lehrstuhl für Turbomaschinen, Universität Duisburg-Essen, 47057 Duisburg, Deutschland; dieter.brillert@uni-due.de * Korrespondenz: tina.unglaube@uni-due.de

Zusammenfassung: Mit zunehmender Fluidichte in Kreiselkompressoren rücken Fluid-Struktur-Wechselwirkungen und gekoppelte akustoelastische Modi immer stärker in den Fokus, um Maschinenausfälle zu vermeiden. Neben dem Schwingungsverhalten des Laufrads müssen auch die in den Seitenhohlräumen entstehenden akustischen Modi verstanden werden, um einen sicheren und zuverlässigen Betrieb zu gewährleisten. In einem gekoppelten System beeinflussen sich diese struktur- und akustisch dominanten Modi gegenseitig. Daher wird auf Grundlage von Erkenntnissen aus der Literatur ein umfassender Überblick über Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen erstellt. Zusätzlich werden experimentelle Ergebnisse zu gekoppelten Moduspaaren in einem Rotor-Hohlraum-Teststand mit einer rotierenden Scheibe unter verschiedenen Betriebsbedingungen vorgestellt. Die Messergebnisse für strukturdominante Modi stimmen gut mit den theoretischen Vorhersagen überein. Die Entwicklung einer vorwärts und einer rückwärts laufenden Welle wird für jeden Modus bei rotierender Scheibe demonstriert. Durchgeführte Experimente zeigen das Auftreten von schwach und stark gekoppelten Moduspaaren, da Frequenzverschiebungen beobachtet werden, die nicht allein durch „entkoppelte Moduseffekte“ wie zusätzliche Masse, Schallgeschwindigkeit und Versteifungseffekt erklärt werden können, sondern auf einen zusätzlichen Kopplungseffekt hinweisen. Die Hypothese einer größeren Frequenzverschiebung bei stärker gekoppelten Moden kann jedoch nicht konsistent bestätigt werden. Nur bei dem stark gekoppelten Modenpaar mit vier Knotendurch-

Schlüsselwörter: Rotor-Hohlraum-System; akustoelastische Modi; Kopplung; Fluid-Struktur-Wechselwirkung



Zitat: Unglaube, T.; Brillert, D.

Akustoelastische Moden in

Rotor-Hohlraum-Systeme: Ein durch

Messungen unterstützter Überblick über

Frequenzverschiebungseffekte. Int. J. Turbomach.

Propuls. Power 2022, 7, 15. <https://doi.org/10.3390/ijtp7020015>

10.3390/ijtp7020015

Wissenschaftlicher Redakteur: Antoine Dazin

Erhalten: 26. Januar 2022

Akzeptiert: 4. Mai 2022

Veröffentlicht: 6. Mai 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-

NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

1. Einleitung

Kreiselkompressoren werden in zahlreichen industriellen Anwendungen eingesetzt, darunter Gaskompression in der chemischen Industrie, Erdgasförderung und -verflüssigung, verbesserte Ölrückgewinnung sowie Kohlenstoffabscheidung und -speicherung. Die erforderlichen Auslassdrücke steigen kontinuierlich an und damit auch die Fluidichte im Inneren der Maschine, wodurch die auf das Laufrad wirkenden Kräfte zunehmen. Neben dem Schwingungsverhalten des Laufrads, das in den letzten Jahrzehnten ausführlich untersucht wurde, müssen diese Fluid-Struktur-Wechselwirkungen verstanden werden. Heute ist bekannt, dass sich die Eigenfrequenzen von Kompressorlaufrädern aufgrund einer Zunahme der Gasdichte des umgebenden Fluids verschieben. Darüber hinaus wurde festgestellt, dass akustische Modi, die sich in den Seitenhohlräumen von Radialkompressoren aufbauen, eine weitere potenzielle Quelle für Hochzyklusermüdung sind. Neuere Studien gehen davon aus, dass sich akustische und Scheibenschwingungsmodi gegenseitig beeinflussen, was zu weiteren Frequenzverschiebungen in gekoppelten Moden führt. Diese Effekte sind jedoch noch nicht vollständig verstanden. Um eine sichere und zuverlässige Konstruktion zu gewährleisten und Maschinenausfälle während des Betriebs zu vermeiden, müssen diese gekoppelten Eigenfrequenzen genau vorhergesagt und die Anregungs- und Dämpfungsmechanismen weiter untersucht werden.

Rotor-Hohlraum-Systeme, bestehend aus einer rotierenden Scheibe in einem flüssigkeitsgefüllten Hohlraum, stellen ein vereinfachtes Modell von Kreiselkompressoren für grundlegende Forschungszwecke dar. Daher wird ein umfassender Überblick über Frequenzverschiebungseffekte in akustoelastischen Rotor-Hohlraum-Systemen auf der Grundlage von in der Literatur veröffentlichten Erkenntnissen erstellt. Dies bietet eine solide Grundlage für ein theoretisches Verständnis des Themas, das das

Daten. Zu diesem Zweck wurde am Lehrstuhl für Turbomaschinen **der Universität Duisburg-Essen ein Rotor-Hohlraum-Prüfstand aufgebaut**, der das Auftreten gekoppelter akustoelastischer Moden demonstriert. Er ermöglicht es den Forschern, systematisch experimentelle Daten zur Rotor-Fluid-Wechselwirkung und zur Bildung gekoppelter akustischer und **strukturdominanter Moden zu sammeln und auszuwerten, während verschiedene Einflussparameter unabhängig voneinander variiert werden. Dadurch wird ein tieferes Verständnis der Kopplungs- und Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen gewonnen.**

2. Literaturübersicht

Einige der ersten Arbeiten über Scheibenschwingungen in Turbomaschinen wurden von Lamb und Southwell (1921) [1] und Southwell (1922) [2] durchgeführt, die die Schwingungen einer rotierenden kreisförmigen Scheibe analysierten. Einige Jahre später veröffentlichte Campbell (1924) [3] seine grundlegende Studie über die Schwingungsanregung rotierender Turbomaschinen und etablierte damit das sogenannte Campbell-Diagramm. Bis heute ist es ein weit verbreitetes Werkzeug, um potenzielle Schwingungsresonanzen zu vermeiden, die zu Maschinenausfällen führen könnten. In der Folgezeit wurden viele Studien durchgeführt, in denen das Schwingungsverhalten rotierender Turbomaschinen untersucht wurde. So veröffentlichten Eversman und Dodson (1969) [4] beispielsweise eine technische Anmerkung zur freien Schwingung rotierender, zentral eingespannter kreisförmiger Scheiben und präsentierten eine analytische Lösung der Eigenwertgleichung als Funktion des Nabe-Scheibe-Verhältnisses für unterschiedliche Spinsteifigkeitsparameter und Eigenformen. Ewins (1973) [5] veröffentlichte eine analytische und experimentelle Studie über die Schwingungseigenschaften abgestimmter und verstimmter Schaufelradanordnungen und betonte, wie wichtig es sei, die komplette Schaufelradanordnung zu betrachten, anstatt Scheibe und Schaufeln getrennt. Irrerier [6,7] untersuchte die natürlichen und erzwungenen Schwingungen einer Radscheibe und erstellte ein numerisches Modell zur Berechnung der Eigenfrequenzen und Eigenformen des Systems und führte später Experimente und Berechnungen zu den Schwingungen rotierender Radialräder durch, die gute Übereinstimmung mit den Berechnungen ergaben. Eine der ersten grundlegenden Untersuchungen über aeroakustische Anregungsquellen in Turbomaschinen wurde

von Tyler und Sofrin (1962) [8] veröffentlicht. Sie identifizierten die Rotor-Stator-Wechselwirkung als einen signifikanten Lärm erzeugenden Mechanismus und fanden heraus, dass sowohl der rotierende Rotor allein als auch die Rotor-Stator-Wechselwirkung rotierende Druckmuster erzeugen. Seitdem werden diese rotierenden Modi als Tyler-Sofrin-Modi bezeichnet. Ehrich (1969) [9] leitete ein analytisches Modell eines ringförmigen akustischen Hohlraums ab, um Rückschlüsse auf die Eigenfrequenzen der akustischen Modi im Hohlraum zu ziehen. Es wird verwendet, um experimentelle Daten einer Turbomaschine über einen Bereich von Rotationsgeschwindigkeiten zu analysieren und Resonanzspitzen bei Überschall- und Unterschall-Radgeschwindigkeiten zu erklären. Zu den neueren Veröffentlichungen zählen Eisinger (2002) [10] und Eisinger und Sullivan (2002) [11], die sich mit der akustisch bedingten Ermüdung von Laufrädern rotierender Maschinen befassen. Es wird die Kopplung der strukturellen und akustischen Modi diskutiert, die letztendlich zum strukturellen Versagen des Laufrads führen kann. Dies ist besonders wichtig für Laufräder in Fluiden mit hoher Dichte, bei denen Scheibenschwingung und akustische Modi nicht mehr getrennt behandelt werden können, sondern als gekoppeltes System analysiert werden müssen. Entlang dieser Kausalkette sind die Veröffentlichungen von Magara [12,13] von besonderem Interesse, da sie die Strukturfrequenzen von Radialkompressoren in einer Umgebung mit hoher Dichte diskutieren. Es werden zwei analytische Modelle entwickelt, um die nachfolgenden Frequenzverschiebungsphänomene für eine nicht rotierende und eine rotierende Scheibe aufgrund der Moduskopplung zu erklären. Die experimentellen Ergebnisse stimmen gut mit den numerischen überein. Beirow et al. (2015) [14] untersuchten die Wirkung einer FehlAbstimmung auf eine Hochdruckkompressor-Blisk im Ruhezustand hinsichtlich struktureller Schwingungsmodi und Dämpfungsverhältnisse. Die erzwungene Reaktion wird analysiert und es zeigt sich, dass unter Berücksichtigung aeroelastischer Kopplungseffekte die Dämpfung der Struktur im Allgemeinen zunimmt, während die Reaktion abnimmt. Basierend auf anderen theoretischen Modellen schlagen Heinrich et al. vor: (2020) [15] schlugen ein verallgemeinertes Modell zur Approximation gekoppelter akusto-mechanischer Eigenfrequenzen in Hochdruck-Radialkompressoren vor, das später um die Berücksichtigung von Dämpfungseffekten erweitert wurde (Heinrich et al. (2021) [16]). Im letzteren Fall werden die Modellergebnisse weiter mit experimentellen Daten verglichen, was eine ausgezeichnete Übereinstimmung hinsichtlich der vorhergesagten Eigenfrequenzen und eine akzeptable Übereinstimmung hinsichtlich der Dämpfungsverhältnisse ergibt.

Beispiele für aeroakustische Anregungen in industriellen Turbomaschinen werden z. B. von Hellmich und Seume (2006) [17] berichtet, wo eine akustische Resonanz in einem vierstufigen Axialkompressor mit einem vereinfachten Modell für spiralförmige akustische Moden erklärt wird, sowie von König (2009) [18] und Petry et al. (2012) [19], die akustische Eigenmoden in den Seitenhohlräumen eines industriellen Radialkompressors untersuchen. Ihr Aufbau umfasst eine komplette Kompressorstufe, von den Einlassleitschaufeln bis zu den Rücklaufleitschaufeln. Ein weiterer Fall tatsächlicher Hochlastschwingungsermüdung in einem industriellen Kompressor, der möglicherweise durch aeroelastische Anregung verursacht wurde, wird von Eckert (1999) [20] beschrieben, was unterstreicht, dass das Problem der Fluid-Struktur- Wechselwirkung in Turbomaschinen in realen Anwendungen von erheblicher

Der vorliegende Beitrag basiert auf den vorangegangenen Arbeiten der Forschungsgruppe am Lehrstuhl für Turbomaschinen der UDE und zielte darauf ab, grundlegende experimentelle Daten zur Rotor-Fluid-Wechselwirkung zu sammeln. Barabas et al. (2015) [21] stellten den Prüfstand und die Messinstrumente im Detail vor und präsentierten erste Geschwindigkeitsprofilmessungen, die auf eine turbulente Strömung mit hohen Reynoldszahlen innerhalb der Kavität hinwiesen. Barabas et al. (2017) [22] präsentierten Frequenzverschiebungen zu höheren und niedrigeren Frequenzen für die beiden Modi eines gekoppelten Moduspaars bei einer Änderung des Kavitätsdrucks. Darüber hinaus wurden störende Einflüsse sich kreuzender Modi identifiziert. Barabas et al. (2018) [23] konzentrierten sich dann auf die Dämpfung schwach gekoppelter akustischer dominanter Modi, die mit zunehmendem Fluidruck abnimmt, und stellten eine Beziehung zwischen dem Dämpfungsverhältnis, der kinematischen Viskosität und der Eigenfrequenz der akustischen Modi her.

Es wird gezeigt, dass die strukturell-akustische Modenkopplung in Rotor-Hohlraum-Systemen ein komplexes Forschungsgebiet ist, in dem viele wechselwirkende Effekte zu berücksichtigen sind. Mehrere Veröffentlichungen befassen sich mit einigen dieser Effekte, aber bisher hat keine sie im Großen und Ganzen offenbart. Dieser Beitrag trägt zu einem tieferen Verständnis des Zusammenwirkens aller relevanten Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen bei und unterstützt damit die Bemühungen, Resonanzen in Kreiselkompressoren zu vermeiden, die letztlich zu Komponentenausfällen in Turbom

3. Theorie der Frequenzverschiebungen in Rotor-Hohlraum-

Systemen 3.1. Das Rotor-Hohlraum-System

Ein Rotor-Hohlraum-System (oder Rotor-Stator-System) besteht aus einem Laufrad, das in einem stationären Hohlraum rotiert. Es kann als vereinfachtes Modell von Turbomaschinen-Laufrädern in einem Gehäuse verwendet werden. Die rotierende Scheibe teilt das Flüssigkeitsvolumen in zwei separate Hohlräume, ähnlich den Seitenhohlräumen in z. B. Kreiselkompressoren. Das Verhältnis der axialen Spaltbreite s des Hohlraums zum Scheibenradius r_d ist eine charakteristische Dimension, die den Hohlraum beschreibt und als dimensionslose axiale Spaltbreite G bezeichnet wird.

$$G = \frac{s}{r_d} \quad (1)$$

Zwischen den Schwingungsmodi der Platte und den akustischen Modi im flüssigkeitsgefüllten In Hohlräumen kommt es zu einer Fluid-Struktur-Wechselwirkung, wenn eine resultierende Kraft von einem auf das andere wirkt. Diese Wechselwirkungen äußern sich in Form von Strukturmoden außerhalb der Ebene der Scheibe und schwankenden Druckmustern des Fluids, die nur dann wirklich vernachlässigt werden können, wenn die Scheibe im Vakuum rotiert. Struktur- und Akustikmoden beeinflussen sich zusätzlich gegenseitig, wenn ein bestimmtes Modenpaar gekoppelt ist. Dies führt zu einer weiteren Frequenzverschiebung. Im Falle einer Kopplung werden die Moden als Struktur- und Akustikdominante Moden bezeichnet.

3.2. Entkoppelte Struktur-/Scheibenschwingungsmodi

Die Schwingungsform von Scheibenschwingungsmodi, auch Strukturmodi genannt, wird durch die Anzahl der Knotendurchmesser (diametrale Modi oder Umfangsordnung) m und die Anzahl der Knotenkreise (oder radiale Ordnung) n charakterisiert. Bei einer rotierenden Scheibe tritt eine Resonanz zwischen einer Eigenfrequenz $f_{m,n}$ eines ihrer Scheibenmodi und einer Anregungsfrequenz $f_{e,st}$ auf, wenn letztere mit der Rotationsfrequenz der vorwärts oder rückwärts laufenden Welle des Scheibenmodus übereinstimmt, wie folgt [3]:

$$f_{e,st} = f_{m,n} \pm m \times \dot{\varphi} \quad (2)$$

wobei $\dot{\gamma}$ die Rotationsfrequenz der rotierenden Scheibe ist.

Die Eigenfrequenzen der Scheibe $f_{m,n}$ steigen mit zunehmender Scheibendrehzahl $\dot{\gamma}$ aufgrund der versteifenden Wirkung des Zentrifugalkraftfeldes leicht an [7]. Dieser Effekt kann angenähert werden (wie z. B. in [2]), ist aber oft so klein, dass er vernachlässigt werden kann [7].

Bei einer verstimmtten Scheibe, d. h. einer nicht-achsensymmetrischen Scheibe, gibt es zwei Eigenfrequenzen für eine Scheibenmode. Für praktische Anwendungen ist diese Frequenzaufspaltung jedoch oft vernachlässigbar [7]. Im Allgemeinen gelten die oben genannten Überlegungen auch für rotierende Laufräder. Allerdings wird eine Verstimmung aufgrund geometrischer Ungleichförmigkeiten bei komplexeren Laufradgeometrien wahrscheinlicher [5]. Eine solche Verstimmung führt zu unregelmäßigeren und komplexeren Modenformen und zu mehr Resonanzen.

3.3. Entkoppelte akustische/Hohlraummoden

In einem flüssigkeitsgefüllten Hohlraum können sich akustische Moden (oder Hohlraummoden) bilden, die sich als fluktuierende Druckmuster manifestieren. In rotierenden Maschinen werden diese akustischen Wellen durch die Strömung durch die Maschine angeregt und können durch die Rotation des Laufrads verstärkt werden [10]. Ähnlich wie Strukturmoden werden akustische Moden durch ihre Anzahl von Knotendurchmessern p , Knotenkreisen q und zusätzlich axialen Knoten r charakterisiert. Die Frequenz des (p,q) -Akustikmodus innerhalb eines

$$f_{p,q} = \frac{c}{2\dot{\gamma} r c} \cdot \dot{\gamma} (\dot{\gamma})_{p,q} c$$

(3),

wobei $(\dot{\gamma})_{p,q}$ die dimensionslosen Lösungen der ersten Ableitung der Bessel-Funktion für den (p,q) -Schallmodus sind (siehe Abbildung 1). Aus Gleichung (3) können wir erkennen, dass die Eigenfrequenz des Schallmodus linear von der Schallgeschwindigkeit c des Fluids und damit von den Fluideigenschaften abhängt. So bewirkt beispielsweise eine Erhöhung des Fluiddrucks eine Verschiebung der Eigenfrequenz der Schallmodi. Dies wird im Folgenden als Schallgeschwindigkeitseffekt bezeichnet. Eine Änderung des Hohlraumradius r_c führt ebenfalls zu einer Änderung der Schallfrequenz; eine Änderung der axialen Spaltbreite hat gemäß diesem Modell in Gleichung (3) jedoch keine

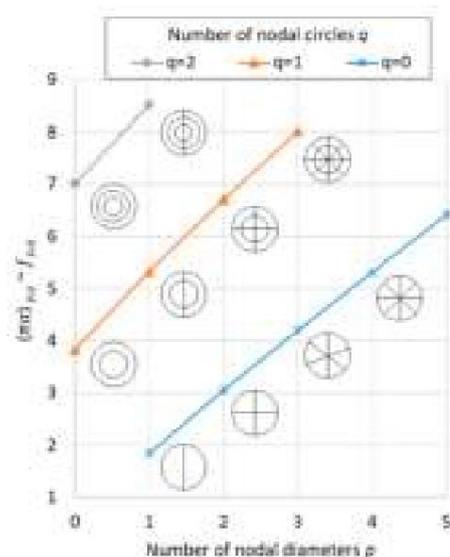


Abbildung 1. Dimensionslose Lösungen der Bessel-Funktionen für akustische Frequenzen innerhalb eines Zylinders und entsprechende Modusformen für unterschiedliche Anzahlen von Knotendurchmessern und Knotenkreisen.

In einem Rotor-Stator-System führt die Scheibenrotation zu einer Fluidrotation im Hohlraum. Diese Strömungsmuster beeinflussen die Bildung akustischer Modi und können in Abhängigkeit von der Umfangs-Reynoldszahl Re beschrieben werden, die wie folgt definiert ist:

$$Re = \frac{u L}{\dot{\gamma}} = \frac{2 \dot{\gamma} r d}{\dot{\gamma}} \quad (4)$$

wobei u die Umfangsgeschwindigkeit, L die charakteristische Länge und $\dot{\gamma}$ die kinematische Viskosität des Fluids ist. Das weit verbreitete Rotor-Stator-Kavitätsströmungsmodell von Daily und Nece (1960) [25] unterscheidet zwischen vier Strömungsregimen, wobei die beiden turbulenten entweder verschmolzene oder getrennte Grenzschichten aufweisen. Letztere ist bei größeren Kavitätsbreiten oder höheren Reynoldszahlen vorherrschend und durch eine Kernströmung gekennzeichnet, für die eine nahezu konstante Umfangsgeschwindigkeit angenommen wird, d. h. das Fluid wirbelt als Massenströmung.

Die Kernrotation kann durch das Verhältnis k_0 der Fluidgeschwindigkeit v_f zur Laufradumfangsgeschwindigkeit u beschrieben werden und hängt nur dann von der Geometrie des Blasenfeldes ab, wenn keine überlagerte Durchflussmenge vorliegt [26]. Im Fall einer Leckagemenge von Null ist sie auch unabhängig vom Radius und kann wie folgt abgeschätzt werden [26]:

$$k_0 = \frac{v_f}{u} = \frac{1}{1 + \frac{r_c}{r_d} + \frac{r_c}{r_d} + 5 \frac{C_{f, Fall c}}{f_{, d}}} \quad (5)$$

wobei r_d und r_c das Laufrad und der Hohlraumradius sind, τ_{ax} der zylindrische Teil des Laufradseitenraums und c und c die Reibungskoeffizienten des Laufrads bzw. $f_{, df}$, des Gehäuses sind. Normalerweise nimmt der Kernrotationsfaktor einen Wert zwischen 0,4 und 0,5 an, d. h. die Flüssigkeit rotiert mit einer Rotationsgeschwindigkeit, die etwas weniger als die Hälfte der Scheibengeschwindigkeit beträgt.

Analog zu den Strukturmoden bilden die akustischen Moden, die einer Kernrotation unterliegen, in den Hohlräumen eine vorwärts und eine rückwärts laufende Welle, die wie folgt berechnet wird:

$$f_{e,ac} = f_{p,q} \pm k_0 \times p \times f_j \quad (6)$$

3.4. Fluid-Struktur-Interaktion

Bisher wurden die Schwingungen der Scheibe und der flüssigkeitsgefüllte Hohlraum getrennt behandelt. Allerdings muss auch der Einfluss der umgebenden Flüssigkeit auf das Laufrad berücksichtigt werden. Insbesondere bei zunehmendem Flüssigkeitsdruck und damit zunehmender Dichte wirken erhebliche Kräfte von der Flüssigkeit auf das Laufrad. Umgekehrt beeinflussen auch die außerhalb der Ebene liegenden Strukturmodi die akustischen. Diese Effekte werden als Fluid-Struktur-Wechselwirkung bezeichnet. Von besonderem praktischen Interesse ist der Einfluss einer erhöhten Fluidichte auf das Laufrad einer Turbomaschine, der durch den Effekt der zusätzlichen Masse adressiert wird: Eine Zunahme der Masse des umgebenden Fluids führt zu einer Abnahme der Eigenfrequenz des Laufrads [12,13,27], da die Fluidmasse linear von der Fluidichte (und dem Hohlraumvolumen) abhängt. Während sich also die Masse des Laufrads nicht ändert, ändert sich die Gesamtmasse des Systems, wenn die auf das Laufrad wirkende Fluidmasse variiert. Die Änderung der Eigenfrequenz ist antiproportional zur Änderung der Gesamtmasse. Diese Wechselwirkungen sind jedoch nicht von großer Bedeutung, sofern keine Kopplung zwischen einem Paar akustischer und struktureller Modi besteht.

3.5. Kupplung

Damit eine Kopplung zwischen einem akustischen und einem Strukturmodus auftreten kann, müssen zunächst die jeweiligen Modi angeregt werden. Während akustische Modi durch die Flüssigkeitsströmung durch das Gehäuse angeregt werden, die Hindernisse wie Schaufeln oder den Rotor passiert, sind akustische Modi höherer Ordnung die effizienteste Quelle von Impellerschwingungen [10]. Darüber hinaus muss bei einem Aufbau mit zwei Hohlräumen, die ein Impeller oder eine Scheibe umgeben, eine Phasenverschiebung zwischen den akustischen Modi in diesen Hohlräumen vorliegen oder, anders ausgedrückt, ein axialer Knoten (an der axialen Position der Scheibe) vorhanden sein. Nur dann gibt es eine resultierende

Die außerhalb der Ebene liegenden strukturellen (Scheiben-)Modi und die akustischen (Hohlraum-)Modi mit einem axialen Knoten haben das größte Potenzial, sich gegenseitig zu beeinflussen.

Die Kompatibilität der Eigenformen ist eine notwendige Voraussetzung für die strukturell-akustische Kopplung. Diese Übereinstimmung der Eigenformen wird insbesondere durch die gleiche Anzahl von Knotendurchmessern ($m = p$) erreicht [10]. Oft wird angenommen, dass jede Struktureigenschaft nur gut an eine akustische Eigenschaft und nur schwach an alle anderen gekoppelt ist [10,28]. Die stärkste Wechselwirkung (oder vollständige Übereinstimmung) tritt auf, wenn auch die (entkoppelten) Eigenfrequenzen übereinstimmen [10]. Jede Kopplung eines Paares akustischer und strukturdominanter Eigeneigenschaften führt jedoch zu einer Verschiebung ihrer Eigenfrequenzen im Vergleich zu den ungekoppelten Eigeneigenschaften.

Dieser Kopplungseffekt tritt auch dann auf, wenn die theoretisch entkoppelten Eigenfrequenzen in einer gewissen Nähe zueinander liegen. Je näher die entkoppelten Eigenfrequenzen beieinander liegen, desto stärker ist der Kopplungseffekt und damit die resultierende Frequenzverschiebung. Gemäß [10] wird ein Mindestabstand der Eigenfrequenzen von 25 % empfohlen, damit die Modi als nicht gekoppelt betrachtet werden. In Referenz [11] wird der Grad der strukturellen-akustischen Kopplung durch einen Kopplungskoeffizienten ausgedrückt, der im Fall entkoppelter Systeme Null ist. Eine kleine Masse des Laufrads oder ein dünner Hohlraum erhöhen die Kopplung, während eine größere Masse der Scheibe und ein breiterer zylindrischer Hohlraum

Dennoch sei erwähnt, dass bei realen Turbomaschinenlaufrädern oder verstimmten Laufradanordnungen jede angeregte Scheibenmode Komponenten vieler diametraler Modenordnungen enthält. Eine Anregung mit m -Motorordnung kann daher nicht nur die reine m -Knoten- Durchmessermoden, sondern auch die meisten anderen Moden anregen [5].

3.6. Vorhandene Modelle zur

Frequenzverschiebung Ein weit verbreitetes mathematisches Modell zur Erklärung von Kopplungseffekten in Rotor- Hohlraum-Systemen ist das Modell von Magara et al. (2008) [12], das aus der Forschung zu Frequenzverschiebungen von Kreiselkompressor-Laufrädern in Anwendungen mit hoch

Das Frequenzverschiebungsmodell besteht aus einer Parabel, die sich nach oben öffnet (linke Seite von Gleichung (7)) und einer Geraden mit positiver Steigung (rechte Seite von Gleichung (7)), wenn auf der x-Achse das Quadrat der Systemfrequenz f aufgetragen ist (siehe Abbildung 2)

$$F_{1,uc}^2 - \gamma \dot{f}_s^2 = \gamma f^2 + \gamma \dot{f}_{\dot{y}d}^2 = 2 \dot{f}_{\dot{y}d}^2 \dot{y}c \quad (7)$$

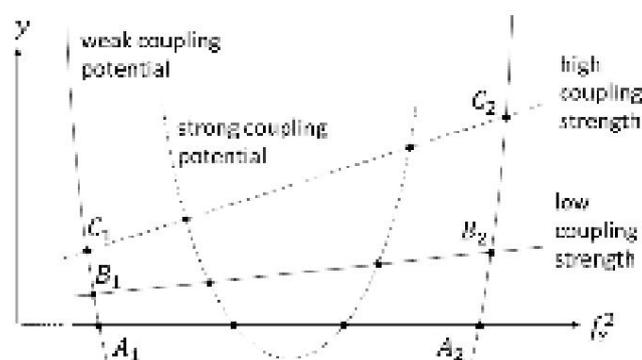


Abbildung 2. Kopplungsmodell von Magara et al. (2008) [12].

Die Schnittpunkte der Parabel mit der x-Achse (Punkte A) stellen die theoretisch entkoppelten Eigenfrequenzen von Scheibe und Fluid dar. Welche davon die nieder- und welche die höherfrequente Eigenfrequenz ist, hängt von der Geometrie ab und lässt sich nicht allgemein festlegen. Sie werden deshalb nicht als Akustik- und Strukturmoden bezeichnet, sondern als $f_{1,uc}$ und $f_{2,uc}$. Der Frequenzunterschied zwischen A_1 und A_2 gibt das Kopplungspotential der beiden Moden an und ist umso größer, je näher die theoretisch entkoppelten Eigenfrequenzen beieinander liegen. Die gerade Linie gibt die Kopplungsstärke an. Die Steigung nimmt mit zunehmender Fluidichte $\dot{y}f$ und Schallgeschwindigkeit c zu und mit zunehmender Plattendichte $\dot{y}d$ ab.

Scheibendicke b und axiale Hohlraumbreite s_c . Die Schnittpunkte des Kopplungsstärketerms mit der Parabel (Punkte B und C) stellen die beiden Eigenfrequenzen des gekoppelten Systems f_s dar. Wenn die Kopplungsstärke zunimmt, verschieben sich die Schnittpunkte nach oben und nach außen, d. h. die Frequenz des niederfrequenten Modus sinkt (von B1 auf C1) und die des höherfrequenten Modus steigt (von B2 auf C2). Diese Frequenzverschiebung ist umso größer, je stärker die Kopplungsstärke zunimmt (je größer ihre Steigung ist) und je näher die theoretisch ungekoppelten Modi beieinander liegen, d. h. je größer das Kopplungspotential ist. Letzterer Effekt lässt sich durch Vergleich der Frequenzverschiebungen der Fälle mit schwachem (durchgezogene Parabellinie) und starkem Kopplungspotential (gestrichelte Parabellinie) veranschaulichen.

3.7. Überblick über Frequenzverschiebungsphänomene in einem Rotor-Hohlraum-System

Basierend auf der umfassenden Betrachtung struktureller und akustischer Modi sowie ihrer Fluid-Struktur-Wechselwirkung und Kopplung in den vorhergehenden Abschnitten wird im Folgenden ein Überblick über Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen gegeben (Abbildung 3).

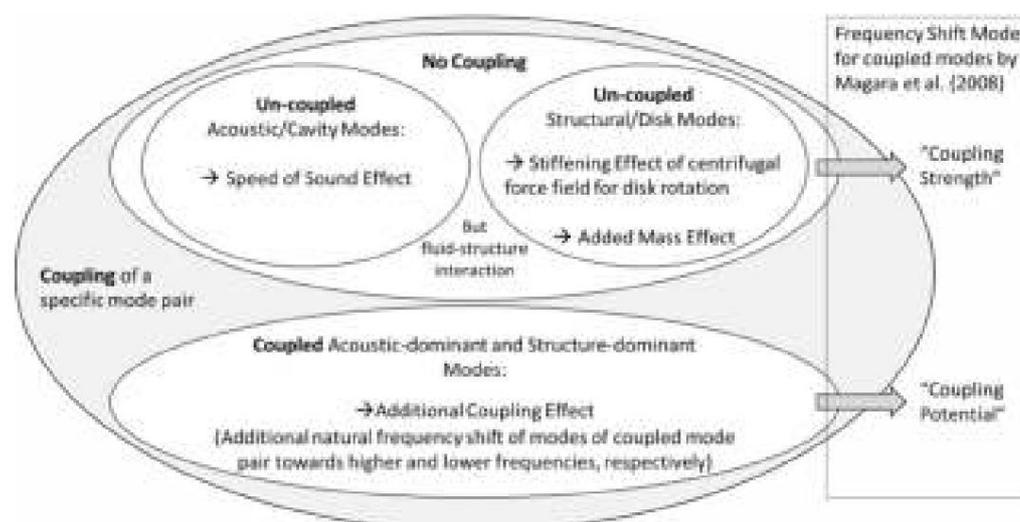


Abbildung 3. Übersicht über Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen [12].

Erste der Kopplungseffekte sind die Verschiebung der Eigenfrequenzen der Modenpaare. Diese können sowohl für entkoppelte als auch für gekoppelte Moden beobachtet werden: Der Schallgeschwindigkeitseffekt bezieht sich auf eine Verschiebung der Eigenfrequenz des akustischen Modus, wenn sich die Schallgeschwindigkeit aufgrund veränderter Fluideigenschaften ändert. Zusätzlich kann bei rotierenden Laufrädern der versteifende Effekt des Zentrifugalkraftfelds beobachtet werden, der bei höheren Rotationsgeschwindigkeiten bei der Berücksichtigung von Fluid-Struktur-Wechselwirkungseffekten, die insbesondere bei höheren Fluidichten um ein Laufrad herum von Bedeutung sind, spielt der zusätzliche Masseneffekt eine wichtige Rolle. Dies führt zu einer Verringerung der Scheibenfrequenzen, wenn die Masse der umgebenden Flüssigkeit zunimmt. In Magaras Kopplungsmodell [12] werden diese Effekte unter dem Begriff „Kopplungsstärke“ zusammengefasst. Sind zwei bestimmte Moden gekoppelt, also eine Struktur- und eine akustische dominante, wird dies unter dem Begriff „Kopplungsstärke“ zusammengefasst. Werden zwei bestimmte Moden gekoppelt, also Moden mit ähnlichen Eigenfrequenzen und ähnlichen Modusformen in einer gewissen Nähe zueinander angeregt, führt dies zu zusätzlichen Frequenzverschiebungen: Bei einem gekoppelten Modenpaar verschiebt sich die eine Eigenfrequenz im Vergleich zu den ungekoppelten Moden zu höheren, die andere zu niedrigeren Frequenzen. Dies wird als Kopplungseffekt bezeichnet. Je geringer der Frequenzunterschied der ungekoppelten Moden ist, desto größer ist der Kopplungseffekt und damit die durch ihn bewirkte Frequenzverschiebung. In Magaras Kopplungsmodell [12] wirken diese Frequenzverschiebungen. In Magaras Modell werden diese Frequenzverschiebungen mit dem Begriff „Kopplungspotential“ bezeichnet. Darauf aufbauend kann folgende Hypothese aufgestellt werden: Jede Frequenzverschiebung, die nicht potentiell ist, kann zu einer Verschiebung führen, die nicht potentiell ist. verursacht durch die zusätzliche Masse, Schallgeschwindigkeit oder den Versteifungseffekt (für ungekoppelte strukturelle oder akustische Modi) weist auf einen zusätzlichen Kopplungseffekt hin. Die gekoppelten Modi werden dann als strukturdominante und akustisch dominante Modi bezeichnet.

Wenn der Frequenzunterschied zwischen zwei gekoppelten Modi beispielsweise aufgrund einer Änderung der Flüssigkeitseigenschaften oder der Drehzahl abnimmt, nähern sich die beiden Modi einander an. In vielen Fällen schneiden sie sich jedoch nicht (keine Resonanz), sondern laufen wieder auseinander und nähern sich dem theoretisch entkoppelten Frequenzpfad der anderen Mode. Diese Frequenzabweichung wird als Mode Veering bezeichnet und z. B. in [27,29] beschrieben.

4. Versuchsaufbau und Durchführung 4.1.

Prüfstand und Instrumentierung

Die in diesem Artikel vorgestellten experimentellen Ergebnisse wurden am Rotor-Kavitäten-Teststand des Lehrstuhls für Turbomaschinen der Universität Duisburg-Essen, Deutschland, erzielt, der in [21–23] vorgestellt wurde. Der Teststand besteht aus einer glatten rotierenden Scheibe mit konstanter Breite b in einem zylindrischen stationären Gehäuse, wodurch zwei mit Flüssigkeit gefüllte Kavitäten gebildet werden, die durch einen kleinen radialen Spalt verbunden sind. Eine Skizze des Teststands, einschließlich einiger Messinstrumente, ist in Abbildung 4 dargestellt. Dieser Aufbau stellt ein vereinfachtes Modell der Seitenkavitäten in Radialverdichtern dar. Die axialen Spaltweiten des vorderen und hinteren Hohlraums, s_{cf} bzw. s_{cr} , können unabhängig voneinander eingestellt werden. Für die durchgeführten Experimente gibt es in den Hohlräumen keine überlagerte Durchflussströmung. Die Scheibe ist auf einer Welle montiert, die über eine Magnetkupplung mit einem stufenlos regelbaren elektrischen Hochgeschwindigkeitsantrieb verbunden ist. Aus einer Vormischkammer können verschiedene Gase in den Prüfstand geleitet werden, was eine Variation der Fluidparameter ermöglicht. Die Rotationsgeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ der Scheibe kann variiert werden, und mit CO₂ können bei maximaler Geschwindigkeit Umfangs-Reynoldszahlen von bis zu 2×10^8 erreicht werden.

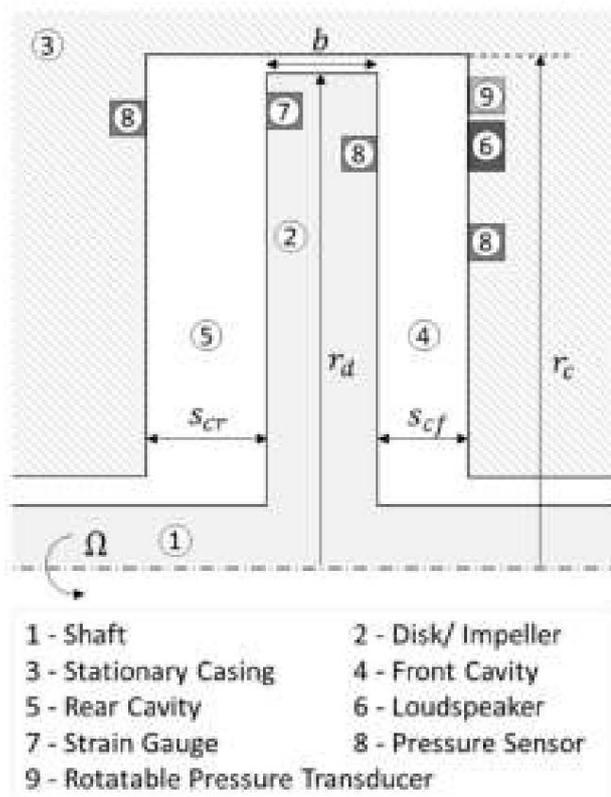


Abbildung 4. Aufbau des Prüfstands und Messausrüstung.

Anregungsquellen in realen Turbomaschinen, wie z. B. die Rotor-Stator-Wechselwirkung, fehlen im Prüfstand aufgrund seiner vereinfachten Geometrie (ohne Schaufeln und Leitschaufeln). Aus diesem Grund wird im Gehäuse des vorderen Hohlraums ein Lautsprecher installiert. Er ist in der Lage, sowohl akustische als auch strukturdominante Modi im vorderen und hinteren Hohlraum anzuregen. Die Anregung Die Frequenz wird durch einen Wellengenerator eingestellt, der an einen Verstärker angeschlossen ist und unabhängig von anderen Parametern eingestellt werden kann. Die Geometrie des Prüfstands ist so ausgelegt, dass mindest

Akustische und strukturelle Modi mit der gleichen Anzahl von Knotendurchmessern sind bei Umgebungsbedingungen gekoppelt.

Bei der Interpretation der Ergebnisse ist zu beachten, dass der Hohlraum, in dem die Messungen durchgeführt werden, nicht perfekt geschlossen ist. Im vorderen Hohlraum befinden sich zwei kleine Öffnungen, eine am äußeren und eine am inneren Radius. Obwohl Ventile in den Verbindungsrohren geschlossen sind, sodass kein Zu- oder Abfluss in den Hohlraum stattfindet, könnten diese Öffnungen die Ausbreitung und Reflexion von Schallwellen im Hohlraum beeinträchtigen. In zukünftigen Experimenten werden die Ergebnisse für einen vollständig geschlossenen Hohlraum und den aktuellen Aufbau verglichen, um weitere Erkenntnisse zu diesem Thema zu gewinnen. Allerdings sind auch die seitlichen Hohlräume in realen Turbomaschinen nicht perfekt geschlossen, sodass der Aufbau in dieser Arbeit möglicherweise sogar einen realistischeren Fall darstellt als der eines perfekt geschlossenen Hohlraums.

Zur Messung akustischer Moden, die in Form lokaler Druckschwankungen auftreten, ist der Prüfstand mit jeweils zwei Druckaufnehmern im vorderen und hinteren Hohlraum sowie einem auf der Scheibe ausgestattet. Zur Erkennung struktureller Moden in Form von Scheibenschwingungen sind zwei Dehnungsmessstreifen auf der Scheibe angebracht. Zur Identifikation der Modenformen sind folgende Maßnahmen vorgesehen: Die Anzahl der Knotendurchmesser der angeregten Mode wird mit einem zusätzlichen, im vorderen Hohlraum angebrachten, verschiebbaren Drucksensor verfolgt, der sich bei konstanter Anregungsfrequenz um 300 Grad um den Umfang der Scheibe drehen kann. Zur Erkennung der Anzahl der Knotenkreise sind die beiden Drucksensoren im vorderen Hohlraum an einer anderen radialen Position angebracht als die im hinteren Hohlraum. Ein axialer Knoten wird durch Identifizierung einer Phasenverschiebung von 180 Grad zwischen den Druckmustern im vorderen und hinteren Hohlraum erkannt. Zusätzlich sind Prüfstand und Vormischkammer mit Druck- und Temperatursensoren ausgestattet, um die thermodynamischen Eigenschaften des Fluids zu bestimmen.

Die allgemeine Unsicherheit der Messkette der Temperatursensoren beträgt $\pm 1,8$ K, und die Nichtlinearität und die dynamischen Unsicherheiten der Drucksensoren sind vernachlässigbar klein [29]. Allerdings können Dehnungsmessstreifen dynamische Schwingungen nur bis zu einer Grenzfrequenz von 50 kHz messen [29]. Darüber hinaus nimmt das elektrostatische Rauschen bei Experimenten mit einer rotierenden Scheibe erheblich zu, was zu einem sehr niedrigen Signal-Rausch-Verhältnis für diese Dehnungsmessstreifen-Ergebnisse führt. Die Ergebnisse der Drucksensoren werden jedoch nicht so stark von elektromagnetischen Störungen beeinflusst. Daher werden Antwortfunktionen für die strukturdominanten Moden auch mit Drucksensoren bei rotierenden Scheiben gemessen. Messungen ohne Scheibenrotation haben gezeigt, dass dieser Ansatz die Ergebnisse nicht beeinflusst, da die Messungen von Dehnungsmessstreifen und Drucksensor gut übereinstimmen.

4.2. Experimentelle und Evaluierungsverfahren

Zur Vorbereitung der Versuche wird der Prüfstand mit dem erforderlichen Gasgemisch befüllt, bis der Zieldruck erreicht ist. Die Temperatur im Prüfstand wird dabei als konstant angenommen, da eine maximale reibungsbedingte Temperaturerhöhung von 0,3 % bei Versuchen mit hohen Drehzahlen als vernachlässigbar angesehen wird.

Alle Experimente zur Ermittlung der modalen Parameter der angeregten Modi werden durch Frequenzdurchlaufexperimente durchgeführt. Zunächst werden das Frequenzintervall und die Durchlaufgeschwindigkeit festgelegt. Letztere wird ausreichend klein gewählt, damit die Reaktion des Wandlers als stationär betrachtet werden kann. Der Frequenzgenerator erzeugt das jeweilige harmonische Signal, das verstärkt wird, um den Lautsprecher anzutreiben, der als Anregungsquelle dient. Durchlaufexperimente werden mit einer konstanten Durchlaufgeschwindigkeit von niedrigen bis zu hohen Frequenzen durchgeführt und der drehbare Drucksensor wird auf eine feste Position eingestellt. Jedes Frequenzdurchlaufexperiment wird dreimal wiederholt.

Zur Modenordnungsbestimmung werden zusätzliche Messungen mit dem drehbaren Drucksensor bei konstanter Anregungsfrequenz durchgeführt. Der drehbare Drucksensor fährt zu verschiedenen Umfangspositionen und verharrt dort für die Dauer, während der an dieser Position Druckschwankungen gemessen werden. Auf diese Weise werden Druckmuster in Umfangsrichtung identifiziert und die Anzahl der Knotendurchmesser bestimmt.

Darüber hinaus wurden eine gekoppelte Finite-Elemente-Methode-Analyse und ein experimenteller Hammertest von

Die Scheibe wurde durchgeführt, um eine Referenz für die modalen Parameter der Scheibe zu haben Vibrationsmodi.

Die Daten der Druckaufnehmer und Dehnungsmessstreifen, die während des Sweeps aufgezeichnet wurden Die Experimente werden mittels Fourier-Transformation ausgewertet. Dabei werden die Rohdaten aus dem Zeit- in den Frequenzbereich transformiert und Frequenzgangfunktionen für jeden Sensor erhalten. Die Ergebnisse der Eigenfrequenz werden mit dem Peak Picking-Verfahren erhalten. Methode. Insbesondere für akustische dominante Moden im „Slim Cavity“-Aufbau sind jedoch viele Modi überlappen sich, beeinflussen, kreuzen und lenken sich gegenseitig ab. Darüber hinaus können Störsignale den gemessenen Frequenzgang beeinflussen, so dass Frequenzspitzen nicht immer zweifelsfrei identifiziert.

4.3. Durchgeführte Experimente

Es werden Versuche mit zwei unterschiedlichen geometrischen Aufbauten durchgeführt. In beiden Fällen ist die hintere Hohlräume hat eine dimensionslose axiale Spaltbreite von 0,1. Die vordere Hohlräumebreite im „breiten Der Aufbau des „schmalen Hohlräume“ ist symmetrisch zum hinteren Hohlräume, während er beim „schmalen Hohlräume“ eine dimensionslose axiale Spaltbreite von 0,025 aufweist. Wie im Folgenden gezeigt, ist der vordere Hohlräume „dominante“ und bestimmt die Bildung akustischer (dominanter) Modi, wahrscheinlich weil hier befindet sich die Anregungsquelle.

Es werden verschiedene Versuchsreihen durchgeführt, um natürliche Frequenzverschiebungen aufzudecken aufgrund verschiedener Effekte, die zuvor theoretisch diskutiert wurden. In der ersten Testreihe „GAP“ Es wird ein kurzer Vergleich der Ergebnisse für verschiedene axiale Spaltbreiten vorgestellt. Eine Änderung in Geometrie bewirkt eine Änderung der Kupplungsstärke durch Veränderung der auf die Scheibe. In der zweiten Versuchsreihe „DRUCK“ wird der Flüssigkeitsdruck im Hohlräume verändert, die Kupplungsstärke bewirken. Dichte und Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit ändern sich an der gleichzeitig. Daher wird eine zusätzliche Masse und Geschwindigkeit der Schalleffekte erwartet. Während Die ersten beiden Versuchsreihen werden mit einer nicht rotierenden Scheibe durchgeführt, die dritte „ROTATION“ beinhaltet Experimente mit verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten der Scheibe, die Veränderung der Kopplungspotential zwischen Modi durch Veränderung der Frequenzdifferenz zwischen ihnen. Dadurch wird das Kopplungspotential voraussichtlich deutlich erhöht, was zu in viel stärkeren Kopplungseffekten als bei den vorherigen Versuchsreihen. Ein Überblick über die Die durchgeführten Versuchsreihen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Tabelle 1. Übersicht über durchgeführte Testreihen und erwartete Frequenzverschiebungseffekte.

Testreihen	Beschreibung	Veränderte Kopplung Beeinflussen	Erwartete Frequenzverschiebung Wirkung(en) für Ungekoppelte Modi	Mögliche weitere Häufigkeit Verschiebung durch Kupplung
"LÜCKE"	Variation der axialen Spaltbreite	Variation der Kopplungsstärke	Masseneffekt hinzugefügt	Schwacher Kopplungseffekt
"DRUCK"	Variation des Flüssigkeitsdrucks	Variation der Kopplungsstärke	Hinzugefügt Masseneffekt, Geschwindigkeit von Soundeffekt	Schwacher Kopplungseffekt
"DREHUNG"	Variation der Plattendrehzahl	Variation des Koppelpotentials	Versteifende Wirkung der Fliehkraft Kraftfeld	Kopplungseffekt

Aus den vorangegangenen Ausführungen lassen sich zwei Haupthypothesen ableiten:

1. Jede Frequenzverschiebung, die nicht durch „entkoppelte Modeneffekte“ erklärt werden kann, ist vermutlich auf zusätzliche Kopplungseffekte zurückzuführen;
2. Der Kopplungseffekt ist umso stärker, je näher die Eigenfrequenzen der theoretisch entkoppelte Modi zueinander sind.

Um diese Hypothesen zu validieren, werden die experimentellen Ergebnisse in dieser Arbeit bewertet zu folgendem Ansatz:

1. Theoretische Frequenzverschiebungen von „entkoppelten Modeneffekten“ werden quantifiziert und gemessen Frequenzverschiebungen, korrigiert um ihren Einfluss;
2. Die verbleibenden Frequenzverschiebungen werden analysiert, die vermutlich auf „gekoppelte pling-Effekte“.

4.4. Abschätzung des Kopplungseffekts

Um den Kopplungseffekt abzuschätzen, also das Ausmaß einer durch die Kopplung verursachten Frequenzverschiebung, werden ein Kopplungspotentialparameter CP und ein Kopplungsstärkeparameter CS wie folgt eingeführt:

$$CP = \frac{f_{ac} - f_{st}}{\min(f_{ac}, f_{st}) \cdot \Delta f} \quad (8)$$

$$= sc \cdot f \cdot \frac{c \cdot CS}{D_{er}} \quad (9)$$

Kopplungspotentialparameter CP stellt den Frequenzabstand zwischen den gekoppelten Modi dar. Ein kleinerer Wert bedeutet eine stärkere Kopplung. Er ist positiv, wenn der akustisch dominante Modus eine höhere Frequenz hat als der strukturdominante Modus, und negativ, wenn es umgekehrt ist. Im Folgenden wird das Kopplungspotential als „stark“ definiert, wenn der Frequenzabstand zwischen dem struktur- und dem akustisch dominanten Modus kleiner als 0,3 ist. Der Kopplungsstärkeparameter CS hängt von den Fluideigenschaften sowie der Geometrie des Hohlraums ab. Beide Kopplungsparameter zusammen lassen Rückschlüsse auf einen möglichen Kopplungseffekt zu.

4.5. Präsentation der Messergebnisse

Die Messergebnisse werden wie folgt dargestellt: Anstelle der absoluten Eigenfrequenzen f_{st} und f_{ac} werden im Folgenden normalisierte Frequenzen $f_{\bar{y}}$ verwendet, die relativ zu der Frequenz der Struktur mit zwei Knotendurchmessern in Luft für den „Slim Cavity“-Aufbau sind, die als Referenzfrequenz f_{re} dient. wie folgt:

$$F_{\bar{y}} = \frac{f}{f_{re}} = \frac{f}{f_{st,2,0}(\text{Luft}, 0,1 \text{ MPa}, 295 \text{ K})} \quad (10)$$

Normalisierte Frequenzen $f_{\bar{y}}$ können für jeden Strukturmodus (dominanter Modus) (m,n) und jeden akustischen Modus (dominanter Modus) (p,q,r) berechnet werden.

Zur Beurteilung von Frequenzverschiebungen werden relative Frequenzänderungen $\Delta f_{\bar{y}}$ angezeigt. Dabei handelt es sich um Frequenzänderungen relativ zur Frequenz bei einem Werkzeuginnendruck von 0,1 MPa wie folgt:

$$\Delta f_{\bar{y}} = \frac{f_{\bar{y}} - f_{0,1}}{f_{0,1}} = \frac{f_{\bar{y}}(f(0,1 \text{ MPa})) - f(0,1 \text{ MPa})}{f(0,1 \text{ MPa})} \quad (11)$$

Korrigierte relative Häufigkeitsänderungen $\Delta f_{\bar{y}, \text{st,corr}}$ der Strukturmodi (korrigiert um den hinzugefügten Masseneffekt) werden wie folgt berechnet, wobei $m_{\text{tot}} = m_d + m_f$ die Gesamtmasse von Scheibe und Flüssigkeit zusammen ist:

$$\Delta f_{\bar{y}, \text{st,corr}} = \frac{f_{\bar{y}, \text{st,corr}} - f_{\bar{y}, \text{st},0}}{f_{\bar{y}, \text{st},0}} = \frac{f_{\bar{y}, \text{st,corr}} - f_{\bar{y}, \text{st},0}}{f_{\bar{y}, \text{st},0}} \cdot \frac{m_{\text{tot}}(\bar{y})}{m_{\text{tot},0}} \quad (12)$$

Korrigierte relative Frequenzänderungen ($\Delta f_{\bar{y}, \text{ac,corr}}$) von akustischen Modi (korrigiert für die Schallgeschwindigkeit) werden wie folgt berechnet:

$$\Delta f_{\bar{y}, \text{ac,corr}} = \frac{f_{\bar{y}, \text{ac,corr}} - f_{\bar{y}, \text{ac},0}}{f_{\bar{y}, \text{ac},0}} = \frac{f_{\bar{y}, \text{ac,corr}} - f_{\bar{y}, \text{ac},0}}{f_{\bar{y}, \text{ac},0}} \cdot \frac{c_0(\bar{y})}{c_0} \quad (13)$$

Korrigierte relative Häufigkeitsänderungen $\Delta f_{\bar{y}, \text{st,corr}}$ und $\Delta f_{\bar{y}, \text{ac,corr}}$ kann für jeden Strukturmodus (dominanter Modus) (m,n) bzw. jeden akustischen Modus (dominanter Modus) (p,q,r) berechnet werden.

5. Messergebnisse und Diskussion

Akustisch und strukturell dominante Moden, die im Prüfstand im Bereich der analysierten Frequenzen (150 \bar{y} bis 1400 \bar{y}) angeregt werden können, sind die zwei bis fünf Knotendurchmessermoden mit Nullknotenkreisen. Gemäß der Theorie der Übereinstimmung der Modenformen [10] werden nur Moden mit gleicher Modenordnung als potentiell

Gekoppelte akustische Dominantmoden haben einen zusätzlichen axialen Knoten ($r = 1$), so dass ist eine Nettokraft, die auf die Scheibe wirkt. Für alle analysierten Modenpaare, mit Ausnahme der fünf Knoten Durchmesser eins im „schlanken Hohlraum“, der akustische dominante Modus hat eine höhere Frequenz als der Strukturdominante Modus. Dies, zusammen mit anderen charakteristischen Daten der auftretenden Moduspaare werden in Tabelle 2 angezeigt.

Tabelle 2. Übersicht der angeregten Modenpaare (mit $n = q = 0$) im Prüfstand der UDE. Die Kopplungsstärke wird für 0,1 MPa und 295 K berechnet. Die Werte des Kopplungsstärkeparameters werden normalisiert als Verhältnis des jeweiligen Wertes zu dem für den Fall von Luft im „schlanken Hohlraum“.

Aufbau des Prüfstands	k0	Flüssigkeit	CS/(CSslim, Luft)	Knoten	F _{st} ^y	F _— ^y	CP	Geschätzt Kopplungseffekt
				Durchmesser (m = p)				
Großer Hohlraum	0,44	Helium	0,101	3 4	1,99	8,86 *	+3,45	abgekoppelt
					3,44	10,75 *	+2,13	abgekoppelt
		Luft	0,250	2	1,01	2,41	+1,37	schwach
				3	1,99	3,02	+0,52	schwach
				4	3,40	3,66	+0,08	(sehr) stark
Schlanke Höhle	0,48	Luft	1	2	1,00	2,53	+1,53	schwach
				3	1,98	3,78	+0,90	schwach
				4	3,42	4,38	+0,28	stark
				5	5,26	4,61	ÿ0,14	stark

* Die Frequenzen der akustischen Moden in Helium liegen außerhalb des gemessenen Frequenzintervalls und daher geschätzt basierend auf Flüssigkeitseigenschaften und der ersten Ableitung der Bessel-Funktion.

Die unterschiedlichen Geometrien der beiden Prüfstandsaufbauten führen zu leicht unterschiedlichen Kern Rotationsfaktoren k0 und damit unterschiedliche Kopplungsstärkeparameter CS. Letzterer ist auch durch die Fluideigenschaften gesteuert. Die Frequenztrennung zwischen der theoretisch entkoppelten Struktur und den akustischen Moden bei gleicher Anzahl von Knotendurchmessern bestimmt den Kopplungspotentialparameter CP. Beide Kopplungsparameter sagen dann voraus der Kopplungseffekt. In Tabelle 2 sind Kopplungsstärkeparameter CS beispielhaft angegeben für 0,1 MPa und 295 K sowie Kopplungspotentialparameter CP für den Stillstand der Scheibe.

Aus dieser vorläufigen Schätzung des Kopplungseffekts ergibt sich die Kopplungsstärke voraussichtlich größer sein für den Prüfstandsaufbau mit „schmalere Kavität“ im Vergleich zum „breiten“ Aufbau; und niedriger in Helium als in Luft. Das Kopplungspotential wird als das größte eingeschätzt für der Vier-Knoten-Durchmesser-Modus in Luft für den „Wide Cavity“-Aufbau, gefolgt von dem Fünf- und vier Knotendurchmessermoden im „schlanken Hohlraum“. Für diese Modenpaare sind Frequenzverschiebungen Aufgrund des starken Kopplungspotentials dürfte eine Beobachtung möglich sein.

Die Ergebnisse der drei verschiedenen Testreihen (siehe Tabelle 1) sind in die folgende.

5.1. Variation der axialen Spaltbreite

In der ersten Versuchsreihe „GAP“ wird die axiale Spaltbreite der vorderen Kavität variiert und damit die Kopplungsstärke. Die Scheibe ist nicht rotierend. Mit einer Abnahme der (vordere) Hohlraumbreite, die auf die Scheibe wirkende Fluidmasse nimmt ab und die Kopplungsstärke steigt (CS- Werte finden Sie in Tabelle 2).

Die für die verschiedenen Breiten der vorderen Kavität aufgezeichneten Antwortfunktionen unterscheiden sich erheblich voneinander. Mit einer Verringerung der Hohlraumbreite werden die Eigenfrequenzen der Struktur Die dominanten Modi ändern sich nur geringfügig (max. 2%), während sich die akustischen dominanten Modi verschieben deutlich zu höheren Frequenzen (5% bis 25%). Daher kann man schlussfolgern, dass Die axiale Spaltbreite hat einen wesentlichen Einfluss auf die auftretenden akustischen Dominanzmoden. Darüber hinaus scheinen mehr Spitzen in den Antwortfunktionen aufzutreten, und viele Spitzen Überlappungen in den Messungen bei geringerer Fronthohlraumbreite.

Die gemessenen Eigenfrequenzen spiegeln nicht das theoretisch erwartete Verhalten wider wenn keine Kopplung erwartet wird (leichte Erhöhung der Eigenfrequenzen der Scheibe und keine Änderung der akustische dominante Moden), noch zeigen sie die erwarteten Frequenzverschiebungen bei Kopplung angenommen wird. Folglich werden weder die „entkoppelten Modeneffekte“ noch die Kopplungsmodelle

kann die beobachteten Frequenzverschiebungen bei Variation der axialen Spaltbreite erklären, d. h. die Theorie erklärt nicht die Messergebnisse.

5.2. Druckschwankungen

In der zweiten Versuchsreihe „DRUCK“ mit einer nicht rotierenden Scheibe wird der Flüssigkeitsdruck im Prüfstand geändert, während alle anderen Parameter konstant bleiben. Dabei wird die Kopplungsstärke variiert (CS- Werte bei 0,1 MPa finden Sie in Tabelle 2), und es wird erwartet, dass zusätzliche Masse sowie Schallgeschwindigkeitseffekte die gemessenen Eigenfrequenzen beeinflussen. Darüber hinaus kann je nach angeregtem Modenpaar ein schwacher Kopplungseffekt beobachtet werden (siehe CP- Werte in Tabelle 2). Für alle Messergebnisse der Reihe „DRUCK“ wurden korrigierte relative Frequenzänderungen $\dot{\gamma}$ $\dot{\gamma}_{st, \text{kor}}$ verwendet, die korrigieren die Frequenzänderungen $\dot{\gamma}$.

Eine Messreihe mit dem „Wide Cavity“-Aufbau und Helium als Fluid wird durchgeführt, während die in Helium gemessenen Scheibenschwingungsmodi aufgrund des großen Frequenzabstands zu den entsprechenden akustischen Modi als annähernd entkoppelt betrachtet werden können (siehe Tabelle 2). Wenn keine weitere Kopplung angenommen wird, sollten sich die Frequenzen nach Korrektur um den zusätzlichen Masseneffekt bei einer Änderung der Fluidichte nicht ändern. Wie in Abbildung 5 gezeigt, nehmen die Eigenfrequenzen der gemessenen Strukturmodi mit drei und vier Knotendurchmessern bei zunehmender Fluidichte leicht ab. Korrigiert um den zusätzlichen Masseneffekt verbleibt für die Strukturmodi (3,0) und (4,0) ein unbedeutender Rückgang von 0,3 % bzw. 0,2 %, wenn die Fluidichte auf etwa das 15-fache erhöht wird. Dieser verbleibende Frequenzrückgang wird als vernachlässigbar angesehen und daher können diese Modi in Helium als praktisch konstant und somit entkoppelt betrachtet werden.

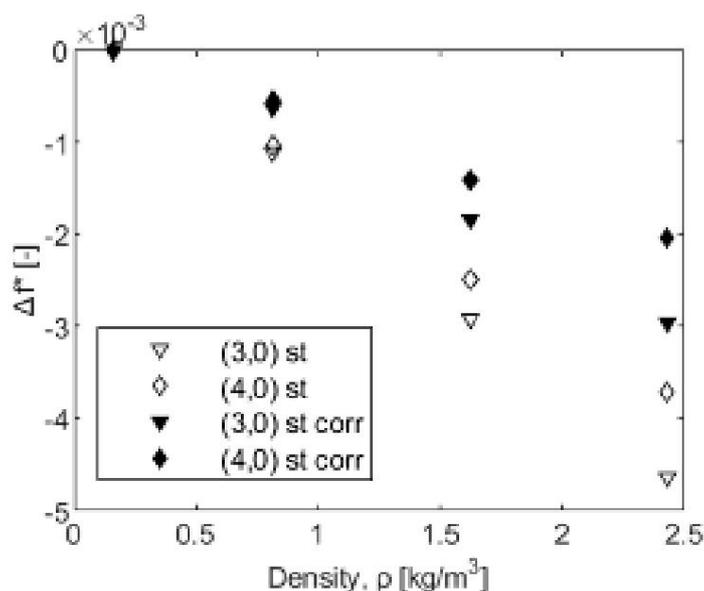


Abbildung 5. Korrigierte relative Frequenzänderungen von Strukturmodi in Helium für „weite Hohlräume“ über der Flüssigkeitsdichte. Rohwerte und Werte, korrigiert für den hinzugefügten Masseneffekt.

Es werden Messungen mit dem „Slim Cavity“-Aufbau und Luft als Fluid durchgeführt, um die angeregten Modi auf potenzielle Kopplung zu analysieren. Da Moduspaare in Luft ein höheres Kopplungspotential aufweisen als solche in Helium, ist davon auszugehen, dass die auf Kopplungseffekte zurückzuführenden Frequenzverschiebungen in Luft größer sind, aber vom Kopplungspotential jedes Moduspaars abhängen. Korrigierte relative Frequenzänderungen der strukturdominanten Modi $\dot{\gamma}_{st, \text{kor}}$ sind in Abbildung 6 dargestellt. Bei den Modi mit zwei bis vier Knotendurchmessern sinken die Eigenfrequenzen der Scheibe bei einer 12-fachen Erhöhung der Fluidichte um etwa 4 % bis 5 %, während die Frequenz des Strukturmodus mit fünf Knotendurchmessern um etwa 5 % steigt. Diese Frequenzänderungen sind erheblich größer als die im nahezu ungekoppelten Fall für Helium gemessenen, und man kann den Schluss ziehen, dass ein zusätzlicher Kopplungseffekt vorliegen muss. Die gemessenen Frequenzverschiebungen stimmen qualitativ mit dem Kopplungsmodell von Magara et al. überein.

(2008) [12], was auf eine Abnahme der Häufigkeit der strukturdominanten Moden im Fall von $f_{st} < f_{ac}$ hinweist, und auf eine Zunahme im umgekehrten Fall (für den Modus mit fünf Knotendurchmessern). Die Frequenzänderungen scheinen jedoch für die Modi mit zwei, drei und vier Knotendurchmessern sehr ähnlich zu sein, obwohl diese unterschiedliche Kopplungspotentiale haben.

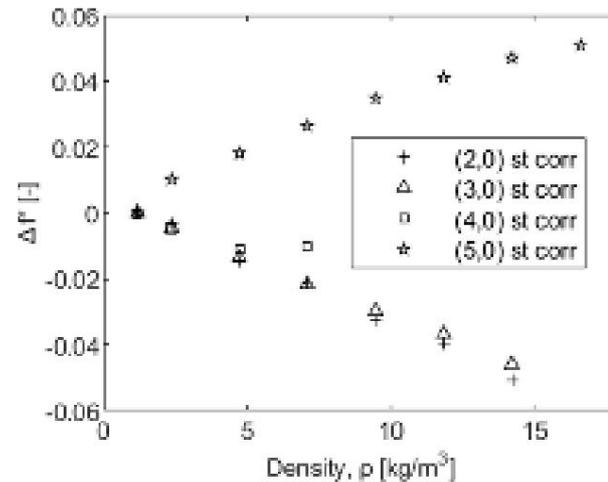


Abbildung 6. Korrigierte relative Frequenzänderungen strukturdominanter Modi in Luft für „schlanke Hohlräume“ über der Flüssigkeitsdichte. Werte korrigiert für zusätzlichen Masseneffekt.

Während die meisten Frequenzspitzen bei Strukturmodi gut sichtbar sind, ist dies bei den meisten akustischen Modi nicht der Fall; der Modus mit zwei Knotendurchmessern ist die einzige Ausnahme. Um mögliche Kopplungseinflüsse aufzuzeigen, werden in Abbildung 7 beide Modi (akustisch und strukturdominant) des Paares mit zwei Knotendurchmessern angezeigt. Nachdem der Strukturmodus um den zusätzlichen Masseneffekt und der Akustikmodus um den Schallgeschwindigkeitseffekt korrigiert wurden, weisen beide immer noch einen abnehmenden bzw. einen leicht zunehmenden Trend auf, wenn sie über der Flüssigkeitsdichte aufgetragen werden. Dieses Verhalten stützt die Hypothese, dass eine schwache Kopplung zwischen der Scheibe und der umgebenden Flüssigkeit vorliegt, und die Trends stimmen qualitativ mit denen in Magaras [12]

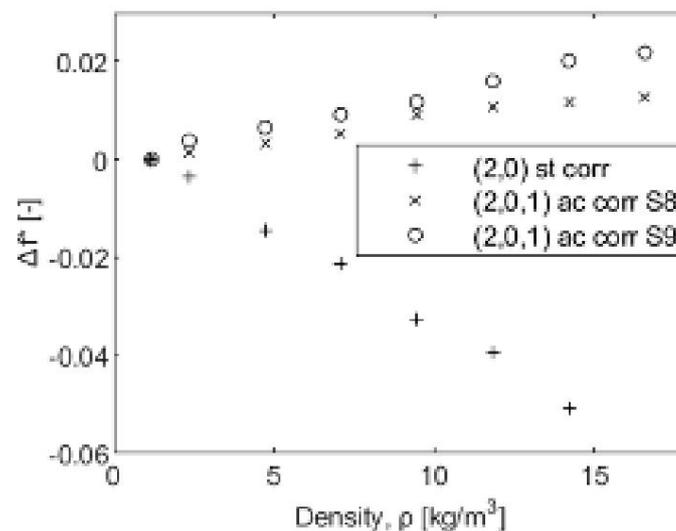


Abbildung 7. Korrigierte relative Frequenzänderungen von zwei Knotendurchmesser-Moduspaaren in Luft für „schlanke Hohlräume“ über der Flüssigkeitsdichte. Werte korrigiert für hinzugefügten Masseneffekt bzw. Schallgeschwindigkeitseffekt.

Sensoren: S8 auf der Scheibe, S9 im vorderen Hohlraum.

Es ist zu beachten, dass die Frequenzänderung des akustischen Dominantmodus je nach Position des Drucksensors im Prüfstand leicht unterschiedlich ist. Sie ist kleiner (+2,2%)

(S9) und +1,3 % (S8 auf der Scheibe)) als der des strukturdominanten Modus ($\approx 5,5$ %) bei der ungefähr 14-fachen Dichtezunahme.

Insgesamt werden für die Messreihe „DRUCK“ Frequenzverschiebungen strukturdominanter Moden beobachtet, die über die „ungekoppelten Modeneffekte“ hinausgehen und somit einen Kopplungseffekt auch für nur schwach gekoppelte Moden anzeigen. Über Frequenzverschiebungen akustisch dominanter Moden ergibt sich jedoch kein klares Bild, und die Hypothese eines ausgeprägteren Kopplungseffektes für stärker gekoppelte Moden konnte anhand der Messreihe mit Variation des Fluiddrucks nicht bestätigt werden.

5.3. Variation der Scheibenrotationsgeschwindigkeit

In der dritten Versuchsreihe, „ROTATION“, wird die Scheibenrotationsgeschwindigkeit variiert, während der Flüssigkeitsdruck (0,1 MPa, Luft) und alle anderen Parameter konstant bleiben. Auf diese Weise wird das Kopplungspotential geändert, da Frequenzunterschiede zwischen potenziell gekoppelten akustischen und strukturdominanten Modi variiert werden (die CP-Werte im rotierenden Gehäuse unterscheiden sich von den Stillstandswerten in Tabelle 2). Es gibt keinen zusätzlichen Effekt von Masse oder Schallgeschwindigkeit. Allerdings könnte ein kleiner Effekt der Versteifungswirkung des Zentrifugalkraftfelds des Laufrads beobachtbar sein, aber die Messwerte werden nicht explizit um seinen Einfluss korrigiert.

Bei der Scheibenrotation bilden sich für jede Modenordnung zwei Moden, eine vorwärts- und eine rückwärtslaufende Welle. Während sich die Scheibenmoden theoretisch mit der Scheibenrotationsgeschwindigkeit bewegen, bewegen sich die Hohlraummoden mit der Rotationsgeschwindigkeit des Fluids im Hohlraum. Unter der Annahme, dass der Volumenstrom im Hohlraum bei etwa der halben Scheibenrotationsgeschwindigkeit liegt, nähern sich die Frequenzen der akustischen und strukturdominanten Moden einander an, wenn sich die Scheibenrotationsgeschwindigkeit ändert. Diese Effekte werden im Folgenden zunächst für die Struktur, dann für die akustisch dominanten Moden und zuletzt für bestimmte Modenpaare gezeigt. Für alle Messergebnisse der Reihe „ROTATION“ werden normierte Frequenzen f^* wie in Gleichung (10) definiert angezeigt. Zusätzlich zu den Messergebnissen werden theoretische Werte für die Eigenfrequenzen der struktur- und akustisch dominanten Moden bei der jeweiligen Scheibenrotationsgeschwindigkeit angegeben, berechnet nach den Gleichungen (2) bzw. (6). Die verwendeten Kernrotationsfaktoren für die akustisch dominanten Moden sind in Tabelle 3 angegeben.

Wie in Abbildung 8 dargestellt, ist die Entwicklung einer vorwärts und einer rückwärts laufenden Welle für jeden Modus deutlich sichtbar, und die gemessenen Frequenzanteile der Plattenschwingungsmodi bei Rotation stimmen gut mit den theoretischen Werten überein.

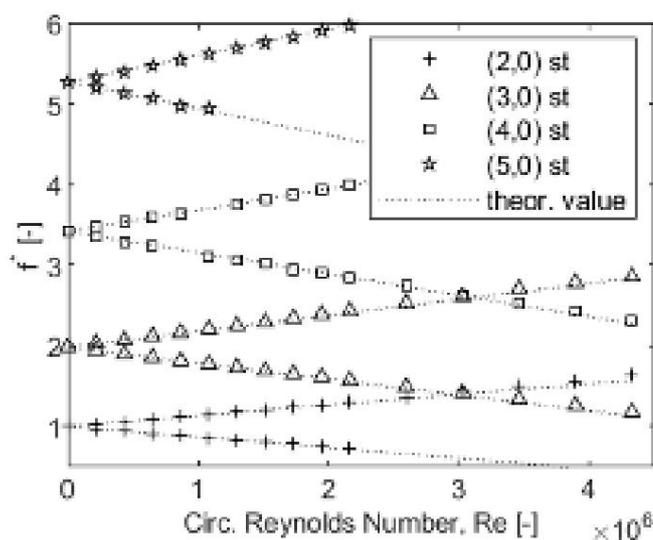


Abbildung 8. Normalisierte Eigenfrequenzen der strukturdominanten Modi in Luft bei 0,1 MPa für „schlanke Hohlräume“ über die Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse.

Die Eigenfrequenzen der akustischen dominanten Modi sind in den Messergebnissen viel weniger deutlich zu erkennen als die Plattenschwingungsmodi, da sie sich häufig überlagern mit den strukturdominanten Modi.

benachbarten Modi oder von ihnen abgelenkt. Die Bildung einer vorwärts und einer rückwärts laufenden Welle ist jedoch für die akustischen dominanten Modi mit drei, vier und fünf Knotendurchmessern offensichtlich, wie in Abbildung 9 gezeigt. Gemessene und theoretische Frequenzaufteilungen der akustischen dominanten Modi, die einer Plattenrotation unterliegen, stimmen nicht gut überein. Darüber hinaus ist kein konsistenter Trend erkennbar; die gemessenen Frequenzaufteilungen für die Modi (3,0,1) und (5,0,1) sind kleiner als die theoretischen Werte, während die Frequenzaufteilung des Modus (4,0,1) etwas größer ist. Darüber hinaus scheinen die Kernrotationsfaktoren, die angewendet wurden, um die theoretischen Werte der akustischen Wellen mit drei und fünf Knotendurchmessern mit den experimentellen Werten abzugleichen, außerhalb des üblichen Bereichs zu liegen. Möglicherweise unterscheiden sich die Kernrotationsfaktoren von den theoretisch aus Gleichung (5) berechneten. Darüber hinaus könnte die Anzahl der Knotendurchmesser die Eigenfrequenz der laufenden Wellen auf eine andere Weise beeinflussen als in den Gleichungen (3) und (6) angegeben. Allerdings scheint bei allen analysierten

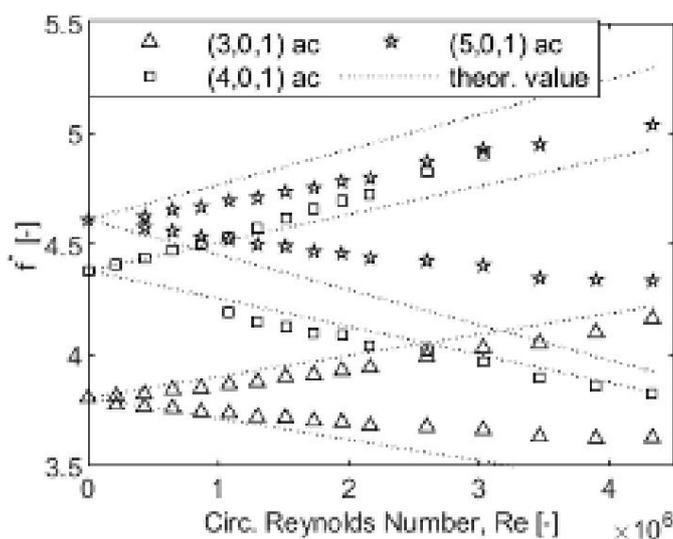


Abbildung 9. Normalisierte Eigenfrequenzen akustischer dominanter Modi in Luft bei 0,1 MPa für „schlanke Hohlräume“ über Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse.

Um den Kopplungseffekt für gekoppelte Modenpaare zu beurteilen, werden im Folgenden die jeweiligen akustisch und strukturdominanten Moden zusammen dargestellt. Die Rotation der Scheibe erhöht das Kopplungspotenzial weiter (im Vergleich zu den Stillstandswerten in Tabelle 2), wodurch Kopplungseffekte erkennbar werden. Das Modenpaar mit drei Knotendurchmessern (dargestellt in Abbildung 10) ist für alle analysierten Rotationsgeschwindigkeiten sehr gut sichtbar. Das Kopplungspotenzial wird jedoch als gering eingeschätzt ($CP = +0,9$) und damit der erwartete Kopplungseffekt relativ gering. Theoretisch würden sich die vorwärts laufenden Wellen der struktur- und akustisch dominanten Moden bei sehr hohen Rotationsgeschwindigkeiten der Scheibe kreuzen, während die rückwärts laufenden Wellen voneinander wegdriften. Innerhalb des Bereichs der analysierten Rotationsgeschwindigkeiten bleibt das Kopplungspotenzial jedoch schwach. Wenn die theoretischen Werte so angepasst werden, dass sie ungefähr der Rückwärtswelle der gemessenen akustisch dominanten Mode entsprechen, die vermutlich weniger von der Kopplung beeinflusst wird, muss ein Kernrotationsfaktor von etwa 0,25 angenommen werden (wie in Abbildung 10 dargestellt). Im Vergleich zur Rückwärtswelle scheint die akustisch dominante Vorwärtswelle zu höheren Frequenzen hin abgelenkt zu sein. Dies könnte auf das z

Das stärkste Kopplungspotenzial aller gemessenen Moden wird für das Modenpaar mit vier Knotendurchmessern im Testaufbau „breiter Hohlraum“ vorhergesagt ($CP = +0,08$). Daher ist zu erwarten, dass Frequenzverschiebungen aufgrund des starken Kopplungseffekts zu beobachten sind. Wie in Abbildung 11 zu sehen ist, ist eine Modenverschiebung sichtbar, was diese Annahme bestätigt. Die Vorwärtsmoden beeinflussen und lenken sich stark gegenseitig ab. Anstatt sich bei einer Umfangs-Reynoldszahl von ungefähr $1,7 \times 10^6$ zu kreuzen, nähern sich die vorwärts laufenden Wellen

bis ein minimaler normierter Frequenzunterschied von 0,2 erreicht ist, und driften dann auseinander, wodurch ihr Frequenzabstand wieder zunimmt. Beim Testaufbau „Slim Cavity“ kann dieses Verhalten nicht beobachtet werden, da der akustisch dominante Modus zu höheren Frequenzen hin verschoben ist, was zu einem schwächeren Kopplungspotential ($CP = +0,28$) führt. Der strukturdominante Modus folgt den theoretischen Werten gut, und der akustisch dominante Modus weist nur eine leichte Auslenkung nach oben auf. Dies ist ein klarer Hinweis darauf, dass ein stärkerer Kopplungseffekt für stärker gekoppelte Modi vorliegt, d. h. für

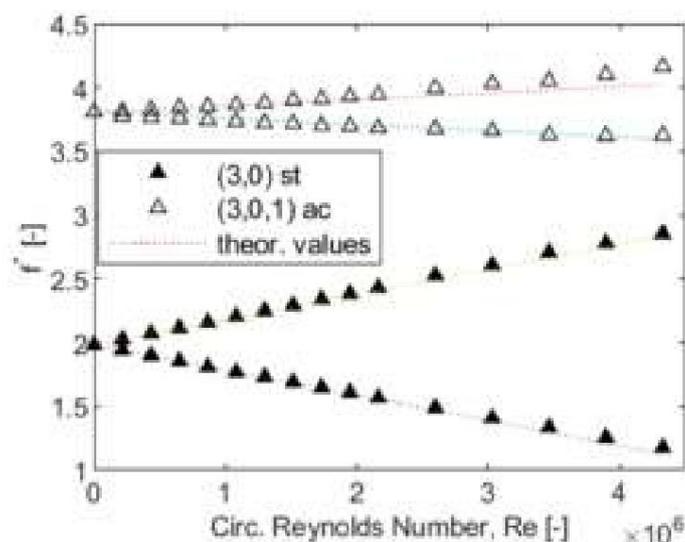


Abbildung 10. Normalisierte Eigenfrequenzen von drei Knotendurchmesser-Moduspaaren in Luft bei 0,1 MPa für „schlanke Hohlräume“ über Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse (für die theoretischen Werte der Schallwelle wird ein Kernrotationsfaktor von 0,25 angenommen).

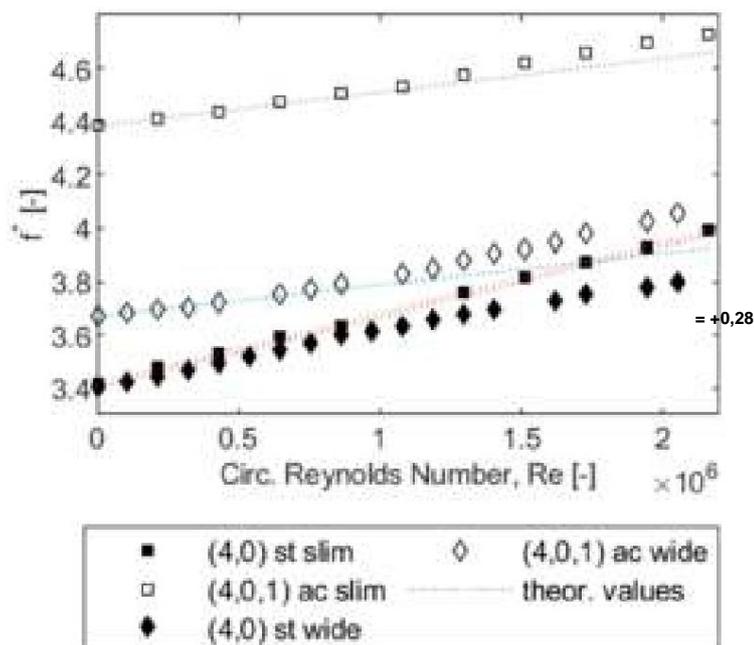


Abbildung 11. Normalisierte Eigenfrequenzen von Vorwärtswellen eines Vier-Knoten-Durchmesser-Moduspaars in Luft bei 0,1 MPa für „breite“ und „schmale Kavität“ über Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse (Kernrotationsfaktoren von 0,44 bzw. 0,48 werden für die theoretischen Werte der Schallwellen für „schmale“ bzw. „breite Kavität“-Konfigurationen angenommen).

Die Modenpaare mit vier und fünf Knotendurchmessern, die im „Slim Cavity“-Aufbau schätzungsweise stark gekoppelt sind (CP- Werte von +0,28 bzw. $\approx 0,14$, siehe Tabelle 2), sind in den Messergebnissen nicht sehr gut sichtbar. Bei Rotation der Scheibe wird das Kopplungspotenzial sogar noch größer, aber die Reaktionsspitzen der strukturdominanten Moden sind schlecht sichtbar und nehmen bei einer bestimmten Rotationsgeschwindigkeit ab. Wie in Abbildung 12 gezeigt, verschwindet die Rückwärtselle des strukturdominanten Moden mit fünf Knotendurchmessern, sobald sie sich der vorwärts gerichteten akustischen Welle nähert, und kommt daher nicht in größere Nähe der möglicherweise gekoppelten rückwärts gerichteten akustischen dominanten Welle. Dasselbe passiert mit der Vorwärtselle des strukturdominanten Moden mit vier Knotendurchmessern, die bei Reynolds-Zahlen über 2×10^6 nicht mehr sichtbar ist, wo sie die Rückwärtselle des akustisch dominanten Moden kreuzt (siehe Abbildungen 8 und 9). Daher kommt sie nicht in die Nähe der gekoppelten Vorwärtselle des akustisch dominanten Moden. Für den Prüfstands Aufbau „Slim Cavity“ sind daher keine Aussagen zur Kopplungswirkung und zum möglichen Ausschwingverhalten der Moden mit starkem Kopplungspotential möglich.

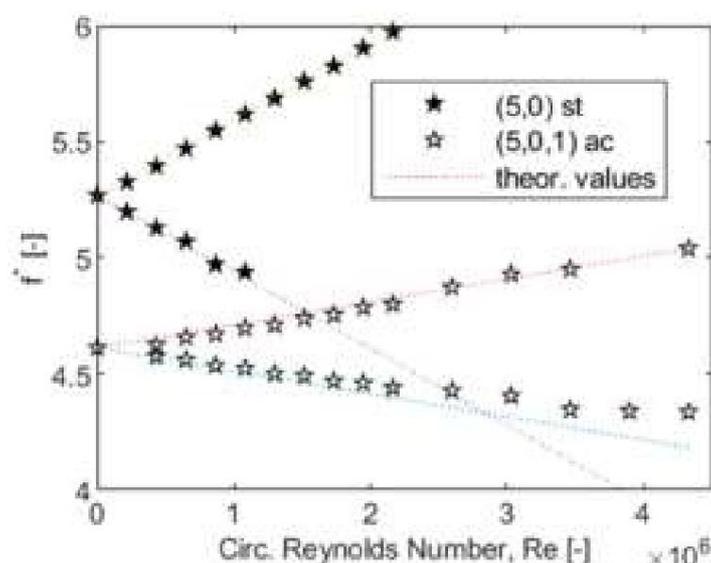


Abbildung 12. Normalisierte Eigenfrequenzen von fünf Knotendurchmesser-Moduspaaren in Luft bei 0,1 MPa für „schlanke Hohlräume“ über Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse (für die theoretischen Werte der Schallwelle wird ein Kernrotationsfaktor von 0,30 angenommen).

Dennoch ist zu beachten, dass das Konzept der Massenströmung innerhalb der Kavität, das durch einen Kernrotationsfaktor geschätzt werden kann, eine theoretische Idee ist, die in realen Kavitäten nicht existiert. Darüber hinaus sind die in dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse durch Umfangs-Reynoldszahlen gekennzeichnet, die geringfügig niedriger sind als die Werte für eine gut etablierte Massenströmung. Daher sind die meisten Messergebnisse tatsächlich dem Übergangsbereich zwischen verschmolzenen und getrennten Grenzschichtregimen gemäß [25] zuzuordnen, und die Anwendbarkeit des Kernrotationskonzepts sollte weiter untersucht werden. Die Verwendung eines Fluids mit geringerer kinematischer Viskosität oder die Durchführung von Messungen mit Scheibenrotation bei höheren Drücken könnten Möglichkeiten sein, in zukünftigen Experimenten höhere Reynoldszahlen zu erreichen.

6. Schlussfolgerungen und zukünftige Arbeiten

Im ersten Teil werden grundlegende Konzepte zusammengestellt, die zum Verständnis der Bildung struktureller und akustischer Modi und ihrer Kopplung in einem Rotor-Hohlraum-System erforderlich sind, und vorhandene Kopplungsmodelle werden überprüft. Basierend auf einer umfassenden Literaturübersicht wird ein Überblick über Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen mit einer rotierenden Scheibe erstellt, einschließlich der Effekte für ungekoppelte und gekoppelte Modi. Ein Verfahren zur Analyse dieser Frequenzverschiebungseffekte wird entwickelt und später auf die Analyse experimenteller Ergebnisse angewandt. Darüber hinaus wird durch die Ermittlung der Kopplungsstärke- und Kopplungspotentialparameter ein Versuch unternommen, die zu erwartenden Kopplungseffekte zu quantifizieren.

Im zweiten Teil der Arbeit werden Messergebnisse akustischer und strukturdominanter Moden vorgestellt, darunter eine Versuchsreihe mit variierendem Hohlraumdruck und eine mit unterschiedlichen Plattendrehzahlen. Für letztere ist die Entwicklung eines Vorwärts- und eines Rückwärtslaufenden Modus demonstriert. Für jeden Modus wird eine rückwärts laufende Welle demonstriert. Alle angeregten Modenpaare im Test sind in der Luft zumindest schwach gekoppelt, d.h. es werden Frequenzverschiebungen beobachtet, die nicht allein durch „entkoppelte Modeneffekte“ erklärt werden, wie etwa die zusätzliche Masse, Schallgeschwindigkeit und Versteifungseffekt, sondern deuten auf einen zusätzlichen Kopplungseffekt hin. Die Hypothese einer größeren Kopplungseffekt (größere Frequenzverschiebung) für stärker gekoppelte Moden kann nicht einheitlich bestätigt werden. Durch Variation der Plattendrehzahl kann die Frequenzdifferenz zwischen gekoppelten Moden und damit deren Kopplungspotential zusätzlich variiert werden. Der erwartete Kopplungseffekt ist nicht für alle Modenpaare zu beobachten. Nur die vier Knotendurchmesser des Modenpaars im „weiten Hohlraum“ weist einen starken Kopplungseffekt auf. Modenwechsel sind sichtbar, d. h. mit zunehmender Plattendrehzahl nähern sich die gekoppelten Modi einander an, und dann auseinander driften, anstatt sich zu kreuzen.

Im Allgemeinen stimmen die Messergebnisse für strukturdominante Moden gut mit den theoretischen Vorhersagen überein. Allerdings zeigen gemessene akustische dominante Moden nicht das erwartete theoretische Verhalten. Es bedarf weiterer Forschung, um zu klären, ob die zugrunde liegenden Annahmen zur Kernrotation gelten für die Strömungsbedingungen im Hohlraum während der Messungen. Für zukünftige Untersuchungen könnte eine andere Flüssigkeit oder ein höherer Druck verwendet werden, um höhere Reynoldszahlen sicherzustellen und das Bulk-Flow-Konzept weiter zu validieren sowie Grenzschichteinflüsse zu untersuchen. Zusätzlich wird der Einfluss der kleinen Öffnungen der Höhle bedarf weiterer Untersuchung.

Der nächste wesentliche Schritt in dieser Forschung wird die Untersuchung der Dämpfung von gekoppelten akustischen und strukturdominanten Moden, da Resonanzen nicht immer vermieden werden können und das Dämpfungsverhältnis bestimmt die Antwortamplituden des Systems und damit das Risiko von Laufradmaterialversagen. Schließlich ist die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf reale Maschinen noch zu beweisen. Diese Arbeit stellt jedoch einen wesentlichen Schritt hin zu einem besseren Verständnis der akustoelastischen Kopplungseffekte in den Seitenhöhlen von Kreiselkompressoren dar, unter unterschiedlichen Betriebsbedingungen.

Autorenbeiträge: Konzeptualisierung, TU; Datenkuratierung, TU; Formale Analyse, TU; Finanzierung Erfassung, DB; Untersuchung, TU; Methodik, TU; Überwachung, DB; Visualisierung, TU; Schreiben – Originalentwurf, TU; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, DB Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts.

Finanzierung: Dieses Projekt wird von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördert. Die Autoren danken für die finanzielle Unterstützung unter der Projektnummer 429153912.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass kein Interessenkonflikt besteht. Die Geldgeber waren nicht an der Gestaltung beteiligt. der Studie; bei der Sammlung, Analyse oder Interpretation von Daten; beim Schreiben des Manuskripts oder an der Entscheidung zur Veröffentlichung der Ergebnisse beteiligt.

Nomenklatur

B	Scheiben-/Laufraddicke, m
c	Schallgeschwindigkeit, m/s
c _f	Reibungskoeffizient
CP	Kopplungspotentialparameter
CS	Kopplungsstärkeparameter
ff	Frequenz, 1/s
$\bar{y} = \frac{f}{f_{ref}}$	normierte Frequenz relativ zur Frequenz $f_{ref} = f_{st,2,0}$ (Luft, 0,1 MPa, 295 K)
$\bar{y}_f = \frac{f - f_0}{f_0}$	relative Frequenzänderung relativ zur Frequenz $f_0 = f(0,1 \text{ MPa})$

\dot{y}	Rotationsfrequenz der rotierenden Scheibe, 1/s
$G = \frac{s}{rd}$	dimensionslose axiale Spaltweite der Kavität
k_0	Kernrotationsfaktor
M	charakteristische Länge, m
M	Masse, kg
(m, n)	Anzahl der Knotendurchmesser, Knotenkreise der Struktur (dominanter) Modus
(p, q, r)	Anzahl der Knotendurchmesser, Knotenkreise, axialen Knoten des akustischen (dominanten) Modus
R	Radius, m
Re	Umfangs-Reynoldszahl
S	axiale Spaltbreite des Hohlraums, m
Steuer	zylindrischer Teil des Radseitenraums, m
S_e	Umfangsgeschwindigkeit der Scheibe/des Laufrads, m/s
u	Geschwindigkeit, m/s
\dot{y}	Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe, 1/min
$(\ddot{y})_{p,q}$	dimensionslose Lösungen für die erste Ableitung der Bessel-Funktion für (p,q) Akustikmodus
$\bar{\nu}$	kinematische Viskosität der Flüssigkeit, m ² /s
$\bar{\rho}$	Dichte, kg/m ³
	Indizes
—	akustisch (dominant)
c, siehe ^{CR}	Hohlraum, vorderer Hohlraum, hinterer Hohlraum
korrr	korrigiert
D	Scheibe
t	Erregung
F	Flüssigkeit
S	System
st	Struktur (dominant)
Knrips	gesamt
UC	abgekoppelt

Verweise

- Lamb, H.; Southwell, RV Die Schwingungen einer rotierenden Scheibe. Proc. R. Soc. A 1921, 99, 272–280.
- Southwell, RV Über die freien Querschwingungen einer gleichmäßigen, in ihrer Mitte eingespannten Kreisscheibe und die Auswirkungen der Rotation. Proc. R. Soc. A 1922, 101, 133–153.
- Campbell, W. Schutz von Dampfturbinen-Scheibenrädern vor axialen Vibrationen; General Electric Company: New York, NY, USA, 1924.
- Eversman, W.; Dodson, RO, Jr. Freie Schwingung einer zentral eingespannten rotierenden Kreisscheibe. AIAA J. 1969, 7, 2010–2012. [\[Querverweis\]](#)
- Ewins, DJ Schwingungseigenschaften von Schaufelrad-Scheibenanordnungen. J. Mech. Eng. Sci. 1973, 15, 165–186. [\[CrossRef\]](#)
- Irretier, H. Die natürlichen und erzwungenen Schwingungen einer Radscheibe. J. Sound Vib. 1983, 87, 161–177. [\[CrossRef\]](#)
- Irretier, H. Experimente und Berechnungen zu den Schwingungen rotierender Radiallaufräder. J. Vib. Acoust. Stress Reliab. 1988, 110, 137–142. [\[CrossRef\]](#)
- Tyler, JM; Sofrin, TG Axial Flow Compressor Noise Studies; Nr. 620532. SAE Trans. 1962, 70, 309.
- Ehrich, FF Akustische Resonanzen und Mehrfach-Reintongeräusche in Turbomaschineneinlässen. J. Eng. Power 1969, 91, 253–262. [\[CrossRef\]](#)
- Eisinger, FL Akustische Ermüdung von Laufrädern rotierender Maschinen. J. Press. Schiff. Technol. 2002, 124, 154–160. [\[CrossRef\]](#)
- Eisinger, FL; Sullivan, RE Akustisch bedingte strukturelle Ermüdung von Laufradscheiben: Eine kurze Anmerkung. Turbo Expo Power Land Sea Air 2002, 3610, 1063–1069.
- Magara, Y.; Mitsuhiro, N.; Kazuyuki, Y.; Naohiko, T.; Tetsuya, K. Eigenfrequenzen von Radialkompressorlaufrädern für hohe Dichtegasanwendungen. ASME Int. Mech. Ing. Congr. Expo. 2008, 48661, 107–114.
- Magara, Y.; Yamaguchi, K.; Miura, H.; Takahashi, N.; Narita, M. Eigenfrequenzverschiebung in einem Kreiselkompressorlaufrad für Anwendungen mit hochdichten Gasen. J. Turbomach. 2013, 135, 011014. [\[CrossRef\]](#)
- Beirow, B.; Kühhorn, A.; Figaschewsky, F.; Nipkau, J. Einfluss von Verstimung und Dämpfung auf die erzwungene Reaktion eines Kompressors Blisk-Rotor. ASME Turbo Expo 2015: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbinen. Am. Soc. Mech. Eng. Digit. Collect. 2015, 56772, V07BT32A001.
- Heinrich, CR; Kühhorn, A.; Steff, K.; Petry, N. Verallgemeinertes Modell zur Approximation gekoppelter akusto-mechanischer Eigenfrequenzen in Hochdruck-Radialkompressoren. J. Eng. Gas Turbines Power 2021, 143, 071022. [\[CrossRef\]](#)
- Heinrich, CR; Unglaube, T.; Beirow, B.; Brillert, D.; Steff, K.; Petry, N. Surrogatmodelle zur Vorhersage von Dämpfungsverhältnissen in Gekoppelte akustoelastische Rotor-Hohlraum-Systeme. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2021: Turbine Technical Conference und Ausstellung, online, 7.–11. Juni 2021. GT2021-58835.

17. Hellmich, B.; Seume, JR Ursachen akustischer Resonanz in einem Hochgeschwindigkeits-Axialkompressor. ASME Turbo Expo 2006: Power für Land, Meer und Luft. Am. Soc. Mech. Eng. Digit. Collect. 2006, 4241, 377–387.
18. König, S. Akustische Eigenmoden in den Seitenhöhlräumen von Radialverdichtern. Turbo Expo Power Land Sea Air 2009, 48876, 547–557.
19. Petry, N.; König, S.; Benra, F.-K. Einfluss der Wirbelströmung in den Seitenkammern eines Hochdruck-Radialverdichters auf die Eigenschaften angeregter akustischer Moden. Turbo Expo Power für Land, Meer und Luft. Am. Soc. Mech. Eng. 2012, 44748, 627–639.
20. Eckert, L. Hochzyklische Ermüdungsrisse an Radiallüfterrädern, verursacht durch aeroelastische selbsterregte Laufradschwingungen: Teil I – Fallgeschichte, Ursachenanalyse, Schwingungsmessungen. Internationale technische Konferenzen für Konstruktionstechnik und Konferenz „Computer und Information in der Technik“. Am. Soc. Mech. Eng. 1999, 19777, 1135–1146.
21. Barabas, B.; Stefan, C.; Sebastian, S.; Friedrich-Karl, B.; Hans-Josef, D.; Dieter, B. Experimentelle und numerische Bestimmung der Druck- und Geschwindigkeitsverteilung in einem Rotor-Stator-Hohlraum bei sehr hohen Umfangs-Reynoldszahlen. In Proceedings der 11. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015.
22. Barabas, B.; Dieter, B.; Hans-Josef, D.; Friedrich-Karl, B. Identifikation gekoppelter Eigenfrequenzen in einem Rotor-Stator-Prüfstand für unterschiedliche Gaseigenschaften. In Proceedings der 12. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017.
23. Barabas, B.; Dieter, B.; Hans-Josef, D.; Friedrich-Karl, B. Dämpfungsverhalten akustischer dominanter Moden in einem aeroakustischen Prüfstand, der eine vereinfachte Geometrie eines Hochdruck-Radialkompressors darstellt. Turbo Expo: Kraft für Land, Soc. Mech. Eng. 2018, 51159, V07CT36A018.
24. Norton, MP; Frederick, CN Grundlagen der Geräusch- und Schwingungsanalyse für Ingenieure; Cambridge University Press: Cambridge, Großbritannien, 1998.
25. Daily, JW; Nece, RE Auswirkungen der Kammerabmessung auf induzierten Fluss und Reibungswiderstand geschlossener rotierender Scheiben. J. Basic Eng. 1960, 82, 217–230. [\[CrossRef\]](#)
26. Gülich, JF Reibungsverluste an geschlossenen Turbomaschinenlaufrädern. Forsch. Im Ing. 2003, 68, 87–95. [\[CrossRef\]](#)
27. Sigrist, J.-F.; Daniel, B.; Christian, L. Dynamische Analyse eines Kernreaktors mit Fluid-Struktur-Wechselwirkung: Teil I: Seismische Belastung, durch fluide zusätzliche Masse und zusätzliche Steifigkeitseffekte. Nucl. Eng. Des. 2006, 236, 2431–2443. [\[CrossRef\]](#)
28. Fahy, FJ Vibration eingeschlossener Strukturen durch Schall in der eingeschlossenen Flüssigkeit. J. Sound Vib. 1969, 10, 490–512. [\[CrossRef\]](#)
29. Barabas, B.; Friedrich-Karl, B.; Nico, P.; Dieter, B. Experimentelles Dämpfungsverhalten stark gekoppelter Struktur- und Akustikmodi einer rotierenden Scheibe mit seitlichen Hohlräumen. In Proceedings of the ASME Turbo Expo 2021: Turbine Technical Conference and Exposition, online, 7.–11. Juni 2021; GT2021-58782.

Artikel

Akustoelastische Moden in Rotor-Hohlraum-Systemen: Ein durch Messungen unterstützter Überblick über Frequenzverschiebungseffekte

Tina Unglaube * und Dieter Brillert

Lehrstuhl für Turbomaschinen, Universität Duisburg-Essen, 47057 Duisburg, Deutschland; dieter.brillert@uni-due.de * Korrespondenz: tina.unglaube@uni-due.de

Zusammenfassung: Mit zunehmender Fluidichte in Kreiselkompressoren rücken Fluid-Struktur-Wechselwirkungen und gekoppelte akustoelastische Modi immer stärker in den Fokus, um Maschinenausfälle zu vermeiden. Neben dem Schwingungsverhalten des Laufrads müssen auch die in den Seitenhohlräumen entstehenden akustischen Modi verstanden werden, um einen sicheren und zuverlässigen Betrieb zu gewährleisten. In einem gekoppelten System beeinflussen sich diese struktur- und akustisch dominanten Modi gegenseitig. Daher wird auf Grundlage von Erkenntnissen aus der Literatur ein umfassender Überblick über Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen erstellt. Zusätzlich werden experimentelle Ergebnisse zu gekoppelten Moduspaaren in einem Rotor-Hohlraum-Teststand mit einer rotierenden Scheibe unter verschiedenen Betriebsbedingungen vorgestellt. Die Messergebnisse für strukturdominante Modi stimmen gut mit den theoretischen Vorhersagen überein. Die Entwicklung einer vorwärts und einer rückwärts laufenden Welle wird für jeden Modus bei rotierender Scheibe demonstriert. Durchgeführte Experimente zeigen das Auftreten von schwach und stark gekoppelten Moduspaaren, da Frequenzverschiebungen beobachtet werden, die nicht allein durch „entkoppelte Moduseffekte“ wie zusätzliche Masse, Schallgeschwindigkeit und Versteifungseffekt erklärt werden können, sondern auf einen zusätzlichen Kopplungseffekt hinweisen. Die Hypothese einer größeren Frequenzverschiebung bei stärker gekoppelten Moden kann jedoch nicht konsistent bestätigt werden. Nur bei dem stark gekoppelten Modenpaar mit vier Knotendurch-

Schlüsselwörter: Rotor-Hohlraum-System; akustoelastische Modi; Kopplung; Fluid-Struktur-Wechselwirkung



Zitat: Unglaube, T.; Brillert, D.

Akustoelastische Moden in

Rotor-Hohlraum-Systeme: Ein durch

Messungen unterstützter Überblick über

Frequenzverschiebungseffekte. Int. J. Turbomach.

Propuls. Power 2022, 7, 15. [https://doi.org/](https://doi.org/10.3390/ijtp7020015)

10.3390/ijtp7020015

Wissenschaftlicher Redakteur: Antoine Dazin

Erhalten: 26. Januar 2022

Akzeptiert: 4. Mai 2022

Veröffentlicht: 6. Mai 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-

NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

1. Einleitung

Kreiselkompressoren werden in zahlreichen industriellen Anwendungen eingesetzt, darunter Gaskompression in der chemischen Industrie, Erdgasförderung und -verflüssigung, verbesserte Ölrückgewinnung sowie Kohlenstoffabscheidung und -speicherung. Die erforderlichen Auslassdrücke steigen kontinuierlich an und damit auch die Fluidichte im Inneren der Maschine, wodurch die auf das Laufrad wirkenden Kräfte zunehmen. Neben dem Schwingungsverhalten des Laufrads, das in den letzten Jahrzehnten ausführlich untersucht wurde, müssen diese Fluid-Struktur-Wechselwirkungen verstanden werden. Heute ist bekannt, dass sich die Eigenfrequenzen von Kompressorlaufrädern aufgrund einer Zunahme der Gasdichte des umgebenden Fluids verschieben. Darüber hinaus wurde festgestellt, dass akustische Modi, die sich in den Seitenhohlräumen von Radialkompressoren aufbauen, eine weitere potenzielle Quelle für Hochzyklusermüdung sind. Neuere Studien gehen davon aus, dass sich akustische und Scheibenschwingungsmodi gegenseitig beeinflussen, was zu weiteren Frequenzverschiebungen in gekoppelten Moden führt. Diese Effekte sind jedoch noch nicht vollständig verstanden. Um eine sichere und zuverlässige Konstruktion zu gewährleisten und Maschinenausfälle während des Betriebs zu vermeiden, müssen diese gekoppelten Eigenfrequenzen genau vorhergesagt und die Anregungs- und Dämpfungsmechanismen weiter untersucht werden.

Rotor-Hohlraum-Systeme, bestehend aus einer rotierenden Scheibe in einem flüssigkeitsgefüllten Hohlraum, stellen ein vereinfachtes Modell von Kreiselkompressoren für grundlegende Forschungszwecke dar. Daher wird ein umfassender Überblick über Frequenzverschiebungseffekte in akustoelastischen Rotor-Hohlraum-Systemen auf der Grundlage von in der Literatur veröffentlichten Erkenntnissen erstellt. Dies bietet eine solide Grundlage für ein theoretisches Verständnis des Themas, das das

Daten. Zu diesem Zweck wurde am Lehrstuhl für Turbomaschinen **der Universität Duisburg-Essen ein Rotor-Hohlraum-Prüfstand aufgebaut**, der das Auftreten gekoppelter akustoelastischer Moden demonstriert. Er ermöglicht es den Forschern, systematisch experimentelle Daten zur Rotor-Fluid-Wechselwirkung und zur Bildung gekoppelter akustischer und **strukturdominanter Moden zu sammeln und auszuwerten, während verschiedene Einflussparameter unabhängig voneinander variiert werden. Dadurch wird ein tieferes Verständnis der Kopplungs- und Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen gewonnen.**

2. Literaturübersicht

Einige der ersten Arbeiten über Scheibenschwingungen in Turbomaschinen wurden von Lamb und Southwell (1921) [1] und Southwell (1922) [2] durchgeführt, die die Schwingungen einer rotierenden kreisförmigen Scheibe analysierten. Einige Jahre später veröffentlichte Campbell (1924) [3] seine grundlegende Studie über die Schwingungsanregung rotierender Turbomaschinen und etablierte damit das sogenannte Campbell-Diagramm. Bis heute ist es ein weit verbreitetes Werkzeug, um potenzielle Schwingungsresonanzen zu vermeiden, die zu Maschinenausfällen führen könnten. In der Folgezeit wurden viele Studien durchgeführt, in denen das Schwingungsverhalten rotierender Turbomaschinen untersucht wurde. So veröffentlichten Eversman und Dodson (1969) [4] beispielsweise eine technische Anmerkung zur freien Schwingung rotierender, zentral eingespannter kreisförmiger Scheiben und präsentierten eine analytische Lösung der Eigenwertgleichung als Funktion des Nabe-Scheibe-Verhältnisses für unterschiedliche Spinsteifigkeitsparameter und Eigenformen. Ewins (1973) [5] veröffentlichte eine analytische und experimentelle Studie über die Schwingungseigenschaften abgestimmter und verstimmter Schaufelradanordnungen und betonte, wie wichtig es sei, die komplette Schaufelradanordnung zu betrachten, anstatt Scheibe und Schaufeln getrennt. Irretier [6,7] untersuchte die natürlichen und erzwungenen Schwingungen einer Radscheibe und erstellte ein numerisches Modell zur Berechnung der Eigenfrequenzen und Eigenformen des Systems und führte später Experimente und Berechnungen zu den Schwingungen rotierender Radialräder durch, die gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zeigten.

Eine der ersten grundlegenden Untersuchungen über aeroakustische Anregungsquellen in Turbomaschinen wurde von Tyler und Sofrin (1962) [8] veröffentlicht. Sie identifizierten die Rotor-Stator-Wechselwirkung als einen signifikanten Lärm erzeugenden Mechanismus und fanden heraus, dass sowohl der rotierende Rotor allein als auch die Rotor-Stator-Wechselwirkung rotierende Druckmuster erzeugen. Seitdem werden diese rotierenden Modi als Tyler-Sofrin-Modi bezeichnet. Ehrich (1969) [9] leitete ein analytisches Modell eines ringförmigen akustischen Hohlraums ab, um Rückschlüsse auf die Eigenfrequenzen der akustischen Modi im Hohlraum zu ziehen. Es wird verwendet, um experimentelle Daten einer Turbomaschine über einen Bereich von Rotationsgeschwindigkeiten zu analysieren und Resonanzspitzen bei Überschall- und Unterschall-Radgeschwindigkeiten zu erklären. Zu den neueren Veröffentlichungen zählen Eisinger (2002) [10] und Eisinger und Sullivan (2002) [11], die sich mit der akustisch bedingten Ermüdung von Laufrädern rotierender Maschinen befassen. Es wird die Kopplung der strukturellen und akustischen Modi diskutiert, die letztendlich zum strukturellen Versagen des Laufrads führen kann. Dies ist besonders wichtig für Laufräder in Fluiden mit hoher Dichte, bei denen Scheibenschwingung und akustische Modi nicht mehr getrennt behandelt werden können, sondern als gekoppeltes System analysiert werden müssen. Entlang dieser Kausalkette sind die Veröffentlichungen von Magara [12,13] von besonderem Interesse, da sie die Strukturfrequenzen von Radialkompressoren in einer Umgebung mit hoher Dichte diskutieren. Es werden zwei analytische Modelle entwickelt, um die nachfolgenden Frequenzverschiebungsphänomene für eine nicht rotierende und eine rotierende Scheibe aufgrund der Moduskopplung zu erklären. Die experimentellen Ergebnisse stimmen gut mit den numerischen überein. Beirrow et al. (2015) [14] untersuchten die Wirkung einer FehlAbstimmung auf eine Hochdruckkompressor-Blisk im Ruhezustand hinsichtlich struktureller Schwingungsmodi und Dämpfungsverhältnisse. Die erzwungene Reaktion wird analysiert und es zeigt sich, dass unter Berücksichtigung aeroelastischer Kopplungseffekte die Dämpfung der Struktur im Allgemeinen zunimmt, während die Reaktion abnimmt. Basierend auf anderen theoretischen Modellen schlagen Heinrich et al. vor: (2020) [15] schlugen ein verallgemeinertes Modell zur Approximation gekoppelter akusto-mechanischer Eigenfrequenzen in Hochdruck-Radialkompressoren vor, das später um die Berücksichtigung von Dämpfungseffekten erweitert wurde (Heinrich et al. (2021) [16]). Im letzteren Fall werden die Modellergebnisse weiter mit experimentellen Daten verglichen, was eine ausgezeichnete Übereinstimmung hinsichtlich der vorhergesagten Eigenfrequenzen und eine akzeptable Übereinstimmung hinsichtlich der Dämpfungsverhältnisse ergibt.

Beispiele für aeroakustische Anregungen in industriellen Turbomaschinen werden z. B. von Hellmich und Seume (2006) [17] berichtet, wo eine akustische Resonanz in einem vierstufigen Axialkompressor mit einem vereinfachten Modell für spiralförmige akustische Moden erklärt wird, sowie von König (2009) [18] und Petry et al. (2012) [19], die akustische Eigenmoden in den Seitenhohlräumen eines industriellen Radialkompressors untersuchen. Ihr Aufbau umfasst eine komplette Kompressorstufe, von den Einlassleitschaufeln bis zu den Rücklaufleitschaufeln. Ein weiterer Fall tatsächlicher Hochlastschwingungsermüdung in einem industriellen Kompressor, der möglicherweise durch aeroelastische Anregung verursacht wurde, wird von Eckert (1999) [20] beschrieben, was unterstreicht, dass das Problem der Fluid-Struktur- Wechselwirkung in Turbomaschinen in realen Anwendungen von erheblicher

Der vorliegende Beitrag basiert auf den vorangegangenen Arbeiten der Forschungsgruppe am Lehrstuhl für Turbomaschinen der UDE und zielte darauf ab, grundlegende experimentelle Daten zur Rotor-Fluid-Wechselwirkung zu sammeln. Barabas et al. (2015) [21] stellten den Prüfstand und die Messinstrumente im Detail vor und präsentierten erste Geschwindigkeitsprofilmessungen, die auf eine turbulente Strömung mit hohen Reynoldszahlen innerhalb der Kavität hinwiesen. Barabas et al. (2017) [22] präsentierten Frequenzverschiebungen zu höheren und niedrigeren Frequenzen für die beiden Modi eines gekoppelten Moduspaars bei einer Änderung des Kavitätsdrucks. Darüber hinaus wurden störende Einflüsse sich kreuzender Modi identifiziert. Barabas et al. (2018) [23] konzentrierten sich dann auf die Dämpfung schwach gekoppelter akustischer dominanter Modi, die mit zunehmendem Fluidruck abnimmt, und stellten eine Beziehung zwischen dem Dämpfungsverhältnis, der kinematischen Viskosität und der Eigenfrequenz der akustischen Modi her.

Es wird gezeigt, dass die strukturell-akustische Modenkopplung in Rotor-Hohlraum-Systemen ein komplexes Forschungsgebiet ist, in dem viele wechselwirkende Effekte zu berücksichtigen sind. Mehrere Veröffentlichungen befassen sich mit einigen dieser Effekte, aber bisher hat keine sie im Großen und Ganzen offenbart. Dieser Beitrag trägt zu einem tieferen Verständnis des Zusammenwirkens aller relevanten Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen bei und unterstützt damit die Bemühungen, Resonanzen in Kreiselkompressoren zu vermeiden, die letztlich zu Komponentenausfällen in Turbom

3. Theorie der Frequenzverschiebungen in Rotor-Hohlraum-

Systemen 3.1. Das Rotor-Hohlraum-System

Ein Rotor-Hohlraum-System (oder Rotor-Stator-System) besteht aus einem Laufrad, das in einem stationären Hohlraum rotiert. Es kann als vereinfachtes Modell von Turbomaschinen-Laufrädern in einem Gehäuse verwendet werden. Die rotierende Scheibe teilt das Flüssigkeitsvolumen in zwei separate Hohlräume, ähnlich den Seitenhohlräumen in z. B. Kreiselkompressoren. Das Verhältnis der axialen Spaltbreite s des Hohlraums zum Scheibenradius r_d ist eine charakteristische Dimension, die den Hohlraum beschreibt und als dimensionslose axiale Spaltbreite G bezeichnet wird.

$$G = \frac{s}{r_d} \quad (1)$$

Zwischen den Schwingungsmodi der Platte und den akustischen Modi im flüssigkeitsgefüllten In Hohlräumen kommt es zu einer Fluid-Struktur-Wechselwirkung, wenn eine resultierende Kraft von einem auf das andere wirkt. Diese Wechselwirkungen äußern sich in Form von Strukturmoden außerhalb der Ebene der Scheibe und schwankenden Druckmustern des Fluids, die nur dann wirklich vernachlässigt werden können, wenn die Scheibe im Vakuum rotiert. Struktur- und Akustikmoden beeinflussen sich zusätzlich gegenseitig, wenn ein bestimmtes Modenpaar gekoppelt ist. Dies führt zu einer weiteren Frequenzverschiebung. Im Falle einer Kopplung werden die Moden als Struktur- und Akustikdominante Moden bezeichnet.

3.2. Entkoppelte Struktur-/Scheibenschwingungsmodi

Die Schwingungsform von Scheibenschwingungsmodi, auch Strukturmodi genannt, wird durch die Anzahl der Knotendurchmesser (diametrale Modi oder Umfangsordnung) m und die Anzahl der Knotenkreise (oder radiale Ordnung) n charakterisiert. Bei einer rotierenden Scheibe tritt eine Resonanz zwischen einer Eigenfrequenz $f_{m,n}$ eines ihrer Scheibenmodi und einer Anregungsfrequenz $f_{e,st}$ auf, wenn letztere mit der Rotationsfrequenz der vorwärts oder rückwärts laufenden Welle des Scheibenmodus übereinstimmt, wie folgt [3]:

$$f_{e,st} = f_{m,n} \pm m \times \dot{\varphi} \quad (2)$$

wobei $\dot{\gamma}$ die Rotationsfrequenz der rotierenden Scheibe ist.

Die Eigenfrequenzen der Scheibe $f_{m,n}$ steigen mit zunehmender Scheibendrehzahl $\dot{\gamma}$ aufgrund der versteifenden Wirkung des Zentrifugalkraftfeldes leicht an [7]. Dieser Effekt kann angenähert werden (wie z. B. in [2]), ist aber oft so klein, dass er vernachlässigt werden kann [7].

Bei einer verstimmtten Scheibe, d. h. einer nicht-achsensymmetrischen Scheibe, gibt es zwei Eigenfrequenzen für eine Scheibenmode. Für praktische Anwendungen ist diese Frequenzaufspaltung jedoch oft vernachlässigbar [7]. Im Allgemeinen gelten die oben genannten Überlegungen auch für rotierende Laufräder. Allerdings wird eine Verstimmung aufgrund geometrischer Ungleichförmigkeiten bei komplexeren Laufradgeometrien wahrscheinlicher [5]. Eine solche Verstimmung führt zu unregelmäßigeren und komplexeren Modenformen und zu mehr Resonanzen.

3.3. Entkoppelte akustische/Hohlraummoden

In einem flüssigkeitsgefüllten Hohlraum können sich akustische Moden (oder Hohlraummoden) bilden, die sich als fluktuierende Druckmuster manifestieren. In rotierenden Maschinen werden diese akustischen Wellen durch die Strömung durch die Maschine angeregt und können durch die Rotation des Laufrads verstärkt werden [10]. Ähnlich wie Strukturmoden werden akustische Moden durch ihre Anzahl von Knotendurchmessern p , Knotenkreisen q und zusätzlich axialen Knoten r charakterisiert. Die Frequenz des (p,q) -Akustikmodus innerhalb eines

$$f_{p,q} = \frac{c}{2\dot{\gamma}rc} \cdot (\dot{\gamma})_{p,q}$$

(3),

wobei $(\dot{\gamma})_{p,q}$ die dimensionslosen Lösungen der ersten Ableitung der Bessel-Funktion für den (p,q) -Schallmodus sind (siehe Abbildung 1). Aus Gleichung (3) können wir erkennen, dass die Eigenfrequenz des Schallmodus linear von der Schallgeschwindigkeit c des Fluids und damit von den Fluideigenschaften abhängt. So bewirkt beispielsweise eine Erhöhung des Fluiddrucks eine Verschiebung der Eigenfrequenz der Schallmodi. Dies wird im Folgenden als Schallgeschwindigkeitseffekt bezeichnet. Eine Änderung des Hohlraumradius rc führt ebenfalls zu einer Änderung der Schallfrequenz; eine Änderung der axialen Spaltbreite hat gemäß diesem Modell in Gleichung (3) jedoch keine

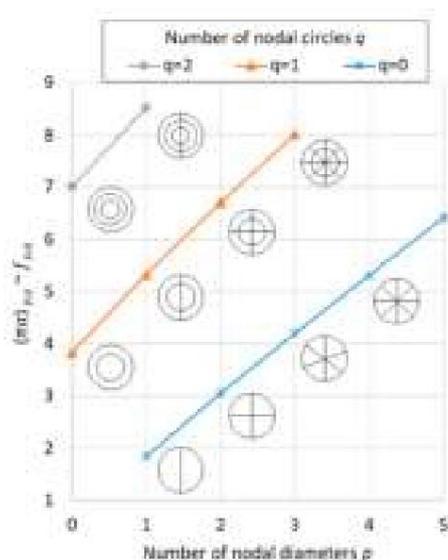


Abbildung 1. Dimensionslose Lösungen der Bessel-Funktionen für akustische Frequenzen innerhalb eines Zylinders und entsprechende Modusformen für unterschiedliche Anzahlen von Knotendurchmessern und Knotenkreisen.

In einem Rotor-Stator-System führt die Scheibenrotation zu einer Fluidrotation im Hohlraum. Diese Strömungsmuster beeinflussen die Bildung akustischer Modi und können in Abhängigkeit von der Umfangs-Reynoldszahl Re beschrieben werden, die wie folgt definiert ist:

$$Re = \frac{u L}{\dot{\gamma}} = \frac{2 \dot{\gamma} r d}{\dot{\gamma}} \quad (4)$$

wobei u die Umfangsgeschwindigkeit, L die charakteristische Länge und $\dot{\gamma}$ die kinematische Viskosität des Fluids ist. Das weit verbreitete Rotor-Stator-Kavitätsströmungsmodell von Daily und Nece (1960) [25] unterscheidet zwischen vier Strömungsregimen, wobei die beiden turbulenten entweder verschmolzene oder getrennte Grenzschichten aufweisen. Letztere ist bei größeren Kavitätsbreiten oder höheren Reynoldszahlen vorherrschend und durch eine Kernströmung gekennzeichnet, für die eine nahezu konstante Umfangsgeschwindigkeit angenommen wird, d. h. das Fluid wirbelt als Massenströmung.

Die Kernrotation kann durch das Verhältnis k_0 der Fluidgeschwindigkeit v_f zur Laufradumfangsgeschwindigkeit u beschrieben werden und hängt nur dann von der Geometrie des Blasenfeldes ab, wenn keine überlagerte Durchflussmenge vorliegt [26]. Im Fall einer Leckagemenge von Null ist sie auch unabhängig vom Radius und kann wie folgt abgeschätzt werden [26]:

$$k_0 = \frac{v_f}{u} = \frac{1}{1 + \frac{r_c}{r_d} + \frac{r_c}{r_d} + 5 \frac{C_{f, Fall c}}{f_{f, d}}} \quad (5)$$

wobei r_d und r_c das Laufrad und der Hohlraumradius sind, τ der zylindrische Teil des Laufradseitenraums und c und c die Reibungskoeffizienten des Laufrads bzw. $f_{f, d}$ des Gehäuses sind. Normalerweise nimmt der Kernrotationsfaktor einen Wert zwischen 0,4 und 0,5 an, d. h. die Flüssigkeit rotiert mit einer Rotationsgeschwindigkeit, die etwas weniger als die Hälfte der Scheibengeschwindigkeit beträgt.

Analog zu den Strukturmoden bilden die akustischen Moden, die einer Kernrotation unterliegen, in den Hohlräumen eine vorwärts und eine rückwärts laufende Welle, die wie folgt berechnet wird:

$$f_{e,ac} = f_{p,q} \pm k_0 \times p \times f_j \quad (6)$$

3.4. Fluid-Struktur-Interaktion

Bisher wurden die Schwingungen der Scheibe und der flüssigkeitsgefüllte Hohlraum getrennt behandelt. Allerdings muss auch der Einfluss der umgebenden Flüssigkeit auf das Laufrad berücksichtigt werden. Insbesondere bei zunehmendem Flüssigkeitsdruck und damit zunehmender Dichte wirken erhebliche Kräfte von der Flüssigkeit auf das Laufrad. Umgekehrt beeinflussen auch die außerhalb der Ebene liegenden Strukturmodi die akustischen. Diese Effekte werden als Fluid-Struktur-Wechselwirkung bezeichnet. Von besonderem praktischen Interesse ist der Einfluss einer erhöhten Fluidichte auf das Laufrad einer Turbomaschine, der durch den Effekt der zusätzlichen Masse adressiert wird: Eine Zunahme der Masse des umgebenden Fluids führt zu einer Abnahme der Eigenfrequenz des Laufrads [12,13,27], da die Fluidmasse linear von der Fluidichte (und dem Hohlraumvolumen) abhängt. Während sich also die Masse des Laufrads nicht ändert, ändert sich die Gesamtmasse des Systems, wenn die auf das Laufrad wirkende Fluidmasse variiert. Die Änderung der Eigenfrequenz ist antiproportional zur Änderung der Gesamtmasse. Diese Wechselwirkungen sind jedoch nicht von großer Bedeutung, sofern keine Kopplung zwischen einem Paar akustischer und struktureller Modi besteht.

3.5. Kupplung

Damit eine Kopplung zwischen einem akustischen und einem Strukturmodus auftreten kann, müssen zunächst die jeweiligen Modi angeregt werden. Während akustische Modi durch die Flüssigkeitsströmung durch das Gehäuse angeregt werden, die Hindernisse wie Schaufeln oder den Rotor passiert, sind akustische Modi höherer Ordnung die effizienteste Quelle von Impellerschwingungen [10]. Darüber hinaus muss bei einem Aufbau mit zwei Hohlräumen, die ein Impeller oder eine Scheibe umgeben, eine Phasenverschiebung zwischen den akustischen Modi in diesen Hohlräumen vorliegen oder, anders ausgedrückt, ein axialer Knoten (an der axialen Position der Scheibe) vorhanden sein. Nur dann gibt es eine resultierende

Die außerhalb der Ebene liegenden strukturellen (Scheiben-)Modi und die akustischen (Hohlraum-)Modi mit einem axialen Knoten haben das größte Potenzial, sich gegenseitig zu beeinflussen.

Die Kompatibilität der Eigenformen ist eine notwendige Voraussetzung für die strukturell-akustische Kopplung. Diese Übereinstimmung der Eigenformen wird insbesondere durch die gleiche Anzahl von Knotendurchmessern ($m = p$) erreicht [10]. Oft wird angenommen, dass jede Struktureigenschaft nur gut an eine akustische Eigenschaft und nur schwach an alle anderen gekoppelt ist [10,28]. Die stärkste Wechselwirkung (oder vollständige Übereinstimmung) tritt auf, wenn auch die (entkoppelten) Eigenfrequenzen übereinstimmen [10]. Jede Kopplung eines Paares akustischer und strukturdominanter Eigeneigenschaften führt jedoch zu einer Verschiebung ihrer Eigenfrequenzen im Vergleich zu den ungekoppelten Eigeneigenschaften.

Dieser Kopplungseffekt tritt auch dann auf, wenn die theoretisch entkoppelten Eigenfrequenzen in einer gewissen Nähe zueinander liegen. Je näher die entkoppelten Eigenfrequenzen beieinander liegen, desto stärker ist der Kopplungseffekt und damit die resultierende Frequenzverschiebung. Gemäß [10] wird ein Mindestabstand der Eigenfrequenzen von 25 % empfohlen, damit die Modi als nicht gekoppelt betrachtet werden. In Referenz [11] wird der Grad der strukturell-akustischen Kopplung durch einen Kopplungskoeffizienten ausgedrückt, der im Fall entkoppelter Systeme Null ist. Eine kleine Masse des Laufrads oder ein dünner Hohlraum erhöhen die Kopplung, während eine größere Masse der Scheibe und ein breiterer zylindrischer Hohlraum

Dennoch sei erwähnt, dass bei realen Turbomaschinenlaufrädern oder verstimmten Laufradanordnungen jede angeregte Scheibenmode Komponenten vieler diametraler Modenordnungen enthält. Eine Anregung mit m -Motorordnung kann daher nicht nur die reine m -Knoten- Durchmessermoden, sondern auch die meisten anderen Moden anregen [5].

3.6. Vorhandene Modelle zur

Frequenzverschiebung Ein weit verbreitetes mathematisches Modell zur Erklärung von Kopplungseffekten in Rotor- Hohlraum-Systemen ist das Modell von Magara et al. (2008) [12], das aus der Forschung zu Frequenzverschiebungen von Kreiselkompressor-Laufrädern in Anwendungen mit hoch

Das Frequenzverschiebungsmodell besteht aus einer Parabel, die sich nach oben öffnet (linke Seite von Gleichung (7)) und einer Geraden mit positiver Steigung (rechte Seite von Gleichung (7)), wenn auf der x-Achse das Quadrat der Systemfrequenz f aufgetragen ist (siehe Abbildung 2)

$$F_{1,uc}^2 - \gamma \bar{y} f_s^2 - \gamma f^2 = \gamma \bar{y} f_{\gamma d b}^2 = 2 f_{\gamma d b}^2 \frac{2 \gamma f c}{s} \quad (7)$$

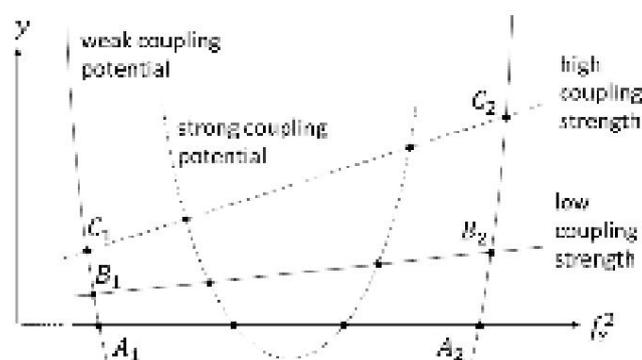


Abbildung 2. Kopplungsmodell von Magara et al. (2008) [12].

Die Schnittpunkte der Parabel mit der x-Achse (Punkte A) stellen die theoretisch entkoppelten Eigenfrequenzen von Scheibe und Fluid dar. Welche davon die nieder- und welche die höherfrequente Eigenfrequenz ist, hängt von der Geometrie ab und lässt sich nicht allgemein festlegen. Sie werden deshalb nicht als Akustik- und Strukturmoden bezeichnet, sondern als $f_{1,uc}$ und $f_{2,uc}$. Der Frequenzunterschied zwischen A_1 und A_2 gibt das Kopplungspotential der beiden Moden an und ist umso größer, je näher die theoretisch entkoppelten Eigenfrequenzen beieinander liegen. Die gerade Linie gibt die Kopplungsstärke an. Die Steigung nimmt mit zunehmender Fluidichte γ und Schallgeschwindigkeit c zu und mit zunehmender Plattendichte \bar{y} ab.

Scheibendicke b und axiale Hohlraumbreite s_c . Die Schnittpunkte des Kopplungsstärketerms mit der Parabel (Punkte B und C) stellen die beiden Eigenfrequenzen des gekoppelten Systems f_s dar. Wenn die Kopplungsstärke zunimmt, verschieben sich die Schnittpunkte nach oben und nach außen, d. h. die Frequenz des niederfrequenten Modus sinkt (von B1 auf C1) und die des höherfrequenten Modus steigt (von B2 auf C2). Diese Frequenzverschiebung ist umso größer, je stärker die Kopplungsstärke zunimmt (je größer ihre Steigung ist) und je näher die theoretisch ungekoppelten Modi beieinander liegen, d. h. je größer das Kopplungspotential ist. Letzterer Effekt lässt sich durch Vergleich der Frequenzverschiebungen der Fälle mit schwachem (durchgezogene Parabellinie) und starkem Kopplungspotential (gestrichelte Parabellinie) veranschaulichen.

3.7. Überblick über Frequenzverschiebungsphänomene in einem Rotor-Hohlraum-System

Basierend auf der umfassenden Betrachtung struktureller und akustischer Modi sowie ihrer Fluid-Struktur-Wechselwirkung und Kopplung in den vorhergehenden Abschnitten wird im Folgenden ein Überblick über Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen gegeben (Abbildung 3).

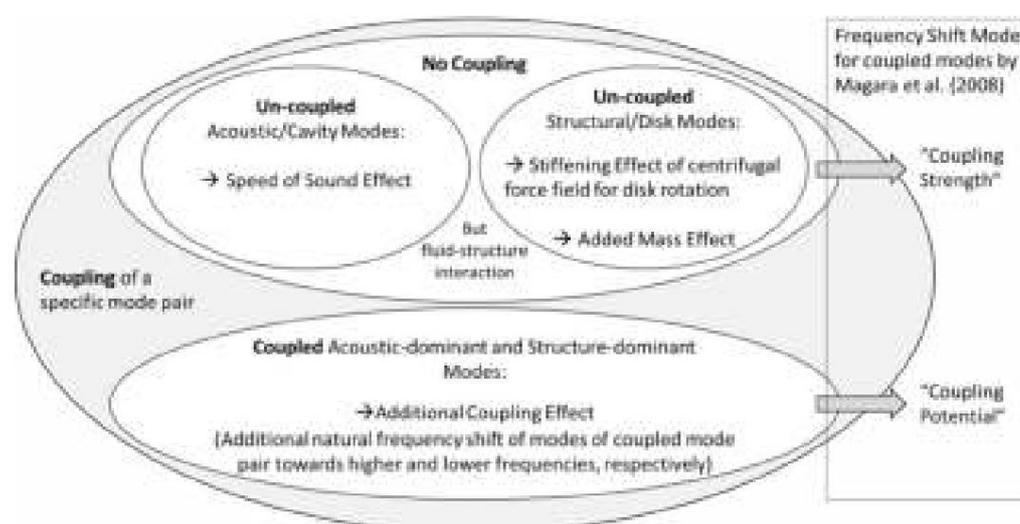


Abbildung 3. Übersicht über Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen [12].

Erste der Kopplungsstärke bestimmter Modelpaar Modusfrequenzen, die unabhängig von der Kopplungsstärke beobachtet werden können: Der Schallgeschwindigkeitseffekt bezieht sich auf eine Verschiebung der Eigenfrequenz des akustischen Modus, wenn sich die Schallgeschwindigkeit aufgrund veränderter Fluideigenschaften ändert. Zusätzlich kann bei rotierenden Laufrädern der versteifende Effekt des Zentrifugalkraftfelds beobachtet werden, der bei höheren Rotationsgeschwindigkeiten bei der Berücksichtigung von Fluid-Struktur-Wechselwirkungseffekten, die insbesondere bei höheren Fluidichten um ein Laufrad herum von Bedeutung sind, spielt der zusätzliche Masseneffekt eine wichtige Rolle. Dies führt zu einer Verringerung der Scheibenfrequenzen, wenn die Masse der umgebenden Flüssigkeit zunimmt. In Magaras Kopplungsmodell [12] werden diese Effekte unter dem Begriff „Kopplungsstärke“ zusammengefasst. Sind zwei bestimmte Modi gekoppelt, also eine Struktur- und eine akustische dominante, wird dies unter dem Begriff „Kopplungsstärke“ zusammengefasst. Werden zwei bestimmte Modi gekoppelt, also Modi mit ähnlichen Eigenfrequenzen und ähnlichen Modusformen in einer gewissen Nähe zueinander angeregt, führt dies zu zusätzlichen Frequenzverschiebungen: Bei einem gekoppelten Modenpaar verschiebt sich die eine Eigenfrequenz im Vergleich zu den ungekoppelten Modi zu höheren, die andere zu niedrigeren Frequenzen. Dies wird als Kopplungseffekt bezeichnet. Je geringer der Frequenzunterschied der ungekoppelten Modi ist, desto größer ist der Kopplungseffekt und damit die durch ihn bewirkte Frequenzverschiebung. In Magaras Kopplungsmodell [12] wirken diese Frequenzverschiebungen. In Magaras Modell werden diese Frequenzverschiebungen mit dem Begriff „Kopplungspotential“ bezeichnet. Darauf aufbauend kann folgende Hypothese aufgestellt werden: Jede Frequenzverschiebung, die nicht potentiell ist, kann zu einer Verschiebung führen, die nicht potentiell verursacht durch die zusätzliche Masse, Schallgeschwindigkeit oder den Versteifungseffekt (für ungekoppelte strukturelle oder akustische Modi) weist auf einen zusätzlichen Kopplungseffekt hin. Die gekoppelten Modi werden dann als strukturdominante und akustisch dominante Modi bezeichnet.

Wenn der Frequenzunterschied zwischen zwei gekoppelten Modi beispielsweise aufgrund einer Änderung der Flüssigkeitseigenschaften oder der Drehzahl abnimmt, nähern sich die beiden Modi einander an. In vielen Fällen schneiden sie sich jedoch nicht (keine Resonanz), sondern laufen wieder auseinander und nähern sich dem theoretisch entkoppelten Frequenzpfad der anderen Mode. Diese Frequenzabweichung wird als Mode Veering bezeichnet und z. B. in [27,29] beschrieben.

4. Versuchsaufbau und Durchführung 4.1.

Prüfstand und Instrumentierung

Die in diesem Artikel vorgestellten experimentellen Ergebnisse wurden am Rotor-Kavitäten-Teststand des Lehrstuhls für Turbomaschinen der Universität Duisburg-Essen, Deutschland, erzielt, der in [21–23] vorgestellt wurde. Der Teststand besteht aus einer glatten rotierenden Scheibe mit konstanter Breite b in einem zylindrischen stationären Gehäuse, wodurch zwei mit Flüssigkeit gefüllte Kavitäten gebildet werden, die durch einen kleinen radialen Spalt verbunden sind. Eine Skizze des Teststands, einschließlich einiger Messinstrumente, ist in Abbildung 4 dargestellt. Dieser Aufbau stellt ein vereinfachtes Modell der Seitenkavitäten in Radialverdichtern dar. Die axialen Spaltweiten des vorderen und hinteren Hohlraums, s_{cf} bzw. s_{cr} , können unabhängig voneinander eingestellt werden. Für die durchgeführten Experimente gibt es in den Hohlräumen keine überlagerte Durchflussströmung. Die Scheibe ist auf einer Welle montiert, die über eine Magnetkupplung mit einem stufenlos regelbaren elektrischen Hochgeschwindigkeitsantrieb verbunden ist. Aus einer Vormischkammer können verschiedene Gase in den Prüfstand geleitet werden, was eine Variation der Fluidparameter ermöglicht. Die Rotationsgeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ der Scheibe kann variiert werden, und mit CO₂ können bei maximaler Geschwindigkeit Umfangs-Reynoldszahlen von bis zu 2×10^8 erreicht werden.

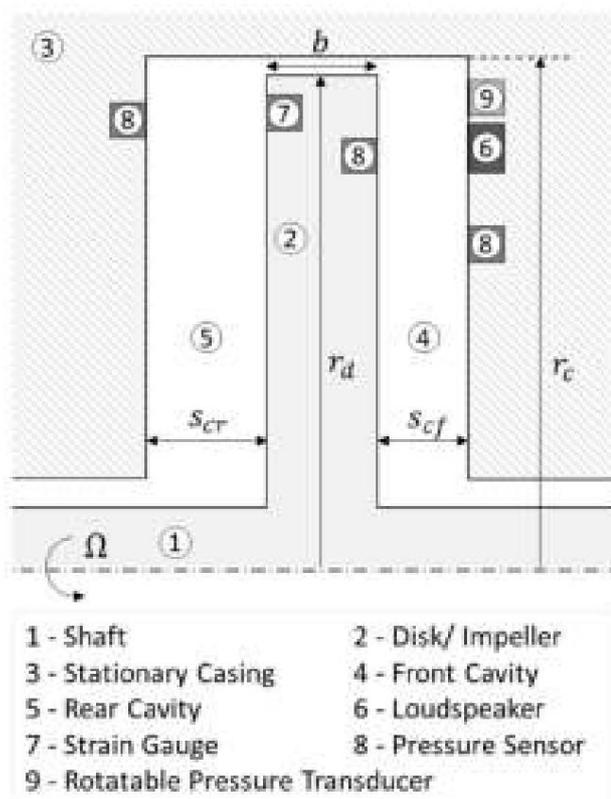


Abbildung 4. Aufbau des Prüfstands und Messausrüstung.

Anregungsquellen in realen Turbomaschinen, wie z. B. die Rotor-Stator-Wechselwirkung, fehlen im Prüfstand aufgrund seiner vereinfachten Geometrie (ohne Schaufeln und Leitschaufeln). Aus diesem Grund wird im Gehäuse des vorderen Hohlraums ein Lautsprecher installiert. Er ist in der Lage, sowohl akustische als auch strukturdominante Modi im vorderen und hinteren Hohlraum anzuregen. Die Anregung Die Frequenz wird durch einen Wellengenerator eingestellt, der an einen Verstärker angeschlossen ist und unabhängig von anderen Parametern eingestellt werden kann. Die Geometrie des Prüfstands ist so ausgelegt, dass mindest

Akustische und strukturelle Modi mit der gleichen Anzahl von Knotendurchmessern sind bei Umgebungsbedingungen gekoppelt.

Bei der Interpretation der Ergebnisse ist zu beachten, dass der Hohlraum, in dem die Messungen durchgeführt werden, nicht perfekt geschlossen ist. Im vorderen Hohlraum befinden sich zwei kleine Öffnungen, eine am äußeren und eine am inneren Radius. Obwohl Ventile in den Verbindungsrohren geschlossen sind, sodass kein Zu- oder Abfluss in den Hohlraum stattfindet, könnten diese Öffnungen die Ausbreitung und Reflexion von Schallwellen im Hohlraum beeinträchtigen. In zukünftigen Experimenten werden die Ergebnisse für einen vollständig geschlossenen Hohlraum und den aktuellen Aufbau verglichen, um weitere Erkenntnisse zu diesem Thema zu gewinnen. Allerdings sind auch die seitlichen Hohlräume in realen Turbomaschinen nicht perfekt geschlossen, sodass der Aufbau in dieser Arbeit möglicherweise sogar einen realistischeren Fall darstellt als der eines perfekt geschlossenen Hohlraums.

Zur Messung akustischer Moden, die in Form lokaler Druckschwankungen auftreten, ist der Prüfstand mit jeweils zwei Druckaufnehmern im vorderen und hinteren Hohlraum sowie einem auf der Scheibe ausgestattet. Zur Erkennung struktureller Moden in Form von Scheibenschwingungen sind auf der Scheibe zwei Dehnungsmessstreifen angebracht. Zur Identifikation der Modenformen sind folgende Maßnahmen vorgesehen: Die Anzahl der Knotendurchmesser der angeregten Mode wird mit einem zusätzlichen, im vorderen Hohlraum angebrachten, verschiebbaren Drucksensor verfolgt, der sich bei konstanter Anregungsfrequenz um 300 Grad um den Umfang der Scheibe drehen kann. Zur Erkennung der Anzahl der Knotenkreise sind die beiden Drucksensoren im vorderen Hohlraum an einer anderen radialen Position angebracht als die im hinteren Hohlraum. Ein axialer Knoten wird durch Identifizierung einer Phasenverschiebung von 180 Grad zwischen den Druckmustern im vorderen und hinteren Hohlraum erkannt. Zusätzlich sind Prüfstand und Vormischkammer mit Druck- und Temperatursensoren ausgestattet, um die thermodynamischen Eigenschaften des Fluids zu bestimmen.

Die allgemeine Unsicherheit der Messkette der Temperatursensoren beträgt $\pm 1,8$ K, und die Nichtlinearität und die dynamischen Unsicherheiten der Drucksensoren sind vernachlässigbar klein [29]. Allerdings können Dehnungsmessstreifen dynamische Schwingungen nur bis zu einer Grenzfrequenz von 50 kHz messen [29]. Darüber hinaus nimmt das elektrostatische Rauschen bei Experimenten mit einer rotierenden Scheibe erheblich zu, was zu einem sehr niedrigen Signal-Rausch-Verhältnis für diese Dehnungsmessstreifen-Ergebnisse führt. Die Ergebnisse der Drucksensoren werden jedoch nicht so stark von elektromagnetischen Störungen beeinflusst. Daher werden Antwortfunktionen für die strukturdominanten Moden auch mit Drucksensoren bei rotierenden Scheiben gemessen. Messungen ohne Scheibenrotation haben gezeigt, dass dieser Ansatz die Ergebnisse nicht beeinflusst, da die Messungen von Dehnungsmessstreifen und Drucksensor gut übereinstimmen.

4.2. Experimentelle und Evaluierungsverfahren

Zur Vorbereitung der Versuche wird der Prüfstand mit dem erforderlichen Gasgemisch befüllt, bis der Zieldruck erreicht ist. Die Temperatur im Prüfstand wird dabei als konstant angenommen, da eine maximale reibungsbedingte Temperaturerhöhung von 0,3 % bei Versuchen mit hohen Drehzahlen als vernachlässigbar angesehen wird.

Alle Experimente zur Ermittlung der modalen Parameter der angeregten Modi werden durch Frequenzdurchlaufexperimente durchgeführt. Zunächst werden das Frequenzintervall und die Durchlaufgeschwindigkeit festgelegt. Letztere wird ausreichend klein gewählt, damit die Reaktion des Wandlers als stationär betrachtet werden kann. Der Frequenzgenerator erzeugt das jeweilige harmonische Signal, das verstärkt wird, um den Lautsprecher anzutreiben, der als Anregungsquelle dient. Durchlaufexperimente werden mit einer konstanten Durchlaufgeschwindigkeit von niedrigen bis zu hohen Frequenzen durchgeführt und der drehbare Drucksensor wird auf eine feste Position eingestellt. Jedes Frequenzdurchlaufexperiment wird dreimal wiederholt.

Zur Modenordnungsbestimmung werden zusätzliche Messungen mit dem drehbaren Drucksensor bei konstanter Anregungsfrequenz durchgeführt. Der drehbare Drucksensor fährt zu verschiedenen Umfangspositionen und verharrt dort für die Dauer, während der an dieser Position Druckschwankungen gemessen werden. Auf diese Weise werden Druckmuster in Umfangsrichtung identifiziert und die Anzahl der Knotendurchmesser bestimmt.

Darüber hinaus wurden eine gekoppelte Finite-Elemente-Methode-Analyse und ein experimenteller Hammertest von

Die Scheibe wurde durchgeführt, um eine Referenz für die modalen Parameter der Scheibe zu haben Vibrationsmodi.

Die Daten der Druckaufnehmer und Dehnungsmessstreifen, die während des Sweeps aufgezeichnet wurden Die Experimente werden mittels Fourier-Transformation ausgewertet. Dabei werden die Rohdaten aus dem Zeit- in den Frequenzbereich transformiert und Frequenzgangfunktionen für jeden Sensor erhalten. Die Ergebnisse der Eigenfrequenz werden mit dem Peak Picking-Verfahren erhalten. Methode. Insbesondere für akustische dominante Moden im „Slim Cavity“-Aufbau sind jedoch viele Modi überlappen sich, beeinflussen, kreuzen und lenken sich gegenseitig ab. Darüber hinaus können Störsignale den gemessenen Frequenzgang beeinflussen, so dass Frequenzspitzen nicht immer zweifelsfrei identifiziert.

4.3. Durchgeführte Experimente

Es werden Versuche mit zwei unterschiedlichen geometrischen Aufbauten durchgeführt. In beiden Fällen ist die hintere Hohlräume hat eine dimensionslose axiale Spaltbreite von 0,1. Die vordere Hohlräumebreite im „breiten Der Aufbau des „schmalen Hohlräume“ ist symmetrisch zum hinteren Hohlräume, während er beim „schmalen Hohlräume“ eine dimensionslose axiale Spaltbreite von 0,025 aufweist. Wie im Folgenden gezeigt, ist der vordere Hohlräume „dominante“ und bestimmt die Bildung akustischer (dominanter) Modi, wahrscheinlich weil hier befindet sich die Anregungsquelle.

Es werden verschiedene Versuchsreihen durchgeführt, um natürliche Frequenzverschiebungen aufzudecken aufgrund verschiedener Effekte, die zuvor theoretisch diskutiert wurden. In der ersten Testreihe „GAP“ Es wird ein kurzer Vergleich der Ergebnisse für verschiedene axiale Spaltbreiten vorgestellt. Eine Änderung in Geometrie bewirkt eine Änderung der Kupplungsstärke durch Veränderung der auf die Scheibe. In der zweiten Versuchsreihe „DRUCK“ wird der Flüssigkeitsdruck im Hohlräume verändert, die Kupplungsstärke bewirken. Dichte und Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit ändern sich an der gleichzeitig. Daher wird eine zusätzliche Masse und Geschwindigkeit der Schalleffekte erwartet. Während Die ersten beiden Versuchsreihen werden mit einer nicht rotierenden Scheibe durchgeführt, die dritte „ROTATION“ beinhaltet Experimente mit verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten der Scheibe, die Veränderung der Kopplungspotential zwischen Modi durch Veränderung der Frequenzdifferenz zwischen ihnen. Dadurch wird das Kopplungspotential voraussichtlich deutlich erhöht, was zu in viel stärkeren Kopplungseffekten als bei den vorherigen Versuchsreihen. Ein Überblick über die Die durchgeführten Versuchsreihen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Tabelle 1. Übersicht über durchgeführte Testreihen und erwartete Frequenzverschiebungseffekte.

Testreihen	Beschreibung	Veränderte Kopplung Beeinflussen	Erwartete Frequenzverschiebung Wirkung(en) für Ungekoppelte Modi	Mögliche weitere Häufigkeit Verschiebung durch Kupplung
"LÜCKE"	Variation der axialen Spaltbreite	Variation der Kopplungsstärke	Masseneffekt hinzugefügt	Schwacher Kopplungseffekt
"DRUCK"	Variation des Flüssigkeitsdrucks	Variation der Kopplungsstärke	Hinzugefügt Masseneffekt, Geschwindigkeit von Soundeffekt	Schwacher Kopplungseffekt
"DREHUNG"	Variation der Plattendrehzahl	Variation des Koppelpotentials	Versteifende Wirkung der Fliehkraft Kraftfeld	Kopplungseffekt

Aus den vorangegangenen Ausführungen lassen sich zwei Haupthypothesen ableiten:

1. Jede Frequenzverschiebung, die nicht durch „entkoppelte Modeneffekte“ erklärt werden kann, ist vermutlich auf zusätzliche Kopplungseffekte zurückzuführen;
2. Der Kopplungseffekt ist umso stärker, je näher die Eigenfrequenzen der theoretisch entkoppelte Modi zueinander sind.

Um diese Hypothesen zu validieren, werden die experimentellen Ergebnisse in dieser Arbeit bewertet zu folgendem Ansatz:

1. Theoretische Frequenzverschiebungen von „entkoppelten Modeneffekten“ werden quantifiziert und gemessen Frequenzverschiebungen, korrigiert um ihren Einfluss;
2. Die verbleibenden Frequenzverschiebungen werden analysiert, die vermutlich auf „gekoppelte pling-Effekte“.

4.4. Abschätzung des Kopplungseffekts

Um den Kopplungseffekt abzuschätzen, also das Ausmaß einer durch die Kopplung verursachten Frequenzverschiebung, werden ein Kopplungspotentialparameter CP und ein Kopplungsstärkeparameter CS wie folgt eingeführt:

$$CP = \frac{fac - f_{st}}{\min(fac, f_{st}) \cdot \dot{y}f} \quad (8)$$

$$= sc \cdot f \cdot \frac{c \cdot CS}{Der} \quad (9)$$

Kopplungspotentialparameter CP stellt den Frequenzabstand zwischen den gekoppelten Modi dar. Ein kleinerer Wert bedeutet eine stärkere Kopplung. Er ist positiv, wenn der akustisch dominante Modus eine höhere Frequenz hat als der strukturdominante Modus, und negativ, wenn es umgekehrt ist. Im Folgenden wird das Kopplungspotential als „stark“ definiert, wenn der Frequenzabstand zwischen dem struktur- und dem akustisch dominanten Modus kleiner als 0,3 ist. Der Kopplungsstärkeparameter CS hängt von den Fluideigenschaften sowie der Geometrie des Hohlraums ab. Beide Kopplungsparameter zusammen lassen Rückschlüsse auf einen möglichen Kopplungseffekt zu.

4.5. Präsentation der Messergebnisse

Die Messergebnisse werden wie folgt dargestellt: Anstelle der absoluten Eigenfrequenzen f_{st} und f_{ac} werden im Folgenden normalisierte Frequenzen $f \cdot \dot{y}$ verwendet, die relativ zu der Frequenz der Struktur mit zwei Knotendurchmessern in Luft für den „Slim Cavity“-Aufbau sind, die als Referenzfrequenz f_{re} dient.

$$F \cdot \dot{y} = \frac{f}{f_{re}} = \frac{f}{f_{st,2,0}(\text{Luft}, 0,1 \text{ MPa}, 295 \text{ K})} \quad (10)$$

Normalisierte Frequenzen $f \cdot \dot{y}$ können für jeden Strukturmodus (dominanter Modus) (m,n) und jeden akustischen Modus (dominanter Modus) (p,q,r) berechnet werden.

Zur Beurteilung von Frequenzverschiebungen werden relative Frequenzänderungen $\dot{y}f$ angezeigt. Dabei handelt es sich um Frequenzänderungen relativ zur Frequenz bei einem Werkzeuginnendruck von 0,1 MPa wie folgt:

$$\dot{y}f = \frac{f \cdot \dot{y} - f_0}{f_0} = \frac{f \cdot \dot{y} - f(0,1 \text{ MPa})}{f(0,1 \text{ MPa})} \quad (11)$$

Korrigierte relative Häufigkeitsänderungen $\dot{y}f_{st,korr}$ der Strukturmodi (korrigiert um den hinzugefügten Masseneffekt) werden wie folgt berechnet, wobei $m_{tot} = m_d + m_f$ die Gesamtmasse von Scheibe und Flüssigkeit zusammen ist:

$$\dot{y}f_{st,korr} = \frac{f_{st,corr}(\dot{y}) - f_{st,0}}{f_{st,0}} = \frac{f_{st,corr}(\dot{y}) - f_{st,0}}{f_{st,0} \cdot \frac{m_{tot}(\dot{y})}{m_{tot,0}}} \quad (12)$$

Korrigierte relative Frequenzänderungen ($\dot{y}f_{ac,korr}$) von akustischen Modi (korrigiert für die Schallgeschwindigkeit) werden wie folgt berechnet:

$$\dot{y}f_{ac,korr} = \frac{f_{ac,corr}(\dot{y}) - f_{ac,0}}{f_{ac,0}} = \frac{f_{ac}(\dot{y}) - f_{ac,0} \cdot \frac{c_0}{c(\dot{y})}}{f_{ac,0}} \quad (13)$$

Korrigierte relative Häufigkeitsänderungen $\dot{y}f_{st,korr}$ und $\dot{y}f_{ac,korr}$ kann für jeden Strukturmodus (dominanter Modus) (m,n) bzw. jeden akustischen Modus (dominanter Modus) (p,q,r) berechnet werden.

5. Messergebnisse und Diskussion

Akustisch und strukturell dominante Moden, die im Prüfstand im Bereich der analysierten Frequenzen (150 \dot{y} 1 bis 1400 \dot{y} 1) angeregt werden können, sind die zwei bis fünf Knotendurchmessermoden mit Nullknotenkreisen. Gemäß der Theorie der Übereinstimmung der Modenformen [10] werden nur Moden mit gleicher Modenordnung als potentiell

Gekoppelte akustische Dominantmoden haben einen zusätzlichen axialen Knoten ($r = 1$), so dass ist eine Nettokraft, die auf die Scheibe wirkt. Für alle analysierten Modenpaare, mit Ausnahme der fünf Knoten Durchmesser eins im „schlanken Hohlraum“, der akustische dominante Modus hat eine höhere Frequenz als der Strukturdominante Modus. Dies, zusammen mit anderen charakteristischen Daten der auftretenden Moduspaare werden in Tabelle 2 angezeigt.

Tabelle 2. Übersicht der angeregten Modenpaare (mit $n = q = 0$) im Prüfstand der UDE. Die Kopplungsstärke wird für 0,1 MPa und 295 K berechnet. Die Werte des Kopplungsstärkeparameters werden normalisiert als Verhältnis des jeweiligen Wertes zu dem für den Fall von Luft im „schlanken Hohlraum“.

Aufbau des Prüfstands	k_0	Flüssigkeit	CS/(CS _{slim, Luft})	Knoten Durchmesser (m = p)	F_{st}	F_{---}	CP	Geschätzt Kopplungseffekt
Großer Hohlraum	0,44	Helium	0,101	3	1,99	8,86 *	+3,45	abgekoppelt
				4	3,44	10,75 *	+2,13	abgekoppelt
		Luft	0,250	2	1,01	2,41	+1,37	schwach
				3	1,99	3,02	+0,52	schwach
Schlanke Höhle	0,48	Luft	1	4	3,40	3,66	+0,08	(sehr) stark
				2	1,00	2,53	+1,53	schwach
				3	1,98	3,78	+0,90	schwach
				4	3,42	4,38	+0,28	stark
				5	5,26	4,61	0,14	stark

* Die Frequenzen der akustischen Moden in Helium liegen außerhalb des gemessenen Frequenzintervalls und daher geschätzt basierend auf Flüssigkeitseigenschaften und der ersten Ableitung der Bessel-Funktion.

Die unterschiedlichen Geometrien der beiden Prüfstandsaufbauten führen zu leicht unterschiedlichen Kern Rotationsfaktoren k_0 und damit unterschiedliche Kopplungsstärkeparameter CS. Letzterer ist auch durch die Fluideigenschaften gesteuert. Die Frequenztrennung zwischen der theoretisch entkoppelten Struktur und den akustischen Moden bei gleicher Anzahl von Knotendurchmessern bestimmt den Kopplungspotentialparameter CP. Beide Kopplungsparameter sagen dann voraus der Kopplungseffekt. In Tabelle 2 sind Kopplungsstärkeparameter CS beispielhaft angegeben für 0,1 MPa und 295 K sowie Kopplungspotentialparameter CP für den Stillstand der Scheibe.

Aus dieser vorläufigen Schätzung des Kopplungseffekts ergibt sich die Kopplungsstärke voraussichtlich größer sein für den Prüfstandsaufbau mit „schmalere Kavität“ im Vergleich zum „breiten“ Aufbau; und niedriger in Helium als in Luft. Das Kopplungspotential wird als das größte eingeschätzt für der Vier-Knoten-Durchmesser-Modus in Luft für den „Wide Cavity“-Aufbau, gefolgt von dem Fünf- und vier Knotendurchmessermoden im „schlanken Hohlraum“. Für diese Modenpaare sind Frequenzverschiebungen Aufgrund des starken Kopplungspotentials dürfte eine Beobachtung möglich sein.

Die Ergebnisse der drei verschiedenen Testreihen (siehe Tabelle 1) sind in die folgende.

5.1. Variation der axialen Spaltbreite

In der ersten Versuchsreihe „GAP“ wird die axiale Spaltbreite der vorderen Kavität variiert und damit die Kopplungsstärke. Die Scheibe ist nicht rotierend. Mit einer Abnahme der (vordere) Hohlraumbreite, die auf die Scheibe wirkende Fluidmasse nimmt ab und die Kopplungsstärke steigt (CS- Werte finden Sie in Tabelle 2).

Die für die verschiedenen Breiten der vorderen Kavität aufgezeichneten Antwortfunktionen unterscheiden sich erheblich voneinander. Mit einer Verringerung der Hohlraumbreite werden die Eigenfrequenzen der Struktur Die dominanten Modi ändern sich nur geringfügig (max. 2%), während sich die akustischen dominanten Modi verschieben deutlich zu höheren Frequenzen (5% bis 25%). Daher kann man schlussfolgern, dass Die axiale Spaltbreite hat einen wesentlichen Einfluss auf die auftretenden akustischen Dominanzmoden. Darüber hinaus scheinen mehr Spitzen in den Antwortfunktionen aufzutreten, und viele Spitzen Überlappungen in den Messungen bei geringerer Fronthohlraumbreite.

Die gemessenen Eigenfrequenzen spiegeln nicht das theoretisch erwartete Verhalten wider wenn keine Kopplung erwartet wird (leichte Erhöhung der Eigenfrequenzen der Scheibe und keine Änderung der akustische dominante Moden), noch zeigen sie die erwarteten Frequenzverschiebungen bei Kopplung angenommen wird. Folglich werden weder die „entkoppelten Modeneffekte“ noch die Kopplungsmodelle

kann die beobachteten Frequenzverschiebungen bei Variation der axialen Spaltbreite erklären, d. h. die Theorie erklärt nicht die Messergebnisse.

5.2. Druckschwankungen

In der zweiten Versuchsreihe „DRUCK“ mit einer nicht rotierenden Scheibe wird der Flüssigkeitsdruck im Prüfstand geändert, während alle anderen Parameter konstant bleiben. Dabei wird die Kopplungsstärke variiert (CS- Werte bei 0,1 MPa finden Sie in Tabelle 2), und es wird erwartet, dass zusätzliche Masse sowie Schallgeschwindigkeitseffekte die gemessenen Eigenfrequenzen beeinflussen. Darüber hinaus kann je nach angeregtem Modenpaar ein schwacher Kopplungseffekt beobachtet werden (siehe CP- Werte in Tabelle 2). Für alle Messergebnisse der Reihe „DRUCK“ wurden korrigierte relative Frequenzänderungen $\dot{\gamma}_{st, \text{kor}}$ verwendet, die korrigierte relative Frequenzänderungen $\dot{\gamma}_{st}$

Eine Messreihe mit dem „Wide Cavity“-Aufbau und Helium als Fluid wird durchgeführt, während die in Helium gemessenen Scheibenschwingungsmodi aufgrund des großen Frequenzabstands zu den entsprechenden akustischen Modi als annähernd entkoppelt betrachtet werden können (siehe Tabelle 2). Wenn keine weitere Kopplung angenommen wird, sollten sich die Frequenzen nach Korrektur um den zusätzlichen Masseneffekt bei einer Änderung der Fluidichte nicht ändern. Wie in Abbildung 5 gezeigt, nehmen die Eigenfrequenzen der gemessenen Strukturmodi mit drei und vier Knotendurchmessern bei zunehmender Fluidichte leicht ab. Korrigiert um den zusätzlichen Masseneffekt verbleibt für die Strukturmodi (3,0) und (4,0) ein unbedeutender Rückgang von 0,3 % bzw. 0,2 %, wenn die Fluidichte auf etwa das 15-fache erhöht wird. Dieser verbleibende Frequenzrückgang wird als vernachlässigbar angesehen und daher können diese Modi in Helium als praktisch konstant und somit entkoppelt betrachtet werden.

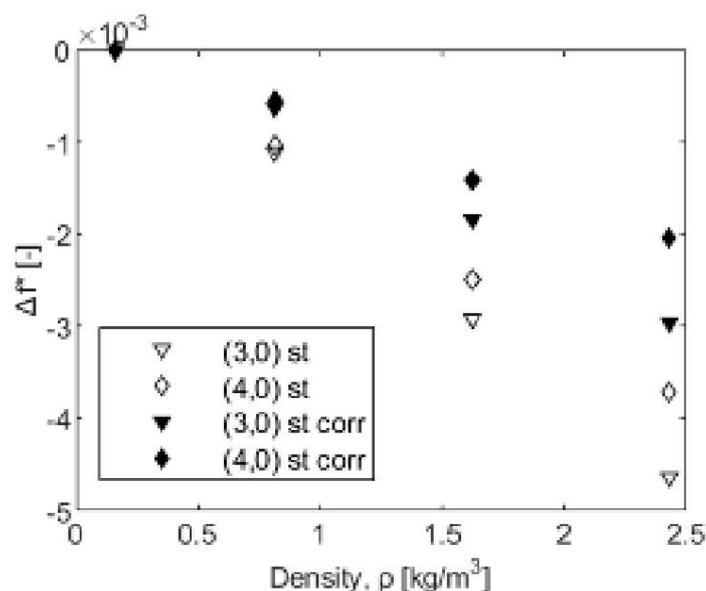


Abbildung 5. Korrigierte relative Frequenzänderungen von Strukturmodi in Helium für „weite Hohlräume“ über der Flüssigkeitsdichte. Rohwerte und Werte, korrigiert für den hinzugefügten Masseneffekt.

Es werden Messungen mit dem „Slim Cavity“-Aufbau und Luft als Fluid durchgeführt, um die angeregten Modi auf potenzielle Kopplung zu analysieren. Da Moduspaare in Luft ein höheres Kopplungspotential aufweisen als solche in Helium, ist davon auszugehen, dass die auf Kopplungseffekte zurückzuführenden Frequenzverschiebungen in Luft größer sind, aber vom Kopplungspotential jedes Moduspaars abhängen. Korrigierte relative Frequenzänderungen der strukturdominanten Modi $\dot{\gamma}_{st, \text{kor}}$ sind in Abbildung 6 dargestellt. Bei den Modi mit zwei bis vier Knotendurchmessern sinken die Eigenfrequenzen der Scheibe bei einer 12-fachen Erhöhung der Fluidichte um etwa 4 % bis 5 %, während die Frequenz des Strukturmodus mit fünf Knotendurchmessern um etwa 5 % steigt. Diese Frequenzänderungen sind erheblich größer als die im nahezu ungekoppelten Fall für Helium gemessenen, und man kann den Schluss ziehen, dass ein zusätzlicher Kopplungseffekt vorliegen muss. Die gemessenen Frequenzverschiebungen stimmen qualitativ mit dem Kopplungsmodell von Magara et al. überein.

(2008) [12], was auf eine Abnahme der Häufigkeit der strukturdominanten Moden im Fall von $f_{st} < f_{ac}$ hinweist, und auf eine Zunahme im umgekehrten Fall (für den Modus mit fünf Knotendurchmessern). Die Frequenzänderungen scheinen jedoch für die Modi mit zwei, drei und vier Knotendurchmessern sehr ähnlich zu sein, obwohl diese unterschiedliche Kopplungspotentiale haben.

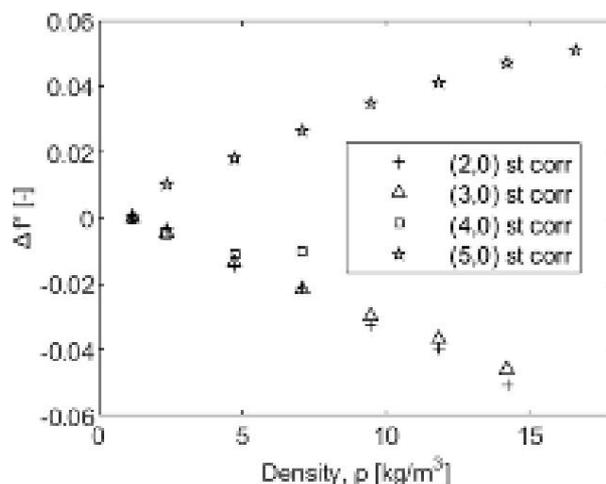


Abbildung 6. Korrigierte relative Frequenzänderungen strukturdominanter Modi in Luft für „schlanke Hohlräume“ über der Flüssigkeitsdichte. Werte korrigiert für zusätzlichen Masseneffekt.

Während die meisten Frequenzspitzen bei Strukturmodi gut sichtbar sind, ist dies bei den meisten akustischen Modi nicht der Fall; der Modus mit zwei Knotendurchmessern ist die einzige Ausnahme. Um mögliche Kopplungseinflüsse aufzuzeigen, werden in Abbildung 7 beide Modi (akustisch und strukturdominant) des Paares mit zwei Knotendurchmessern angezeigt. Nachdem der Strukturmodus um den zusätzlichen Masseneffekt und der Akustikmodus um den Schallgeschwindigkeitseffekt korrigiert wurden, weisen beide immer noch einen abnehmenden bzw. einen leicht zunehmenden Trend auf, wenn sie über der Flüssigkeitsdichte aufgetragen werden. Dieses Verhalten stützt die Hypothese, dass eine schwache Kopplung zwischen der Scheibe und der umgebenden Flüssigkeit vorliegt, und die Trends stimmen qualitativ mit denen in Magaras [12]

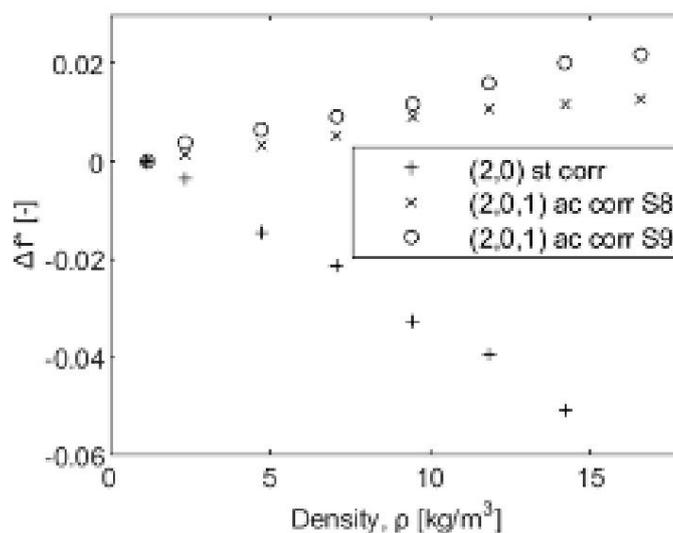


Abbildung 7. Korrigierte relative Frequenzänderungen von zwei Knotendurchmesser-Moduspaaren in Luft für „schlanke Hohlräume“ über der Flüssigkeitsdichte. Werte korrigiert für hinzugefügten Masseneffekt bzw. Schallgeschwindigkeitseffekt.

Sensoren: S8 auf der Scheibe, S9 im vorderen Hohlraum.

Es ist zu beachten, dass die Frequenzänderung des akustischen Dominantmodus je nach Position des Drucksensors im Prüfstand leicht unterschiedlich ist. Sie ist kleiner (+2,2%)

(S9) und +1,3 % (S8 auf der Scheibe)) als der des strukturdominanten Modus ($\approx 5,5$ %) bei der ungefähr 14-fachen Dichtezunahme.

Insgesamt werden für die Messreihe „DRUCK“ Frequenzverschiebungen strukturdominanter Moden beobachtet, die über die „ungekoppelten Modeneffekte“ hinausgehen und somit einen Kopplungseffekt auch für nur schwach gekoppelte Moden anzeigen. Über Frequenzverschiebungen akustisch dominanter Moden ergibt sich jedoch kein klares Bild, und die Hypothese eines ausgeprägteren Kopplungseffektes für stärker gekoppelte Moden konnte anhand der Messreihe mit Variation des Fluiddrucks nicht bestätigt werden.

5.3. Variation der Scheibenrotationsgeschwindigkeit

In der dritten Versuchsreihe, „ROTATION“, wird die Scheibenrotationsgeschwindigkeit variiert, während der Flüssigkeitsdruck (0,1 MPa, Luft) und alle anderen Parameter konstant bleiben. Auf diese Weise wird das Kopplungspotential geändert, da Frequenzunterschiede zwischen potenziell gekoppelten akustischen und strukturdominanten Modi variiert werden (die CP-Werte im rotierenden Gehäuse unterscheiden sich von den Stillstandswerten in Tabelle 2). Es gibt keinen zusätzlichen Effekt von Masse oder Schallgeschwindigkeit. Allerdings könnte ein kleiner Effekt der Versteifungswirkung des Zentrifugalkraftfelds des Laufrads beobachtbar sein, aber die Messwerte werden nicht explizit um seinen Einfluss korrigiert.

Bei der Scheibenrotation bilden sich für jede Modenordnung zwei Moden, eine vorwärts- und eine rückwärtslaufende Welle. Während sich die Scheibenmoden theoretisch mit der Scheibenrotationsgeschwindigkeit bewegen, bewegen sich die Hohlraummoden mit der Rotationsgeschwindigkeit des Fluids im Hohlraum. Unter der Annahme, dass der Volumenstrom im Hohlraum bei etwa der halben Scheibenrotationsgeschwindigkeit liegt, nähern sich die Frequenzen der akustischen und strukturdominanten Moden einander an, wenn sich die Scheibenrotationsgeschwindigkeit ändert. Diese Effekte werden im Folgenden zunächst für die Struktur, dann für die akustisch dominanten Moden und zuletzt für bestimmte Modenpaare gezeigt. Für alle Messergebnisse der Reihe „ROTATION“ werden normierte Frequenzen f^* wie in Gleichung (10) definiert angezeigt. Zusätzlich zu den Messergebnissen werden theoretische Werte für die Eigenfrequenzen der struktur- und akustisch dominanten Moden bei der jeweiligen Scheibenrotationsgeschwindigkeit angegeben, berechnet nach den Gleichungen (2) bzw. (6). Die verwendeten Kernrotationsfaktoren für die akustisch dominanten Moden sind in Tabelle 3 angegeben.

Wie in Abbildung 8 dargestellt, ist die Entwicklung einer vorwärts und einer rückwärts laufenden Welle für jeden Modus deutlich sichtbar, und die gemessenen Frequenzanteile der Plattenschwingungsmodi bei Rotation stimmen gut mit den theoretischen Werten überein.

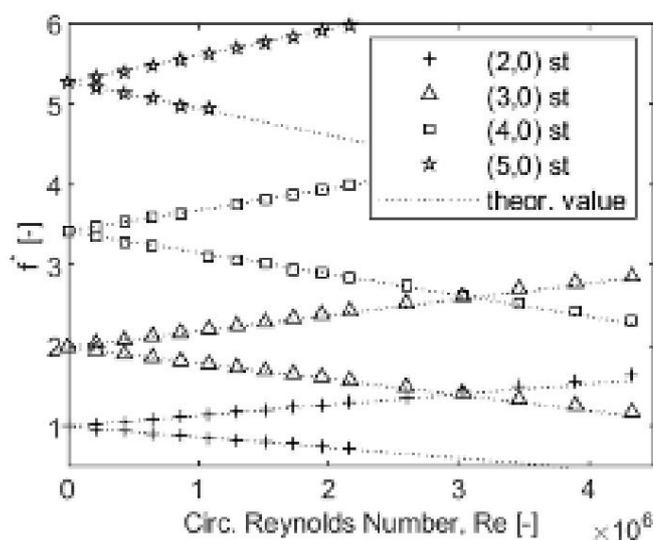


Abbildung 8. Normalisierte Eigenfrequenzen der strukturdominanten Modi in Luft bei 0,1 MPa für „schlanke Hohlräume“ über die Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse.

Die Eigenfrequenzen der akustischen dominanten Modi sind in den Messergebnissen viel weniger deutlich zu erkennen als die Plattenschwingungsmodi, da sie sich häufig überlagern mit den strukturdominanten Modi.

benachbarten Modi oder von ihnen abgelenkt. Die Bildung einer vorwärts und einer rückwärts laufenden Welle ist jedoch für die akustischen dominanten Modi mit drei, vier und fünf Knotendurchmessern offensichtlich, wie in Abbildung 9 gezeigt. Gemessene und theoretische Frequenzaufteilungen der akustischen dominanten Modi, die einer Plattenrotation unterliegen, stimmen nicht gut überein. Darüber hinaus ist kein konsistenter Trend erkennbar; die gemessenen Frequenzaufteilungen für die Modi (3,0,1) und (5,0,1) sind kleiner als die theoretischen Werte, während die Frequenzaufteilung des Modus (4,0,1) etwas größer ist. Darüber hinaus scheinen die Kernrotationsfaktoren, die angewendet wurden, um die theoretischen Werte der akustischen Wellen mit drei und fünf Knotendurchmessern mit den experimentellen Werten abzugleichen, außerhalb des üblichen Bereichs zu liegen. Möglicherweise unterscheiden sich die Kernrotationsfaktoren von den theoretisch aus Gleichung (5) berechneten. Darüber hinaus könnte die Anzahl der Knotendurchmesser die Eigenfrequenz der laufenden Wellen auf eine andere Weise beeinflussen als in den Gleichungen (3) und (6) angegeben. Allerdings scheint bei allen analysierten

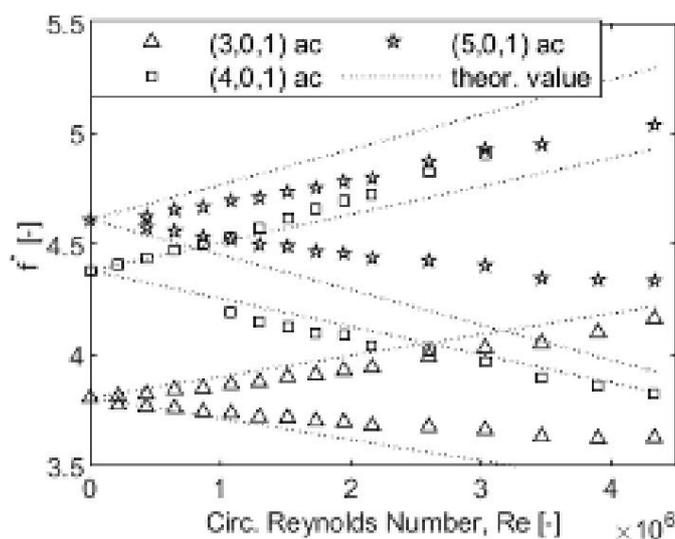


Abbildung 9. Normalisierte Eigenfrequenzen akustischer dominanter Modi in Luft bei 0,1 MPa für „schlanke Hohlräume“ über Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse.

Um den Kopplungseffekt für gekoppelte Modenpaare zu beurteilen, werden im Folgenden die jeweiligen akustisch und strukturdominanten Moden zusammen dargestellt. Die Rotation der Scheibe erhöht das Kopplungspotenzial weiter (im Vergleich zu den Stillstandswerten in Tabelle 2), wodurch Kopplungseffekte erkennbar werden. Das Modenpaar mit drei Knotendurchmessern (dargestellt in Abbildung 10) ist für alle analysierten Rotationsgeschwindigkeiten sehr gut sichtbar. Das Kopplungspotenzial wird jedoch als gering eingeschätzt ($CP = +0,9$) und damit der erwartete Kopplungseffekt relativ gering. Theoretisch würden sich die vorwärts laufenden Wellen der struktur- und akustisch dominanten Moden bei sehr hohen Rotationsgeschwindigkeiten der Scheibe kreuzen, während die rückwärts laufenden Wellen voneinander wegdriften. Innerhalb des Bereichs der analysierten Rotationsgeschwindigkeiten bleibt das Kopplungspotenzial jedoch schwach. Wenn die theoretischen Werte so angepasst werden, dass sie ungefähr der Rückwärtswelle der gemessenen akustisch dominanten Mode entsprechen, die vermutlich weniger von der Kopplung beeinflusst wird, muss ein Kernrotationsfaktor von etwa 0,25 angenommen werden (wie in Abbildung 10 dargestellt). Im Vergleich zur Rückwärtswelle scheint die akustisch dominante Vorwärtswelle zu höheren Frequenzen hin abgelenkt zu sein. Dies könnte auf das z

Das stärkste Kopplungspotenzial aller gemessenen Moden wird für das Modenpaar mit vier Knotendurchmessern im Testaufbau „breiter Hohlraum“ vorhergesagt ($CP = +0,08$). Daher ist zu erwarten, dass Frequenzverschiebungen aufgrund des starken Kopplungseffekts zu beobachten sind. Wie in Abbildung 11 zu sehen ist, ist eine Modenverschiebung sichtbar, was diese Annahme bestätigt. Die Vorwärtsmoden beeinflussen und lenken sich stark gegenseitig ab. Anstatt sich bei einer Umfangs-Reynoldszahl von ungefähr $1,7 \times 10^6$ zu kreuzen, nähern sich die vorwärts laufenden Wellen

bis ein minimaler normierter Frequenzunterschied von 0,2 erreicht ist, und driften dann auseinander, wodurch ihr Frequenzabstand wieder zunimmt. Beim Testaufbau „Slim Cavity“ kann dieses Verhalten nicht beobachtet werden, da der akustisch dominante Modus zu höheren Frequenzen hin verschoben ist, was zu einem schwächeren Kopplungspotential ($CP = +0,28$) führt. Der strukturdominante Modus folgt den theoretischen Werten gut, und der akustisch dominante Modus weist nur eine leichte Auslenkung nach oben auf. Dies ist ein klarer Hinweis darauf, dass ein stärkerer Kopplungseffekt für stärker gekoppelte Modi vorliegt, d. h. für

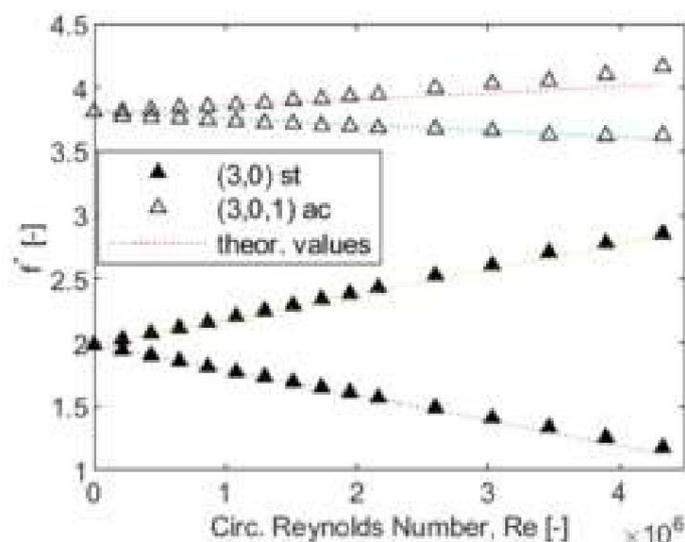


Abbildung 10. Normalisierte Eigenfrequenzen von drei Knotendurchmesser-Moduspaaren in Luft bei 0,1 MPa für „schlanke Hohlräume“ über Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse (für die theoretischen Werte der Schallwelle wird ein Kernrotationsfaktor von 0,25 angenommen).

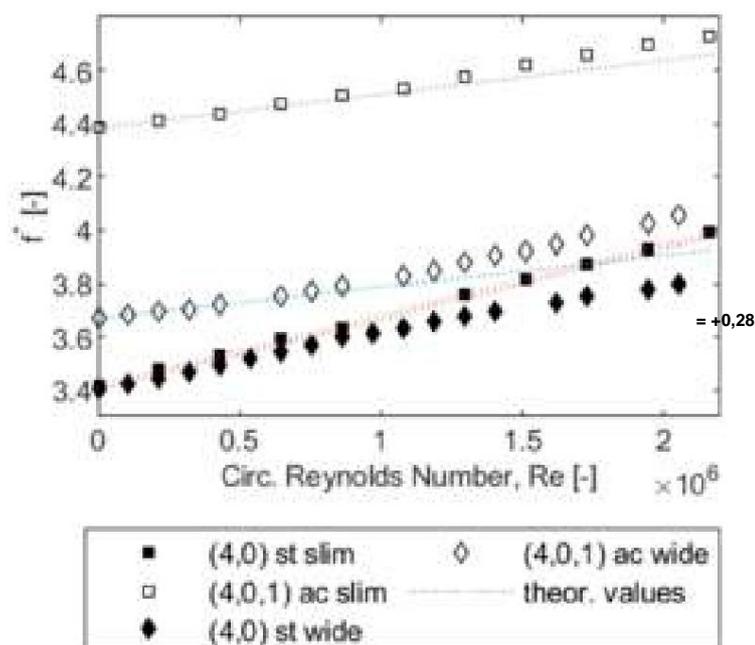


Abbildung 11. Normalisierte Eigenfrequenzen von Vorwärtswellen eines Vier-Knoten-Durchmesser-Moduspaars in Luft bei 0,1 MPa für „breite“ und „schmale Kavität“ über Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse (Kernrotationsfaktoren von 0,44 bzw. 0,48 werden für die theoretischen Werte der Schallwellen für „schmale“ bzw. „breite Kavität“-Konfigurationen angenommen).

Die Modenpaare mit vier und fünf Knotendurchmessern, die im „Slim Cavity“-Aufbau schätzungsweise stark gekoppelt sind (CP- Werte von +0,28 bzw. $\approx 0,14$, siehe Tabelle 2), sind in den Messergebnissen nicht sehr gut sichtbar. Bei Rotation der Scheibe wird das Kopplungspotenzial sogar noch größer, aber die Reaktionsspitzen der strukturdominanten Moden sind schlecht sichtbar und nehmen bei einer bestimmten Rotationsgeschwindigkeit ab. Wie in Abbildung 12 gezeigt, verschwindet die Rückwärtswelle des strukturdominanten Moden mit fünf Knotendurchmessern, sobald sie sich der vorwärts gerichteten akustischen Welle nähert, und kommt daher nicht in größere Nähe der möglicherweise gekoppelten rückwärts gerichteten akustischen dominanten Welle. Dasselbe passiert mit der Vorwärtswelle des strukturdominanten Moden mit vier Knotendurchmessern, die bei Reynolds-Zahlen über 2×10^6 nicht mehr sichtbar ist, wo sie die Rückwärtswelle des akustisch dominanten Moden kreuzt (siehe Abbildungen 8 und 9). Daher kommt sie nicht in die Nähe der gekoppelten Vorwärtswelle des akustisch dominanten Moden. Für den Prüfstands Aufbau „Slim Cavity“ sind daher keine Aussagen zur Kopplungswirkung und zum möglichen Ausschwingverhalten der Moden mit starkem Kopplungspotential möglich.

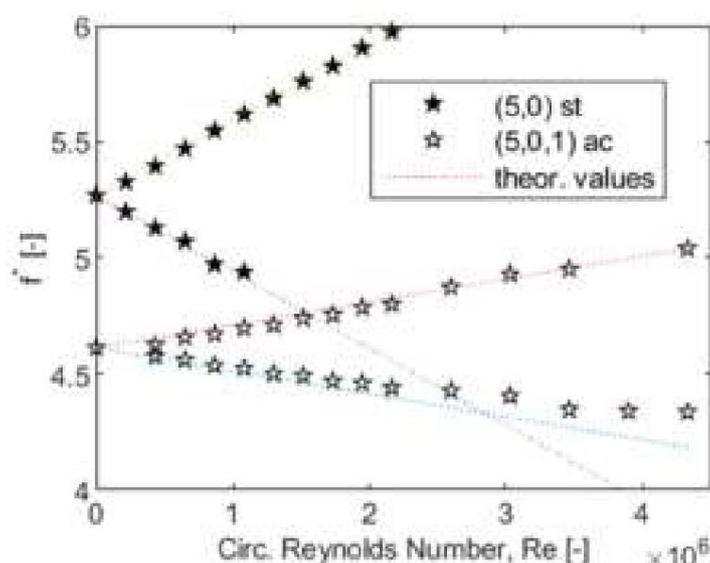


Abbildung 12. Normalisierte Eigenfrequenzen von fünf Knotendurchmesser-Moduspaaren in Luft bei 0,1 MPa für „schlanke Hohlräume“ über Umfangs-Reynoldszahl. Experimentelle und theoretische Ergebnisse (für die theoretischen Werte der Schallwelle wird ein Kernrotationsfaktor von 0,30 angenommen).

Dennoch ist zu beachten, dass das Konzept der Massenströmung innerhalb der Kavität, das durch einen Kernrotationsfaktor geschätzt werden kann, eine theoretische Idee ist, die in realen Kavitäten nicht existiert. Darüber hinaus sind die in dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse durch Umfangs-Reynoldszahlen gekennzeichnet, die geringfügig niedriger sind als die Werte für eine gut etablierte Massenströmung. Daher sind die meisten Messergebnisse tatsächlich dem Übergangsbereich zwischen verschmolzenen und getrennten Grenzschichtregimen gemäß [25] zuzuordnen, und die Anwendbarkeit des Kernrotationskonzepts sollte weiter untersucht werden. Die Verwendung eines Fluids mit geringerer kinematischer Viskosität oder die Durchführung von Messungen mit Scheibenrotation bei höheren Drücken könnten Möglichkeiten sein, in zukünftigen Experimenten höhere Reynoldszahlen zu erreichen.

6. Schlussfolgerungen und zukünftige Arbeiten

Im ersten Teil werden grundlegende Konzepte zusammengestellt, die zum Verständnis der Bildung struktureller und akustischer Modi und ihrer Kopplung in einem Rotor-Hohlraum-System erforderlich sind, und vorhandene Kopplungsmodelle werden überprüft. Basierend auf einer umfassenden Literaturübersicht wird ein Überblick über Frequenzverschiebungseffekte in Rotor-Hohlraum-Systemen mit einer rotierenden Scheibe erstellt, einschließlich der Effekte für ungekoppelte und gekoppelte Modi. Ein Verfahren zur Analyse dieser Frequenzverschiebungseffekte wird entwickelt und später auf die Analyse experimenteller Ergebnisse angewandt. Darüber hinaus wird durch die Ermittlung der Kopplungsstärke- und Kopplungspotentialparameter ein Versuch unternommen, die zu erwartenden Kopplungseffekte zu quantifizieren.

Im zweiten Teil der Arbeit werden Messergebnisse akustischer und strukturdominanter Moden vorgestellt, darunter eine Versuchsreihe mit variierendem Hohlraumdruck und eine mit unterschiedlichen Plattendrehzahlen. Für letztere ist die Entwicklung eines Vorwärts- und eines Rückwärtslaufenden Modus demonstriert. Für jeden Modus wird eine rückwärts laufende Welle demonstriert. Alle angeregten Modenpaare im Test sind in der Luft zumindest schwach gekoppelt, d.h. es werden Frequenzverschiebungen beobachtet, die nicht allein durch „entkoppelte Modeneffekte“ erklärt werden, wie etwa die zusätzliche Masse, Schallgeschwindigkeit und Versteifungseffekt, sondern deuten auf einen zusätzlichen Kopplungseffekt hin. Die Hypothese einer größeren Kopplungseffekt (größere Frequenzverschiebung) für stärker gekoppelte Moden kann nicht einheitlich bestätigt werden. Durch Variation der Plattendrehzahl kann die Frequenzdifferenz zwischen gekoppelten Moden und damit deren Kopplungspotential zusätzlich variiert werden. Der erwartete Kopplungseffekt ist nicht für alle Modenpaare zu beobachten. Nur die vier Knotendurchmesser des Modenpaars im „weiten Hohlraum“ weist einen starken Kopplungseffekt auf. Modenwechsel sind sichtbar, d. h. mit zunehmender Plattendrehzahl nähern sich die gekoppelten Modi einander an, und dann auseinander driften, anstatt sich zu kreuzen.

Im Allgemeinen stimmen die Messergebnisse für strukturdominante Moden gut mit den theoretischen Vorhersagen überein. Allerdings zeigen gemessene akustische dominante Moden nicht das erwartete theoretische Verhalten. Es bedarf weiterer Forschung, um zu klären, ob die zugrunde liegenden Annahmen zur Kernrotation gelten für die Strömungsbedingungen im Hohlraum während der Messungen. Für zukünftige Untersuchungen könnte eine andere Flüssigkeit oder ein höherer Druck verwendet werden, um höhere Reynoldszahlen sicherzustellen und das Bulk-Flow-Konzept weiter zu validieren sowie Grenzschichteinflüsse zu untersuchen. Zusätzlich wird der Einfluss der kleinen Öffnungen der Höhle bedarf weiterer Untersuchung.

Der nächste wesentliche Schritt in dieser Forschung wird die Untersuchung der Dämpfung von gekoppelten akustischen und strukturdominanten Moden, da Resonanzen nicht immer vermieden werden können und das Dämpfungsverhältnis bestimmt die Antwortamplituden des Systems und damit das Risiko von Laufradmaterialversagen. Schließlich ist die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf reale Maschinen noch zu beweisen. Diese Arbeit stellt jedoch einen wesentlichen Schritt hin zu einem besseren Verständnis der akustischen Kopplungseffekte in den Seitenhöhlen von Kreiselkompressoren dar, unter unterschiedlichen Betriebsbedingungen.

Autorenbeiträge: Konzeptualisierung, TU; Datenkuratierung, TU; Formale Analyse, TU; Finanzierung Erfassung, DB; Untersuchung, TU; Methodik, TU; Überwachung, DB; Visualisierung, TU; Schreiben – Originalentwurf, TU; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, DB Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts.

Finanzierung: Dieses Projekt wird von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördert. Die Autoren danken für die finanzielle Unterstützung unter der Projektnummer 429153912.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass kein Interessenkonflikt besteht. Die Geldgeber waren nicht an der Gestaltung beteiligt. der Studie; bei der Sammlung, Analyse oder Interpretation von Daten; beim Schreiben des Manuskripts oder an der Entscheidung zur Veröffentlichung der Ergebnisse beteiligt.

Nomenklatur

B	Scheiben-/Laufraddicke, m
c	Schallgeschwindigkeit, m/s
c _f	Reibungskoeffizient
CP	Kopplungspotentialparameter
CS	Kopplungsstärkeparameter
ff	Frequenz, 1/s
$\tilde{f} = \frac{F}{f_{ref}}$	normierte Frequenz relativ zur Frequenz $f_{ref} = f_{st,2,0}$ (Luft, 0,1 MPa, 295 K)
$\tilde{f}' = \frac{f' - f_0}{f_0}$	relative Frequenzänderung relativ zur Frequenz $f_0 = f(0,1 \text{ MPa})$

\dot{y}	Rotationsfrequenz der rotierenden Scheibe, 1/s
$G = \frac{s}{rd}$	dimensionslose axiale Spaltweite der Kavität
k_0	Kernrotationsfaktor
M	charakteristische Länge, m
M	Masse, kg
(m, n)	Anzahl der Knotendurchmesser, Knotenkreise der Struktur (dominanter) Modus
(p, q, r)	Anzahl der Knotendurchmesser, Knotenkreise, axialen Knoten des akustischen (dominanten) Modus
R	Radius, m
Re	Umfangs-Reynoldszahl
S	axiale Spaltbreite des Hohlraums, m
Steuer	zylindrischer Teil des Radseitenraums, m
\dot{S}	Umfangsgeschwindigkeit der Scheibe/des Laufrads, m/s
\dot{y}	Geschwindigkeit, m/s
\ddot{y}	Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe, 1/min
$(\ddot{y})_{p,q}$	dimensionslose Lösungen für die erste Ableitung der Bessel-Funktion für (p,q) Akustikmodus
$\bar{\nu}$	kinematische Viskosität der Flüssigkeit, m ² /s
$\bar{\rho}$	Dichte, kg/m ³
	Indizes
—	akustisch (dominant)
c, siehe ^{CR}	Hohlraum, vorderer Hohlraum, hinterer Hohlraum
korrr	korrigiert
D	Scheibe
t	Erregung
F	Flüssigkeit
S	System
st	Struktur (dominant)
Knrips	gesamt
UC	abgekoppelt

Verweise

- Lamb, H.; Southwell, RV Die Schwingungen einer rotierenden Scheibe. Proc. R. Soc. A 1921, 99, 272–280.
- Southwell, RV Über die freien Querschwingungen einer gleichmäßigen, in ihrer Mitte eingespannten Kreisscheibe und die Auswirkungen der Rotation. Proc. R. Soc. A 1922, 101, 133–153.
- Campbell, W. Schutz von Dampfturbinen-Scheibenrädern vor axialen Vibrationen; General Electric Company: New York, NY, USA, 1924.
- Eversman, W.; Dodson, RO, Jr. Freie Schwingung einer zentral eingespannten rotierenden Kreisscheibe. AIAA J. 1969, 7, 2010–2012. [\[Querverweis\]](#)
- Ewins, DJ Schwingungseigenschaften von Schaufelrad-Scheibenanordnungen. J. Mech. Eng. Sci. 1973, 15, 165–186. [\[CrossRef\]](#)
- Irretier, H. Die natürlichen und erzwungenen Schwingungen einer Radscheibe. J. Sound Vib. 1983, 87, 161–177. [\[CrossRef\]](#)
- Irretier, H. Experimente und Berechnungen zu den Schwingungen rotierender Radiallaufräder. J. Vib. Acoust. Stress Reliab. 1988, 110, 137–142. [\[CrossRef\]](#)
- Tyler, JM; Sofrin, TG Axial Flow Compressor Noise Studies; Nr. 620532. SAE Trans. 1962, 70, 309.
- Ehrich, FF Akustische Resonanzen und Mehrfach-Reintongeräusche in Turbomaschineneinlässen. J. Eng. Power 1969, 91, 253–262. [\[CrossRef\]](#)
- Eisinger, FL Akustische Ermüdung von Laufrädern rotierender Maschinen. J. Press. Schiff. Technol. 2002, 124, 154–160. [\[CrossRef\]](#)
- Eisinger, FL; Sullivan, RE Akustisch bedingte strukturelle Ermüdung von Laufradscheiben: Eine kurze Anmerkung. Turbo Expo Power Land Sea Air 2002, 3610, 1063–1069.
- Magara, Y.; Mitsuhiro, N.; Kazuyuki, Y.; Naohiko, T.; Tetsuya, K. Eigenfrequenzen von Radialkompressorlaufrädern für hohe Dichtegasanwendungen. ASME Int. Mech. Ing. Congr. Expo. 2008, 48661, 107–114.
- Magara, Y.; Yamaguchi, K.; Miura, H.; Takahashi, N.; Narita, M. Eigenfrequenzverschiebung in einem Kreiselkompressorlaufrad für Anwendungen mit hochdichten Gasen. J. Turbomach. 2013, 135, 011014. [\[CrossRef\]](#)
- Beirow, B.; Kühhorn, A.; Figaschewsky, F.; Nipkau, J. Einfluss von Verstimmung und Dämpfung auf die erzwungene Reaktion eines Kompressors Blisk-Rotor. ASME Turbo Expo 2015: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbinen. Am. Soc. Mech. Eng. Digit. Collect. 2015, 56772, V07BT32A001.
- Heinrich, CR; Kühhorn, A.; Steff, K.; Petry, N. Verallgemeinertes Modell zur Approximation gekoppelter akusto-mechanischer Eigenfrequenzen in Hochdruck-Radialkompressoren. J. Eng. Gas Turbines Power 2021, 143, 071022. [\[CrossRef\]](#)
- Heinrich, CR; Unglaube, T.; Beirow, B.; Brillert, D.; Steff, K.; Petry, N. Surrogatmodelle zur Vorhersage von Dämpfungsverhältnissen in Gekoppelte akustoelastische Rotor-Hohlraum-Systeme. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2021: Turbine Technical Conference und Ausstellung, online, 7.–11. Juni 2021. GT2021-58835.

17. Hellmich, B.; Seume, JR Ursachen akustischer Resonanz in einem Hochgeschwindigkeits-Axialkompressor. ASME Turbo Expo 2006: Power für Land, Meer und Luft. Am. Soc. Mech. Eng. Digit. Collect. 2006, 4241, 377–387.
18. König, S. Akustische Eigenmoden in den Seitenhöhlräumen von Radialverdichtern. Turbo Expo Power Land Sea Air 2009, 48876, 547–557.
19. Petry, N.; König, S.; Benra, F.-K. Einfluss der Wirbelströmung in den Seitenkammern eines Hochdruck-Radialverdichters auf die Eigenschaften angeregter akustischer Moden. Turbo Expo Power für Land, Meer und Luft. Am. Soc. Mech. Eng. 2012, 44748, 627–639.
20. Eckert, L. Hochzyklische Ermüdungsrisse an Radiallüfterrädern, verursacht durch aeroelastische selbsterregte Laufradschwingungen: Teil I – Fallgeschichte, Ursachenanalyse, Schwingungsmessungen. Internationale technische Konferenzen für Konstruktionstechnik und Konferenz „Computer und Information in der Technik“. Am. Soc. Mech. Eng. 1999, 19777, 1135–1146.
21. Barabas, B.; Stefan, C.; Sebastian, S.; Friedrich-Karl, B.; Hans-Josef, D.; Dieter, B. Experimentelle und numerische Bestimmung der Druck- und Geschwindigkeitsverteilung in einem Rotor-Stator-Hohlraum bei sehr hohen Umfangs-Reynoldszahlen. In Proceedings der 11. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015.
22. Barabas, B.; Dieter, B.; Hans-Josef, D.; Friedrich-Karl, B. Identifikation gekoppelter Eigenfrequenzen in einem Rotor-Stator-Prüfstand für unterschiedliche Gaseigenschaften. In Proceedings der 12. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017.
23. Barabas, B.; Dieter, B.; Hans-Josef, D.; Friedrich-Karl, B. Dämpfungsverhalten akustischer dominanter Moden in einem aeroakustischen Prüfstand, der eine vereinfachte Geometrie eines Hochdruck-Radialkompressors darstellt. Turbo Expo: Kraft für Land, Soc. Mech. Eng. 2018, 51159, V07CT36A018.
24. Norton, MP; Frederick, CN Grundlagen der Geräusch- und Schwingungsanalyse für Ingenieure; Cambridge University Press: Cambridge, Großbritannien, 1998.
25. Daily, JW; Nece, RE Auswirkungen der Kammerabmessung auf induzierten Fluss und Reibungswiderstand geschlossener rotierender Scheiben. J. Basic Eng. 1960, 82, 217–230. [\[CrossRef\]](#)
26. Güllich, JF Reibungsverluste an geschlossenen Turbomaschinenlaufrädern. Forsch. Im Ing. 2003, 68, 87–95. [\[CrossRef\]](#)
27. Sigrist, J.-F.; Daniel, B.; Christian, L. Dynamische Analyse eines Kernreaktors mit Fluid-Struktur-Wechselwirkung: Teil I: Seismische Belastung, durch fluide zusätzliche Masse und zusätzliche Steifigkeitseffekte. Nucl. Eng. Des. 2006, 236, 2431–2443. [\[CrossRef\]](#)
28. Fahy, FJ Vibration eingeschlossener Strukturen durch Schall in der eingeschlossenen Flüssigkeit. J. Sound Vib. 1969, 10, 490–512. [\[CrossRef\]](#)
29. Barabas, B.; Friedrich-Karl, B.; Nico, P.; Dieter, B. Experimentelles Dämpfungsverhalten stark gekoppelter Struktur- und Akustikmodi einer rotierenden Scheibe mit seitlichen Hohlräumen. In Proceedings of the ASME Turbo Expo 2021: Turbine Technical Conference and Exposition, online, 7.–11. Juni 2021; GT2021-58782.

Artikel

Eine zuverlässige Aktualisierung des Ainley- und Mathieson-Profiles und Sekundäre Korrelationen

Yumin Liu 1,* , Patrick Hendrick ¹, Zhengping Zou ² und Frank Buyschaert ³

¹ Abteilung für Aero-Thermo-Mechanik, Université Libre de Bruxelles, 1050 Brüssel, Belgien;

² patrick.hendrick@ulb.be Fakultät für Energie- und Antriebstechnik, Beihang-Universität, Peking 100191,

³ China; zouzhenping@buaa.edu.cn Abteilung für Angewandte Mechanik und Energieumwandlung, Katholieke Universiteit

Leuven, 8200 Brügge, Belgien; frank.buyschaert@kuleuven.be * Korrespondenz: yu.m.liu@ulb.be

Zusammenfassung: Empirische Zusammenhänge sind auch heute noch grundlegend für das moderne Konstruktionsparadigma von Axialturbinen.

Darunter spielen die bekannte Ainley- und Mathieson-Korrelation (Ainley D. und Mathieson G., 1951, „A Method of Performance Estimation for Axial-Flow Turbines“, ARC Reports and Memoranda Nr. 2974) und ihre Ableitungen eine entscheidende Rolle. In diesem Dokument werden die zugrunde liegenden Annahmen der oben genannten Modelle anhand einer beschreibenden Übersicht erörtert und gleichzeitig versucht, ihre Zuverlässigkeit und möglicherweise Genauigkeit bei Leistungsschätzungen zu verbessern. Bei näherer Untersuchung offenbart sich ein faszinierender Missbrauch des Auftriebskoeffizienten beim Sekundärverlust. Vor diesem Hintergrund wird ein verbessertes Modell entwickelt und erörtert, das insbesondere auf dem Zweifel-Kriterium und dem Konzept der Wirbelindringtiefe aufbaut. Die erreichte Genauigkeit wird anschließend durch CFD-Berechnungen unter Verwendung einer Datenbank mit 109 Kaskaden bewertet. Die Ergebnisse zeigen eine 50-prozentige Wahrscheinlichkeit, das Fehlerintervall von $\pm 15\%$ zu erreichen, was doppelt so gut ist wie das neueste Aungier-Modell (Aungier R., 2006, „Turbine Aerodynamics: Axial-Flow and Radial-Inflow Turbine Design and Analysis“, ASME Press, New York). Darüber hinaus wird die Zuverlässigkeit des vorgeschlagenen Modells einerseits durch eine Rekonstruktion des Smith-Diagramms und andererseits durch eine Leistungsanalyse nachgewiesen. Die Rekonstruktion weist Konturen auf, die dem Original entsprechen. Die Ergebnisse der Leistungsstudie werden mit den CFD-Lösungen von acht Kaskaden verglichen, die unter nicht den Konstruktionsbedingungen arbeiten, und bestätigen die Notwendigkeit der zusätzl

Schlüsselwörter: Verlustkorrelation; Axialturbine; Turbinenleistung



Zitat: Liu, Y.; Hendrick, P.; Zou,

Z.; Buyschaert, F. Eine zuverlässige

Aktualisierung des Ainley- und

Mathieson-Profiles und sekundärer Korrelationen. *Int. J.*

Turbomach. Propuls. Power 2022,

7, 14. [https://doi.org/](https://doi.org/10.3390/ijtp7020014)

10.3390/ijtp7020014

Erhalten: 2. Dezember 2021

Akzeptiert: 3. April 2022

Veröffentlicht: 21. April 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt

neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeit.

ationen.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel,

der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-

NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

1. Einleitung

Die Axialturbine ist unbestritten das gängige Gerät für die mittlere bis hohe mechanische Leistungserzeugung in modernen Kraftwerken und daher ist es nicht verwunderlich, dass sie noch immer Gegenstand intensiver Forschung ist. Im Laufe der letzten Jahrzehnte sind Erfahrung und Wissen kontinuierlich gewachsen und haben die Kurven der Leistungskorrelationen erweitert. In dieser Studie wird der 1D-aerodynamische Entwurf, genauer gesagt die Verlustkorrelationen, die in der Mittellinienanalyse in der frühen Entwurfsphase verwendet werden, untersucht. Diese Modelle sind von entscheidender Bedeutung, da sie die vorläufigen Entwurfsparameter festlegen, die bis zur endgültigen Entwurfsphase beibehalten werden können, d. h., wenn das Modell ein ausreichendes Maß an Zuverlässigkeit aufweist [1]. Unter diesen ist die bekannte Korrelation von Ainley und Mathieson (AM) aus dem Jahr 1957 hervorzuheben, die diesem Zweck [2] gut dient. Das Modell von Ainley und Mathieson wurde als bedeutende Innovation angesehen, da es die Quantifizierung lokaler Verluste ermöglichte. Es wurde beispielsweise erfolgreich im Entwurfsprozess des Rolls-Royce-Olympus-Triebwerks eingesetzt [3]. Als Wiege großer Erfolge und breiter Akzeptanz wurde es mehrfach aktualisiert [4–6], was zu einer reichen Genealogie führte.

Im Laufe der Zeit wurde das Design von Axialturbinen mehrfach verbessert und die Geometrie wurde viel vielfältiger, was dazu führte, dass die Genauigkeit und Zuverlässigkeit der aktuellen historischen korrelationsbasierten (Open Source) 1D-Modelle weniger effektiv wurde. Ein wichtiges Problem ist ihre mathematische Grundlage, die auf einer Fuzzy-Mischung aus klassischer Strömungstheorie und heuristischen Manipulationen beruht, die den frühen Kaskadenmessungen entsprechen [7]. Daher ist es nicht überraschend, dass moderne Turbinen aus ihrem Anwendungsbereich ausgeschlossen werden könnten. Vor diesem Hintergrund haben Studien die Korrelationszuverlässigkeit durch parametrische Analyse bewertet [8–10]. Obwohl Inkonsistenzen identifiziert und gemeldet wurden, wurden keine Abhilfemaßnahmen vorgeschlagen. Die Genauigkeit wurde anhand einiger Testfälle bewertet, was nicht ausreicht, um eine statistische Signifikanz zu bestätigen. Diese beiden Aspekte (Zuverlässigkeit und Genauigkeit) müssen mit statistischen Beweisen untersucht werden, um das wahre Potenzial der verfügbaren 1D-Korrelationen mit den neuesten Turbinen zu klären. Darüber hinaus wird es als zwingend erachtet, die Korrelationen mit einem

Das Ziel dieses Dokuments ist daher zweifach. Das erste ist, einen umfassenden Überblick über die Korrelationen der AM-Familie zu geben. Das zweite ist, die AM-Korrelation auf der Grundlage der jüngsten Durchbrüche in der Turbinenaerodynamik und den Verlustmechanismen zu verbessern und die Kompatibilität mit aktuellen Design-Workflows zu erhöhen. Insbesondere werden das Zweifel-Kriterium [11] und die Tiefenpenetration [12,13] in die neuesten Aungier (Ag)-Profil- und Sekundärverlustmodelle [6] integriert. Letztere werden anhand eines Datensatzes aus 109 Kaskaden (statisch und rotierend) validiert, um statistische Signifikanz in Bezug auf Genauigkeit und Zuverlässigkeit zu bewerten. Bei den Bewertungen dienen hochpräzise Simulationen und ihre numerischen Lösungen als Benchmark. Die Korrelationsgenauigkeit wird anhand der Wahrscheinlichkeit gemäß der Gauß-Verteilung der relativen Fehler bestimmt, während die Korrelationszuverlässigkeit durch die Fähigkeit nachgewiesen wird, das Smith-Diagramm [14] zu reproduzieren und konsistente Trends unter Off-Design-Bedingungen bei der Variation des neu eingeführten Axialgeschwindigkeitsverhältnisses

2. Überprüfung

Die Bedeutung empirischer Verlustkorrelationen im Entwurfsprozess moderner Axialturbinen ist nach wie vor hoch. Trotz ihrer eingeschränkten Genauigkeit können sie eine wirksame Entscheidungshilfe in den vorläufigen Entwurfsphasen bieten [1]. Im Allgemeinen basiert die Entwicklung empirischer Modelle auf einer Turbinendatenbank, die durch experimentelle Tests erstellt wird, bei denen eine Vielzahl von Messungen durchgeführt und mit mehreren, meist dimensionslosen Entwurfsparametern verknüpft werden. Wenn sich herausstellt, dass die Parameter gut korrelieren, können in der Folge spezielle Entwurfsgesetze aufgestellt werden.

Vor kurzem gab es eine lebhafte Debatte über die Eignung von Kaskadentests zur Annäherung an den realen Turbinendurchfluss. Die Befürworter behaupteten, dass Kaskaden eine zufriedenstellende Grundlage für die Schätzung von Verlusten in realen Maschinen bieten könnten und aufgrund ihrer Einfachheit, Flexibilität und geringen Kosten vorzuziehen seien [15]. Die Gegner glauben jedoch, dass Kaskaden von Natur aus begrenzt sind, da sie wichtige Aspekte der realen Betriebsumgebung, wie z. B. Rotations-, Krümmungs- und Einlassströmungsverzerrungseffekte, nicht reproduzieren können [16]. Trotz dieser Behauptung hat sich der aktuelle Stand der Forschung eindeutig auf die Seite der Befürworter gestellt, wenn man die solide Verankerung von Kaskadentests in der öffentlichen Literatur berücksichtigt. Die Autoren dieser Arbeit vertreten den Standpunkt von Craig und Cox (CC) [17], der einen gewissen Relativismus aufweist. Tatsächlich ist die extreme Situation, in der die Anwendung der Korrelationen sowohl hinsichtlich der Genauigkeit als auch der Zuverlässigkeit versagt, eher unwahrscheinlich. Eine unachtsame Verwendung muss jedoch vermieden werden, da dies zu einem völlig falschen Ergebnis führen könnte [18,19]. Daher muss der Benutzer sich der damit verbundenen Merkmale und Einschränkungen voll bewusst sein, damit die Zusammenhänge bei der realen Turbinenkonstruktion effektiv angewendet werden können. Dieser Aspekt ist der Kern der folgenden Diskussionen.

Korrelationen werden typischerweise durch das Urteilsvermögen, die Erfahrung und Interpretation der Strömungsphysik, die Testqualität und die Datenbankgröße des Untersuchers bestimmt [20]. Die Herausforderung besteht darin, wie die umfangreichen Informationen einer komplexen 3D-Strömung gefiltert und in einem 1D-empirischen Modell verdichtet werden. Während des Aufbaus könnten bestimmte Parameter absichtlich verzerrt werden, um bestimmte Turbineneigenschaften widerzuspiegeln. Der Grund für diesen Eingriff ist recht einfach. Beispielsweise haben

unterliegen den gleichen Konstruktionsanforderungen, wie dies bei Hoch- und Niederdruckturbinen der Fall ist. Sie unterscheiden sich in Design und Aerodynamik, und das gilt auch für die Korrelationen. Die vergleichenden Studien mehrerer öffentlich zugänglicher Korrelationen [9,21] haben dies deutlich hervorgehoben. Als Konsequenz gibt es derzeit keine universellen Turbinenkorrelationen. Daher sind sie nur für einen bestimmten Anwendungsbereich geeignet.

Da für eine Vielzahl von Turbinenkonstruktionen üblicherweise empirische Modelle verwendet werden, überrascht es nicht, dass die aus der Kaskadenkorrelation geschätzten Parameter um eine beträchtliche Größenordnung von den Messungen an echten Maschinen abweichen können. Unter diesen Umständen greift man typischerweise auf eine heuristische Kalibrierung zurück. Andernfalls ist die Korrelation kaum von Wert [22]. Dieser Ansatz ist jedoch mit einigen Risiken verbunden. Erstens werden einfache Multiplikatoren/Polynome oft als ausreichend erachtet, obwohl die resultierende Korrelation viel besser zu Turbinen passen würde, die denen in der Datenbank ähneln, auf deren Grundlage das Modell erstellt wurde. Zweitens führt ihre Verwendung zwangsläufig zu Konstruktionen, deren Aerodynamik der der Turbinen in der ursprünglichen Datenbank ähnelt. Das grundlegende Problem ist die statistische Verzerrung, die durch die begrenzte Größe der Datenbank entsteht. Dies könnte durch den Aufbau einer großen öffentlichen Datenbank verhindert werden, in der alle bis zum heutigen Tag durchgeführten Kaskadenmessungen erfasst werden [7]. Leider haben die ersten Forscher ihre Datenbanken nicht freigegeben oder sogar verloren. Neue Forscher mussten oft eine neue Datenbank von Grund auf neu erstellen, ohne Zugriff auf frühere Daten oder Methoden. Insbesondere wurden Erkenntnisse, die eine stärkere Interaktion zwischen Designparametern hätten aufzeigen können, eingeschränkt. Infolgedessen greifen 1D-Korrelationen auf recht einfache Mathematik oder Diagramme zurück und sind verzerrt, was zu Ergebnissen mit eher geringer Genauigkeit führt. Im Gegensatz dazu leiden die in großen Industrien etablierten Modelle nicht unter den oben genannten Problemen, wo man sich die Kalibrierung von öffentlichen oder internen Korrelationen unter Verwendung der riesigen Datenmengen leisten kann, die im Laufe der Zeit für spezielle Konfigurationen angesammelt wurden. Aus diesen Daten können neue Versionen früherer Modelle entwickelt werden, was eine sicherere und kostengünstigere Verbesserung des Designprozesses ermöglicht.

In [23] wurde dargelegt, dass jede Verlustkorrelation die gleiche Wahrscheinlichkeit aufweist, die Turbinenleistung genau vorherzusagen, sobald sie ihren Anwendungsbereich verlässt. Angesichts der aktuellen Diskussion ist es eher irrational, von Modellen, die versuchen, komplexe Systeme mit elementaren Informationen abzudecken, eine herausragende Genauigkeit zu erwarten. Angesichts der Tatsache, dass in späteren Entwurfsphasen 3D-Methoden mit höherer Genauigkeit zum Einsatz kommen, sollte die Korrelationsgenauigkeit weniger priorisiert werden, sondern der Schwerpunkt muss zunächst darauf liegen, alle relevanten Entwurfsparameter in das Modell einzubeziehen. Daher muss die Fähigkeit, kohärent mit der wahren Physik umzugehen, d. h. Zuverlässigkeit, das Hauptanliegen werden.

2.1. Korrelationen der Ainley- und Mathieson-Familie

Die empirische AM-Korrelation [2] war so erfolgreich, dass sie eine Tradition hat (die AM-Korrelation und ihre Ableitungen werden in diesem Rahmen nicht unterschieden, da sie grundsätzlich gleichwertig sind). Chronologisch wurde sie durch Kaskadentests mit konventionellen Profilen aus den 40er Jahren ermittelt und beanspruchte eine nominelle Genauigkeit von $\pm 2\%$ bei der Schätzung des Stufenwirkungsgrads. Letzteres entspricht etwa $\pm 15\%$ Gesamtdruckverlustfehler. Sie wurde zu einer Zeit veröffentlicht, als das Fachwissen und das Verständnis von Axialkompressoren umfassender waren als jene von Turbinen [24]. Tatsächlich musste man vor der Veröffentlichung von AM auf teure experimentelle Versuch-und-Irrtum-Prozesse zurückgreifen, wenn die verfügbaren Methoden Wirkungsgrade zeigten, die denen der echten Turbinen weit unterlegen waren. Die AM-Korrelation wurde daher als bahnbrechend angesehen, da sie eine systematische Möglichkeit bietet, die aerodynamischen Verluste von Turbinen und deren Komponenten zu quantifizieren.

Die Dunham- und Came-Korrelation (DC) [4] war die erste und kanonische Aktualisierung des AM-Modells, das 16 Rolls-Royce-Turbinen aus den 1960er-Jahren verwendete. Sie erweiterte den Anwendungsbereich auf kleine Turbinen, wobei das gleiche Genauigkeitsniveau beibehalten wurde. Dunham behauptete, dass ihr Modell in den 1970er-Jahren noch immer das zuverlässigste Konstruktionsinstrument war, in einem Kontext, in dem die Berechnung des potenziellen Durchflusses in der Industrie zunehmend eingeführt wurde [3]. Die Forscher hatten jedoch keinen Zugriff auf die AM-Datenbank

resultierte aus einer Modellkalibrierung basierend auf der Gesamtleistung einer begrenzten Anzahl von Turbinen. Erwähnenswert ist, dass CC [17] zusammen mit Traupel [25] im selben Zeitraum neue Korrelationen mit unterschiedlichen Ansätzen in Bezug auf die Turbinen-Aerodynamik veröffentlichten. Die Kacker- und Okapuu-Korrelation (KO) [5] war eine zweite Aktualisierung, die auf 33 Pratt & Whitney-Turbinen mit Technologie aus den 1980er Jahren beruhte und eine Genauigkeit von bis zu $\pm 1,5\%$ bei der Schätzung des Stufenwirkungsgrads unter Auslegungsbedingungen zeigte. Darüber hinaus kalibrierte KO, da es großes Vertrauen in die Gültigkeit des Smith-Diagramms [14] hatte, das 70 Rolls-Royce-Turbinen mit Technologie aus den 1960er Jahren enthält [26], ihre Korrelation, um dasselbe Diagramm genau zu reproduzieren. Ag [6] überarbeitete anschließend KO, um die Rekompensation zu berücksichtigen, die unter extremen Abweichungen von den Auslegungsbedingungen und mit realen Arbeitsfluiden auftritt. Darüber hinaus ist das System in der Lage, S2-Berechnungen (von der Nabe zur Mantelfläche S2 und von Schaufelblatt zu Schaufelblatt) durchzuführen. Die von Wu [27] vorgeschlagenen Berechnungen beziehen sich auf Strömung. Dies wurde kürzlich insbesondere bei ORC-Turbinen bestätigt [28,29]. Trotz vieler Kritiker ihrer Einschränkungen wird die Wahl der AM-Korrelation gegenüber anderen öffentlichen Korrelationen durch drei besondere Aspekte bestimmt. Erstens besitzt sie eine vergleichsweise breitere mathematische Basis und ist weniger von empirischen Diagrammen abhängig. Zweitens erfordert sie weder spezielle Annahmen über die Geschwindigkeitsverteilung an der Schaufeloberfläche noch die Durchführung aufwändiger mathematischer Berechnungen. Dadurch sind im Gegensatz zu den semi-empirischen Modellen von Baljé und Binsley [30], Denton [31] und Coull und Hodson [32] schnellere Lösungen und bessere Zugänglichkeit gewährleistet. Schließlich können transparente und wertvolle Details ihrer Entwicklung in den nachfolgenden Arbeiten nachvollzogen werden [2,24,33,34].

In der Aerodynamik gibt es fünf Quellen für den Gesamtdruckverlust, nämlich Hautreibung, Druckwiderstand, Stoß, Leckage und Mischverluste. Diese Klassifizierung wurde jedoch neu geordnet, um diese Verluste ihrem Standort statt ihrem phänomenologischen Ursprung zuzuordnen. Die Korrelationen der AM-Familie gingen vom folgenden Turbinenverlustsystem aus:

$$\frac{p_{tr,out,ist} \dot{y}}{p_{tr,out} Y_t} = p_{tr,out} \dot{y} \quad (1)$$

$$p_{out} = Y_p + Y_s + Y_{cl}$$

- Der Profilverlust Y_p entsteht durch das Wachstum der Grenzschicht und die Strömungsmischung über der Schaufelblattoberfläche. Dazu gehören Mantelreibung und Druckwiderstand. Erreicht die Austrittsströmung Überschallgeschwindigkeiten und löst Stöße in der Nähe der Hinterkante aus, muss ein zusätzlicher Überschallverlust Y_{ex} berücksichtigt werden. Diese Verluste entstehen ausschließlich durch die S1-Strömung von Schaufelblatt zu Schaufelblatt und setzen somit spannenübergreifende Gleichförmigkeit voraus.
- Sekundärverlust Y_s entsteht durch die Wechselwirkung zwischen der Endwandströmung und dem Druckunterschied über dem Schaufelblattdurchgang. Die Hauptakteure sind die induzierten dreidimensionalen Wirbel und die Endwandgrenzschichten. AM betrachtet, aufbauend auf dem Modell von Carter [35], beide Strömungen und den Ringraumverlust als eine Einheit. Dieser lokale Verlust ist für die spannenübergreifende Ungleichförmigkeit an Schaufelblatt.
- Spitzenleckverluste Y_{cl} entstehen durch das Vorhandensein eines Spalts zwischen der Schaufelspitze und der Ummantelung, der verhindert, dass die rotierende Schaufel am Gehäuse reibt. Obwohl dies zur Vervollständigung des Verlustsystems unabdingbar ist, wird dieser Verlust im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt, da hier den grundlegenden Profil- und Sekundärverlusten Vorrang eingeräumt wird.

Obwohl es nicht spezifiziert wurde, beziehen sich die Korrelationen implizit auf Verluste der vollständig gemischten Strömung. Genau genommen gibt es jedoch weder theoretische noch experimentelle Beweise, die den Zusammenbruch von Gleichung (1) rechtfertigen könnten, da diese von Natur aus eine geringe Wechselwirkung zwischen den Komponenten voraussetzt [36]. Ihre Wirksamkeit könnte jedoch auf die vergleichsweise kleine Sehne der Axialturbinenschaufeln und die kurze Strömungslaufzeit im Schaufeldurchgang zurückzuführen sein, die eine starke Wechselwirkung zwischen den Sekundärströmungen (alle Strömungen, die sich von der primären reibungsfreien Strömung unterscheiden) verhindern [7].

2.2. Profilverluste

Der AM 2D Profilverlust [37] ist

$$Y_{p,AM} = Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0} \dot{\gamma} \frac{\dot{\gamma}_{in}}{\dot{\gamma}_{out}} = f\left(\frac{t_{max}}{c}, \dot{\gamma}_{in}, \dot{\gamma}_{out}\right) \frac{5t_{max}}{c} \dot{\gamma}_{Km} \frac{\dot{\gamma}_{in}}{\dot{\gamma}_{aus}}, \quad (2)$$

AM hat die Profilverluste einer leicht komprimierbaren 50% Reaktionsdüse $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0}$ und einer Impulsdüse $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{out}}$ gemischt, wie in ihrem Bild 4 auf Seite 24 in [2] dargestellt, um alle Zwischenkonstruktionen abzudecken. Diese Korrelation umfasst von Natur aus den Hinterkantenverlust bei Standard $t_{e/s} = 0,02$. Gleichung (2) wurde aus Windkanalversuchen bei niedriger Geschwindigkeit gewonnen und konzentriert sich auf parabolisch gewölbte konventionelle Profile, d. h. die britischen Profile des Typs T.6. Ihre experimentellen Ergebnisse zeigten eine bemerkenswerte Empfindlichkeit der Verluste gegenüber der Profildicke bei Impulsprofilen und daher wurde in das Modell eine Korrektur für jegliche Abweichung vom Standard $t_{max}/c = 0,2$ [34] eingeführt. Außerdem gab es eine Variation gemäß $(\dot{\gamma}_{in}/\dot{\gamma}_{out})$ für Profile zwischen den Impuls- und Düsenblättern, was die Anordnung/Mischung in Gleichung (2) rechtfertigt. Die Geschwindigkeitsverteilung der Leitschaufeln und der Impulsschaufeln wurde in AMs Abbildung 5 auf Seite 26 in [34] dargestellt. Diese Verteilung zeigt, dass ein beträchtlicher Teil der Saugseite der Schaufel, der sich von der Mittelsehne bis zur Hinterkante erstreckt, von Strömungsdiffusion betroffen ist, was heutzutage in Konstruktionsnormen als inakzeptabel angesehen wird. Die Verwendung von AM würde daher implizit eine ähnliche Geschwindigkeitsverteilung über moderne Turbinenprofile hinweg annehmen, was wahrscheinlich zu einer erheblichen Verlustfehlanspassung führt, wenn es nicht mit Sorgfalt gehandhabt wird [38]. Dieses spezielle Problem mit den damit verbundenen Implikationen muss bei der Verbesserung von Gleichung (2) berü

Um die Zuverlässigkeit des AM-Modells für aktuelle Turbinenkonfigurationen zu verbessern, wurden von verschiedenen Autoren mehrere Korrekturfaktoren – in dieser Arbeit als Hilfsfaktoren K bezeichnet – vorgeschlagen [4,5]. Beispielsweise hat Ag [6] in seiner neuesten Aktualisierung die Profilverlustkorrelation von KO (und damit AM) angepasst. Diese Gleichung besitzt mehrere Hilfsfaktoren und wird wie folgt ausgedrückt:

$$Y_{p,Ag} = K_{mod} K_{M} K_{p} K_{Re} K_i Y_{p,AM} \dot{\gamma} Y_{t_{e/s}=0,02s} + Y_{sh}, \quad (3)$$

$$= f(e/c, \dot{\gamma}_{ein}, \dot{\gamma}_{aus}, Herr_{ein}, Herr_{aus}, Re, e/c, k, i) Y_{p,AM}.$$

- Der Mach-Korrekturfaktor $K_p \dot{\gamma} 1$ spiegelt die Strömungsbeschleunigung im Schaufelkanal wider, verringert die viskosen Verluste und ist im Unterschallbereich $Mr_{out} \dot{\gamma} 1$ wirksam. Laut Ag [6] ist K_p , das erstmals von KO eingeführt wurde, bei extremen Off-Design-Bedingungen fehlerhaft, besonders wenn eine Rekompensation an der Schaufelnabe auftritt. Es war bekannt, dass KO nur am Auslegungspunkt zufriedenstellende Ergebnisse lieferte [15]. Wei [9] testete KO und deckte eine merkwürdige Steigungsstörung sowie eine nichtphysikalische Verringerung der vorhergesagten Profilverluste in Fällen höherer positiver Anstellwinkel i auf, die eine Rekompensation zur Folge hatten, und zwar aufgrund fehlerhafter K_p -Werte. Bemerkenswert ist auch, dass der Einfluss der Mach-Zahl von AM [24] untersucht wurde und mit dem Zweck von K_p übereinstimmt, aber überraschenderweise nicht in die frühere Gleichung (2) übernommen wurde.
- Der Expansionskorrekturfaktor $K_M \dot{\gamma} 1$ berücksichtigt lokale schwache Stöße auf der Schaufelblattsaugseite im Unterschall-Machzahlband $Mr_{out} \dot{\gamma} [0,6-1]$ und wurde physikalischer gestaltet. Dieser Parameter wurde erstmals von DC [4] für Überschallströmungen eingeführt und aus der experimentell ermit
- Der Reynolds-Korrekturfaktor K_{Re} gilt für Reynolds-Zahlen außerhalb des Übergangsbereichs $[10^5-5 \times 10^5]$ und berücksichtigt die Oberflächenrauheit, wie in der CC-Korrelation [17] zu sehen. Während der gesamten Analyse wird ein Standardendwert von $e/c = 10^{-4}$ angenommen.
- Der Technologiekorrekturfaktor K_{mod} berücksichtigt die Technologiefehlanspassung von $Y_{p,AM}$ bei der Untersuchung der Verluste in Turbinenprofilen nach den 1980er Jahren [37]. K_{mod} nimmt den Wert 0,825 für meridionale Eintrittsprofile und 2/3 für die anderen an.

- Der Anstellkorrekturfaktor $K_i \approx 1$ konditioniert den Profilverlust bei abweichenden Bedingungen und hat sich bei Turbinen aus der Zeit vor den 1980er Jahren als erfolgreich erwiesen [39], ist jedoch bei modernen Turbinen zu konservativ [15].

Zusammenfassend besteht der Zweck der Hilfsfaktoren darin, Gleichung (2) mit der ihr zugrunde liegenden Geschwindigkeitsverteilung zu kalibrieren, ohne dass ein vertieftes Verständnis oder eine Ausarbeitung der Verlustmechanismen erforderlich ist. Dies ist offensichtlich auf einen Mangel an Wissenstransfer zwischen AM, DC, KO und Ag zurückzuführen [7]. Der Stoßfaktor $Y_{sh} \approx 0$ berücksichtigt lokale Stöße an Nabenprofilen mit einer dickeren Vorderkante unter vergleichsweise hohen Einlassgeschwindigkeiten und wird ausschließlich als unabhängiger Verlust betrachtet, der zum Profilverlust beiträgt, wie er von KO eingeführt wird. Im Gegensatz zu dem von KO wird er jedoch von den Hilfsfaktoren nicht beeinflusst. Wenn $M_{r,out} \approx 1$, dann werden K_p und K_M bei $M_{r,out} = 1$ gehalten und der Überschallverlust Y_{ex} muss in Gleichung (3) zu Y_p ergänzt werden. Ag schlug vor

$$Y_{ex,Ag} = \frac{M_{r,out} \approx 1}{M_{r,aus}}^2 \quad (4)$$

Dabei handelt es sich, wie zu erwarten, um eine recht willkürliche Formulierung. Sie wird jedoch in der gesamten Analyse beibehalten, da es derzeit keine verlässlicheren Alternativen gibt.

Wie bereits erwähnt, umfasst Gleichung (2) den Hinterkantenverlust für Standard- $tte/s = 0,02$. Für jede Variation von tte/s schlug AM einen Hinterkantenkorrekturfaktor vor, der auf Gleichung (1) angewendet wird, so dass

$$\text{Die } Y_t\text{-Zahl ist gleich der } Y_t\text{-Zahl.} \quad (5)$$

Dieser Ausdruck verknüpft die Hinterkante mit dem Profil und den sekundären und Spitzenspaltverlusten und wurde von KO wegen seiner mangelnden physikalischen Aussagekraft in Bezug auf die beiden letztgenannten Optionen kritisiert. Tatsächlich bleiben weder die Endwand- noch die Spitzenleckgewirbel beim Erreichen des Schaufelaustritts eng an der Schaufeloberfläche haften, was eine Wechselwirkung zwischen den Wirbeln und der Hinterkantennachlaufströmung unwahrscheinlich macht. Stattdessen verfolgte KO einen intuitiveren Ansatz und schlug den Hinterkantenverlust Y_{te} als unabhängige Komponente vor [5], so dass

$$Y_t = Y_p + Y_s + Y_{cl} + Y_{te} \quad (6)$$

Allerdings bleibt Y_{te} im weiteren Sinne immer noch Teil von Y_p , so dass Gleichung (1) nicht verkürzt wird. Um diesen Ausdruck zu ermöglichen, muss man Gleichung (2) vorher virtuell auf $tte/s = 0$ bringen. Ag führte diesen Ansatz jedoch weiter und formulierte den Hinterkantenverlust als Folge einer abrupten Flächenvergrößerung:

$$Y_{te,Ag} = \frac{2}{tte_0 \approx tte} \quad (7)$$

Die Korrektur der Hinterkante der Gleichung (2) auf Null erfolgt durch Subtraktion von $Y_{te=0,02s}$.

2.3. Sekundärverluste

Der Bruttosekundärverlust des AM 3D wird durch die folgende Gleichung dargestellt [2]:

$$Y_{s,AM} = \dot{\gamma}_{AMZ} = f(\dot{\gamma}_{in}, \dot{\gamma}_{out}, \dot{\gamma}_{in}, A_{out}/A_{in}, r_{hub}/r_{tip}) \quad (8)$$

Dieser kompakte Ausdruck war das Ergebnis kontinuierlicher Bemühungen zur Interpretation der Sekundärströmungen an den Stirnwänden von Turbinen. $\dot{\gamma}_{AM}$ und Z sind intrinsische Parameter der AM-Korrelationen und stammen aus der Arbeit von Carter [35], der sich auf die klassische Sekundärströmung Die Absicht von AM war es, eine gemeinsame und eindeutige Basis zwischen Axialkompressoren und Turbinen zu definieren, um Sekundärverluste zu quantifizieren, da man (historisch) das Ziel hatte, für beide Geräte weitgehend ähnliche Schaufeln zu verwenden. Die Theorie verbindet Endwandwirbel mit Durchgar

Wirbel, die in gekrümmten Kanälen erzeugt werden [40]. Letztere entstehen durch die Verformung der Eintrittsgrenzschicht durch das Geschwindigkeitsdefizit in Wandnähe und den Druckgradienten im Schaufelkanal. Dadurch entsteht eine spiralförmige Querströmung, die sich durch den gesamten Schaufelkanal ausbreitet, wie in Abbildung 1a dargestellt.

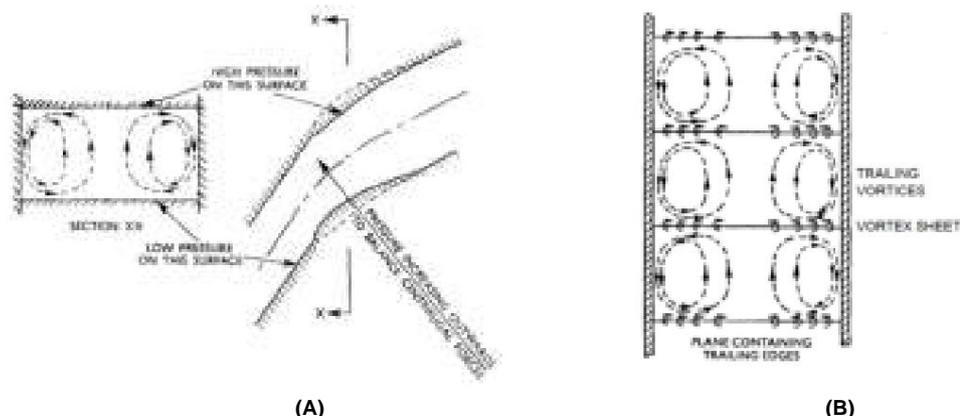


Abbildung 1. Sekundärströmungsmechanismen, die von Carter [35] betrachtet wurden. (a) Klassisches Sekundärströmungsmodell. (b) Kaskaden-Hebelinienmodell.

Carter suchte nach einem praktischen Modell zur Quantifizierung der Verluste, die durch diese Durchgangswirbel entstehen. Er zog eine Analogie zur Traglinientheorie heran, um eine Näherung erster Ordnung zu erhalten. Carters Idee basiert auf der reibungsfreien Wirbelschicht an der Hinterkante, die durch die Strömung um ein Blatt entsteht. Da sie instabil sind, rollen sich die geschlossenen Wirbelfilamente der Wirbelschicht an den Blattenden zu Nachlaufwirbeln auf, wie in Abbildung 1b dargestellt. Auf der Grundlage qualitativer Analysen einiger experimenteller Ergebnisse, die stromabwärts des Blattes gewonnen wurden, wurden die modellierten Nachlauf- und Durchgangswirbel gleichwertig gemacht, um eine sekundäre Verlustkorrelation herzustellen [35]. Der induzierte Widerstand bei gleichmäßiger spannung

$$C_{D,s} = \frac{1}{4} \frac{C_{L,m}^2}{s/c} \cdot 1 \cdot \frac{2H\bar{y}}{H} = \bar{y}AM \frac{s/c}{s/c}, \quad (9)$$

wobei $H\bar{y}$ der Abstand von der Blattmitte bis zum Kern der Endwandwirbel ist. Dieser Verlust spiegelt kohärent die verlorene Arbeit durch das Produkt aus Blattbelastung und Breite der nachlaufenden Wirbel wider; eine Analogie zur Kraft-Zeit-Verschiebung. AM ersetzte später $H\bar{y}$ durch den empirischen Ainley-Parameter $\bar{y}AM$, der in ihrer Abbildung 16 auf Seite 31 in [34] dargestellt ist und die Wirbeleigenschaften implizit widerspiegelt. Der beteiligte Auftriebskoeffizient $C_{L,m}$ bezieht sich auf die mittlere Geschwindigkeit und bezieht sich auf den mittleren

$$C_{L,m} = 2 \frac{s}{c} (\tan \bar{y}_{ein} \bar{y} \tan \bar{y}_{aus}) \cos \bar{y}_m, \quad (10)$$

Und

$$\bar{y}_m = \tan \bar{y}_1 \frac{\tan \bar{y}_{ein} + \tan \bar{y}_{aus}}{2}. \quad (11)$$

Dies wurde in die Ainley-Lade-Z umgewandelt mit:

$$Y_{s,AM} = C_{D,s} (\cos^2 \bar{y}_{out} / \cos^3 \bar{y}_m) (c/s) = \bar{y}AMZ, \quad (12)$$

Wo:

$$Z = \frac{C_{L,m}^2}{s/c} \frac{\cos^2 \bar{y}_{aus}}{\cos^3 \bar{y}_m} \frac{c}{s} = 4 (\tan \bar{y}_{ein} \bar{y} \tan \bar{y}_{aus}) \frac{2 \cos^2 \bar{y}_{aus}}{\cos \bar{y}_m}. \quad (13)$$

Diese Gleichung geht von einem Axialgeschwindigkeitsverhältnis AVR und einem Mittellinienradiusverhältnis \bar{y}_{aus} , wobei: $AVR = W_{z,out}/W_{z,in} = \bar{y} = r_{in}/r_{out} = 1$ und ist völlig unabhängig von s/c . Es ist zu beachten, dass eine Änderung der Blattbelastung aufgrund einer Änderung des Blattwinkels zur B

Tatsächlich kommt dieser Ausdruck dem Auftriebskoeffizienten eines einzelnen Tragflügels viel näher. Die gewählte Theorie der Auftriebslinie wird auch unter stationären und inkompressiblen Bedingungen verwendet und auf Schaufeln mit geringer Wölbung/Belastung angewendet, um die Linearität des Problems zu gewährleisten. Infolgedessen kann es bei Schaufeln von Impulsturbinen zu großen Abweichungen beim Sekundärverlust kommen [8], und Gleichung (13) kann bei hoher Belastung fälschlicherweise andere Parameter außer Kraft setzen [10]. AM war sich dieses Problems bewusst, da es in ihrer Datenbank nur wenige Schaufeln Interessant ist auch, dass bei Gleichung (12) ein mathematischer „Fehler“ unterlaufen ist. Normalerweise hätte das Ergebnis lauten müssen [40]:

$$Y_{s,AM} = CD_{s(1/\cos \gamma_m)(c/s),} \quad (14)$$

und folglich Gleichung (13):

$$Z = 4(\tan \gamma_{ein} \gamma \tan \gamma_{aus})^2 \cos \gamma_m \quad (15)$$

was zu Ergebnissen führt, die um mehrere Größenordnungen höher sind. Dies deutet darauf hin, dass Gleichung (12) höchstwahrscheinlich heuristisch an die Messungen angepasst wurde. Da γ_{AM} und Z kaum physikalische Bedeutung haben, können sie in der Analyse nicht getrennt verwendet werden. Dies ist nicht überraschend, da der sekundäre Verlust von AM in Gleichung (8) wie folgt kalibriert wurde:

$$Y_s = Y_t \gamma Y_p \quad (16)$$

Dies entspricht Gleichung (1) in Abwesenheit von Spaltverlusten, hat aber eine andere Implikation. Tatsächlich wurde der Sekundärverlust auf die Subtraktion des gemessenen tatsächlichen Gesamtverlusts durch den modellierten Profilverlust von Gleichung (2) kalibriert. Daher verkörpert Gleichung (8) die mit Gleichung (2) verbundenen Fehler. Wie bei γ_{AM} und Z sollten Sekundär- und Profilverluste auch nicht getrennt verwendet werden, da sie durch Gleichung (16) mit Dunham [19] kritisierte den Ansatz Carters, stützte sich aber dennoch auf ihn, um

$$Y_{s,AMDC} = 0,0334KAR \frac{\cos \gamma_{out}}{\gamma_{out}} Z, \quad (17)$$

$$\cos \gamma_{in} = f(H/c, \gamma_{in}, \gamma_{out}, \gamma_{in}).$$

Der Aspektverhältnissfaktor $KAR \approx 1$ bezieht die Intensität der Endwandwirbel mit der Schaufelhöhe und wurde als fragwürdige Zuverlässigkeit beschrieben [42]. DC vereinfachte die Multiplikatoren in Gleichung (13) durch eine Kaskadenkonfiguration

$$\gamma_{AM} = f \frac{(A_{n,out} \cos \gamma_{out} / A_{n,in} \cos \gamma_{in})^2}{(1 + d_{hub}/d_{tip})} = f \frac{1}{2} \frac{\cos \gamma_{aus}}{\cos \gamma_{ein}}^2 = 0,0334 KAR \frac{\cos \gamma_{aus}}{\cos \gamma_{ein}} \quad (18)$$

Die Konstante 0,0334 dürfte die meisten Dicken der Eintrittsgrenzschicht abdecken und wurde durch Kalibrierung auf die Gesamtleistungsdaten der Turbine ermittelt [22]. Auch wenn dieser grobe Ansatz nicht in der Lage ist, den Verlust der Kaskadenströmungen an der stromabwärtigen Stirnwand abzuschätzen [18], erwies er sich dennoch als genauer als die meisten verfeinerten Korrelationen, die unter verschiedenen Eintrittsgrenzschichtprofilen getestet und verglichen wurden [43]. Schließlich verbesserte

$$Y_{s,Ag} = K_p K_{Re} \frac{AMDC^2 \text{ Jahre}^2}{AMDC^2 + 7,5 \text{ Jahre, AMDC}^2}, \quad (19)$$

$$= f(H_{err,ein}, H_{err,aus}, Re_{e/c}) Y_{s,AMDC},$$

welche die K_p und K_{Re} von Gleichung (3) [6] gemeinsam haben. Dennoch wurde K_{Re} von DC übernommen und später von KO entfernt. Über den Einfluss der Viskosität auf die Endwandströmung herrschte keine Einigkeit, und interessanterweise dauert die Debatte noch an. Es stimmt, dass die Endwandwirbel größtenteils durch reibungsfreie Mechanismen angetrieben werden. Ihr Wachstum im Schaufeldurchgang hängt jedoch stark von der Endwandgrenzschicht

und kontinuierliche Wechselwirkung mit der Schaufelgrenzschicht. Dadurch ist der Ansatz von DC und Ag plausibler. Die Quadratwurzelmanipulation verhindert Verlustüberschreitungen bei extremen Abweichungen vom Auslegungszustand. Diese Funktion hat sich bei der Optimierung als besonders wichtig erwiesen. Tatsächlich könnte der Suchalgorithmus unbeabsichtigt Inkonsistenzen der Korrelation ausnutzen, um sein Ziel zu erreichen [44].

Auch hier wirken die Hilfsfaktoren als moderate Multiplikatoren auf die Grundgleichung (17). Interessant ist, dass die Eignung der Axialturbinenverlustkorrelationen im Zusammenhang mit Kreiselturbinen untersucht wurde, und zwar insbesondere die Wechselwirkung der Hilfsfaktoren [23]. Drastische Änderungen der aerodynamischen Parameter lösten keine vergleichbare Variation der Hilfsfaktoren aus, die zuverlässige Lösungen garantiert hätte. Daher können diese Hilfsfaktoren nur geringfügige und individuelle Anpassungen zulassen, und daher sollte die Axialturbinenkorrelation nur bei Axialturbinen verwendet werden.

3. Verbesserung bei Profilverlust

Die Ag-Korrelation [6] ist das neueste vollständige Verlustsystem und stellt das am besten geeignete Gefäß für sukzessive Verbesserungen dar. Der Profilverlust von Gleichung (3) wird daher umgeformt in

$$Y_{p,Enh} = 0,914K_{mod}K_{MKp}K_{Re}Y_{p,AM} + Y_{sh} + Y_{inc}, = f(\epsilon/c, \dot{\gamma}_{in}, \dot{\gamma}_{out}, Mr_{in}, Mr_{out}, Res, \epsilon/c, k, i, dLE/s, WeLE, AVR)Y_{p,AM}, \quad (20)$$

wobei Gleichung (2) wie folgt umgeschrieben wird:

$$Y_{p,AM} = Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0} \dot{\gamma} \frac{Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{aus}}}{\dot{\gamma}_{in}} \frac{Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{aus}}}{\dot{\gamma}_{aus}} Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0} \dot{\gamma} \frac{5t_{max}}{c} \frac{\dot{\gamma}_{Km} \dot{\gamma}_{in}}{\dot{\gamma}_{aus}}, \quad (21)$$

$$= (s/c, t_{max}/c, \dot{\gamma}_{in}, \dot{\gamma}_{aus}, \dot{\gamma}Z).$$

Bei der Fortführung der Hilfsfaktoranordnung von Gleichung (3) wurden verschiedene kleinere Änderungen vorgenommen.

1. Der Metallwinkel $\dot{\gamma}_{in}$ in Gleichung (21) wurde durch einen Entwurfsströmungswinkel $\dot{\gamma}_{in}$ ersetzt. In der Praxis wird eine bessere Kontinuität im Entwurfsablauf erreicht, wenn man sich zuerst auf die Strömungswinkel konzentriert und die Metallwinkel danach ableitet. Moderne Turbinen tendieren dazu, wenig negativen Anstellwinkel zu integrieren, um geringe Verluste bei Off-Designs zu ermöglichen. Das Fortfahren mit $\dot{\gamma}_{in}$ würde vielmehr zusätzliche Iterationen im vorläufigen Entwurfsprozess erfordern.
2. $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0} \dot{\gamma}$ und $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{out}}$ in Gleichung (21) wurden mit einem gemeinsamen s/c skaliert. Vor der Entwicklung der Modifikationen wird der Kontext, in dem sie erstellt wurden, überprüft und mit der aktuellen Praxis verglichen. In den 40er Jahren war die Profilierung von Laufschaufeln eine empirische Wissenschaft. Sie bestand aus einer Auswahl aus einer Familie standardisierter Profile und wurde mit geringen zulässigen Änderungen in einer Kaskadenkonfiguration angeordnet. Dieser Ansatz wurde von Axialkompressoren übernommen und garantierte Kosteneffizienz, da er die Herstellung erleichterte. Es war unmöglich, den Trend der Kaskadenleistung zu erfassen, ohne auf umständliche Versuch- und-Irrtum-Windkanaltests zurückzugreifen, bis ein kompetentes Profil bestimmt war. Dies steht in erheblichem Gegensatz zu modernen Profilierungstechniken, die eine genaue Überwachung und automatische Optimierung der Geschwindigkeitsverteilung auf der Schaufeloberfläche bieten. $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0} \dot{\gamma}$ und $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{out}}$ wurden sicherlich aus geeigneten, aber veralteten Profilen gewonnen, bei denen die Oberflächengeschwindigkeitsverteilungen oder Wirkungsgrade der Schaufelblätter nach den modernen Standards der Technik nicht mehr akzeptabel sind [34]. Da sie den Eckpfeiler von Gleichung (2) bilden, wäre es unvernünftig, groß. Stattdessen wird eine Skalierungstechnik mit einem Referenz- s/c vorgeschlagen, die analog zu der auf Kompressorleistungskarten angewendeten Technik ist. In einem Designprozess wird s/c nach einem Kompromiss zwischen Effizienz und Kosten festgelegt. Wenn die Effizienzüberlegungen überwiegen, wird das optimale s/c gewählt, das den Profilverlust minimiert, in diesem Fall Gleichung (2), so dass jede Abweichung vom s/c zu einer Erhöhung des Profilverlusts oder einfach zu einer Verschlechterung

das optimale s/c von $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0}$ und $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{out}}$ ist fest und spezifisch für kompetente Profile. Das Problem wäre dann seine Unempfindlichkeit gegenüber anderen Profiltypen. Vor diesem Hintergrund wird ein vernünftiger Ansatz vorgeschlagen, der den Trend von $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0}$ und $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{out}}$ beibehält und das optimale Steigungs-Sehnen-Verhältnis s/cAM von Gleichung (2) auf ein neues optimales s/c skaliert. Ziel ist es, Gleichung (21) auf andere Profile auszudehnen, bei denen das optimale s/c anderen Designregeln unterliegt. Unter diesen wird das prominente Zweifel- Kriterium [11] gewählt, um seine Flexibilität zu übernehmen, und

$$bs/cZ = 2 \frac{1}{c} \frac{\dot{\gamma}Z}{\left| \frac{1}{AVR} \tan \dot{\gamma}_{in} \dot{\gamma} \tan \dot{\gamma}_{aus} \right| \cos^2 \dot{\gamma}_{aus}}, \quad (22)$$

Einführung des Axialgeschwindigkeitsverhältnisses AVR als zusätzlicher Konstruktionsparameter. Ein $\dot{\gamma}Z$ außerhalb des von Zweifel empfohlenen Bereichs von [0,6–0,8] wird gewählt, um das höhere optimale Steigungs-Sehnen-Verhältnis s/cZ in modernen Turbinen zu erreichen. Der entscheidende Skalierung

$$fs/c = \frac{s/cZ}{s/cAM} = f(s/c, \dot{\gamma}_{in}, \dot{\gamma}_{aus}, AVR, \dot{\gamma}Z, \dot{\gamma}), \quad (23)$$

das mit dem s/cAM von Gleichung (21) **multipliziert wird**. Beachten Sie, dass $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0}$ und $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{out}}$ als Polynome um ihr jeweiliges optimales s/c angepasst werden (die Anpassungsformeln von Tournier und El-Genk [45], Korpela [46], Aungier [6] und Concepts/ETI [47] wurden bei extremen $\dot{\gamma}_{out} = 30\dot{\gamma}$ und $\dot{\gamma}_{out} = 80\dot{\gamma}$ getestet; Tournier und El-Genk zeigten die besten Ergebnisse), so dass der Skalierungsprozess ihre Steigung nicht ändert. Wie gezeigt, werden das ursprüngliche und das skalierte $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=0}$ und $Y_{p,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{out}}$ bei Austrittsströmungswinkeln $\dot{\gamma}_{out} = 50\dot{\gamma}$ und $70\dot{\gamma}$ in Abbildung 2 dargestellt, mit dem für moderne Turb

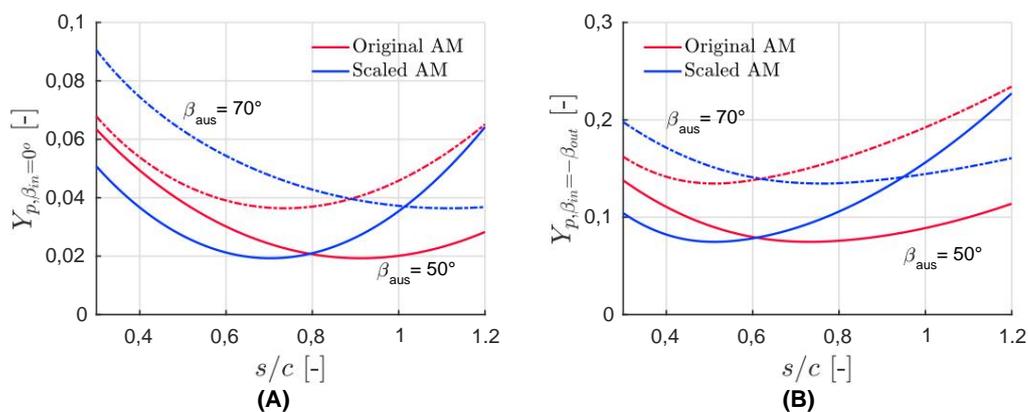


Bild 2. Optimale Anpassung des Steigungs-/Hordverhältnisses an die AM-Profilverluste [2] mit $\dot{\gamma}Z = 1$. (a) Düse $\dot{\gamma}(b)$ Impuls $\dot{\gamma}_{in} = \dot{\gamma}_{out}$.

Abbildung 2a und b stimmen hinsichtlich der Mindestverschiebung überein. Bei , ein größerer s/c kann $\dot{\gamma}_{out} = 70\dot{\gamma}$ wird eine bessere Grenzschichtströmungskontrolle während der Schaufelprofilierung erfüllen. , erreicht. Bei einem niedrigeren s/c wird jedoch auf $\dot{\gamma}$ zurückgegriffen, um $\dot{\gamma}Z = 1$ zu Dies ist eine unerwünschte $\dot{\gamma}_{out} = 50\dot{\gamma}$ - Lösung, da dies das Strukturgewicht erhöhen würde. Es wird eine kosteneffektive Einschränkung auferlegt, um $fs/c \dot{\gamma} 1,1$ zu vermeiden .

- Der Reynolds-Korrekturfaktor KRe wurde an die Saugflächenlänge angepasst und ist eine Funktion der Saugflächen-Reynoldszahl Res . Die Impulsdicke der Saugfläche kann für bis zu 90 % des Profilverlustes verantwortlich sein [32], daher sollte der Saugflächenströmung logischerweise Vorrang eingeräumt werden.

4. Der Anstellverlust γ_{inc} ersetzt den Anstellfaktor K_i aus Gleichung (3) und wirkt als völlig unabhängiger Faktor, der zum Profilverlust beiträgt. Laut Moustapha et al. [15] werden moderne Turbinen mit relativ dickeren Vorderkanten und sanfteren Frontkrümmungen konstruiert, um die Grenzschichtablösung über einen weiten Anstellwinkelbereich zu verzögern und den Verlust auf einem niedrigen Niveau zu halten. Diese Eigenschaft kann im konservativen diesem Zusammenhang formulierten Benner et al. [48] einen polynomischen Inzidenzverlust γ_{inc} , der mit KO kompatibel ist und in Gleichung (20) verwendet wurde.
5. Der Hinterkantenverlust $\gamma_{te,Ag}$ der Gleichung (7) ist unempfindlich gegenüber Änderungen der Turbinenbetriebsbedingungen und wurde daher für Modifikationen als ungeeignet erachtet. Als Alternative wird der γ_{te} von KO betrachtet, der viele wichtige aerodynamische Parameter

$$\gamma_{te,KO} = \gamma_{te,\dot{\gamma}_{in}=0} \cdot \frac{\gamma_{te,\dot{\gamma}_{in}=\dot{\gamma}_{aus}}}{\gamma_{te,\dot{\gamma}_{in}=0}} \quad (24)$$

Der Ersatz von $\dot{\gamma}_{in}$ durch $\dot{\gamma}_{in}$ folgt derselben Argumentation wie Gleichung (21). Ausgehend vom Profilverlust von AM in Gleichung (2) hat KO die Verluste von Düsen- und Impulsschaufeln bei der Grenzschichtvermischung am Ausgang mit den Basisdruckverlusten vermischt [5]. Statt einer Subtraktion wie in Gleichung (3) ergibt die virtuelle Korrektur von γ_p auf $t_{te/s} = 0$ eine Multiplikation mit 0,914 in Gleichung (20). Letzteres entspricht dem von AM in Gleichung (5) vorgeschlagenen Wert von K_{te} bei Standard- $t_{te/s} = 0$ [2]. Die Umrechnung von Gleichung (24) in γ_{te} beinhaltet nun $M_{r,out}$ [49]. Dies ist eine spezifische Eigenschaft des Gesamtdruckverlustkoeffizienten und kann nicht als Teil der Korrelation gezählt werden. Neuere Literatur hat jedoch ihre Abhängigkeit von $M_{r,out}$ bewiesen, hat jedoch keine Korrelation geliefert, die mit der AM-Familie kompatibel ist [50]. Praktischerweise wurde Gleichung (24) auf dieselbe Weise wie Gleichung (2) durch Tests bei niedriger Geschwindigkeit ermittelt. Dies impliziert, dass Hilfsfaktoren, die für den Profilverlust definiert wurden, sinnvoll auf den Hinterkantenverlust ausgedehnt werden können. Unter Berücksichtigung der Relevanz von Kompressibilität und Reynolds-Effekten wird Gleichung (24) umgestaltet

$$\gamma_{te,Enh} = K_{MKpKRe} \gamma_{te,KO} = f(\dot{\gamma}_{in}, \dot{\gamma}_{out}, t_{te/o}, M_{r,in}, M_{r,out}, Re_s, e/c). \quad (25)$$

4. Überarbeiteter Sekundärverlust

Angesichts der zuvor in Gleichung (9) aufgezeigten Probleme werden die Begriffe überarbeitet. Ziel ist es, ein besseres Produkt aus Belastung und Verschiebung zu ermitteln, das auf einer robusten physikalischen Basis basiert und vom in Gleichung (16) verwendeten Ansatz abweicht. Letzterer impliziert, dass jeder Beitrag vollständig unabhängig sein muss, wie in Gleichung (1). Interessanterweise gab es vor Gleichung (8) eine Formulierung, die in frühen Arbeiten [24,33] gefunden wurde:

$$\dot{\gamma}_{in} \gamma_{s,AM} = 0,04 \cdot \frac{C_{L_{Lümmel}}^2}{\dot{\gamma}_{aus}} \quad (26)$$

unter Verwendung des Auftriebskoeffizienten basierend auf der Auslassgeschwindigkeit

$$C_L, \text{ aus} = 2 \frac{s}{c} \dot{\gamma}_{aus} (\tan \dot{\gamma}_{in} \dot{\gamma} \tan \frac{\cos 2}{\dot{\gamma}_{aus}} \cos \dot{\gamma}_m). \quad (27)$$

Leider wurde Gleichung (26) zugunsten des Modells von Carter [35] aufgegeben, da es einen solideren theoretischen Hintergrund besitzt und laut AM [34] eine gemeinsame Basis für zukünftige Kompressor- und Turbinenmodelle bietet. Entgegen ihrer Erwartung haben Axialkompressoren und Turbinen nicht den gleichen Entwicklungsverlauf genommen. So seltsam es auch klingen mag, Gleichung (26) ist im vorliegenden Kontext durchaus stichhaltig. Insbesondere ist $C_{L,out}$ konsistent mit der Turbinenanalyse, was bei Z von Gleichung (8) nicht der Fall ist, das auf $C_{L,m}$ in Gleichung (10) beruht.

Die sekundäre Verlustverbesserung beginnt mit CL_{out} , das umgestaltet und in den Auftriebssoliditätskoeffizienten verallgemeinert wird

$$\frac{CL_{out}}{AVR} = 1 + s/c \frac{1}{AVR} \frac{\dot{\gamma}}{AVR} \tan \dot{\gamma}_{ein} \dot{\gamma} \tan \dot{\gamma}_{aus} \cos^2 \dot{\gamma}_{aus} \cdot \cos \dot{\gamma}_m \quad (28)$$

Unter der Annahme von $AVR = \dot{\gamma} = 1$ ergibt sich Gleichung (27). Moderne Turbinen besitzen einen meridionalen Strömungspfad, der die radiale Verschiebung der Stromlinien erzwingt, so dass $\dot{\gamma} = 1$. Letzteres löst die Corioliskraft aus und kann die Arbeitsleistung verringern [51]. Darüber hinaus beschleunigt die Expansion durch jede Reihe unvermeidlich die Strömung und damit die Invarianz von AVR bereits in frühen Entwurfsphasen, was daher eine schlechte Annahme darstellt. Dieser Aspekt würde bei der nachfolgenden Bewertung der Korrelationszuverlässigkeit hilfreich sein. Darüber hinaus

$$\dot{\gamma}_m = \tan \dot{\gamma}_1 \frac{1}{1 + AVR} \frac{\tan \dot{\gamma}_{ein} + \tan \dot{\gamma}_{aus}}{1 + AVR} \quad (29)$$

Seitdem wurden ausgefeilte Modelle der Endwandwirbel entwickelt, die die klassische Sekundärströmungstheorie ersetzen sollen. Unter diesen wird die Durchgangswirbel-Eindringtiefe von Sharma und Butler [12], die später von Benner et al. [13] verbessert wurde, als Ersatz für $\dot{\gamma}_{AM}$ vorgeschlagen:

$$\frac{ZTE}{H} = \frac{0,1F \dot{\gamma}^{0,79}}{\dot{\gamma} CR(H/c) = 0,55} + 32,7 \frac{\dot{\gamma}^2}{H} \quad (30)$$

$f(H/c, \dot{\gamma} \dot{\gamma}/H, \dot{\gamma}_{ein}, \dot{\gamma}_{aus}, \dot{\gamma}, s/c, AVR)$.

Sobald die einfallende Endwandströmung auf die Schaufel trifft, kommt es an der Vorderkante zu einer ersten Ablösung, wodurch ein Hufeisenwirbel entsteht, wie in Abbildung 3a dargestellt. Unter dem Druckgradienten und der Querströmungsreibung wird der Druckschenkel zunehmend verstärkt und in Richtung der Saugseite der benachbarten Schaufel gedrückt. Währenddessen bleibt der Saugschenkel in der Nähe der Saugseitenwand. Schließlich treffen beide Schenkel mit entgegengesetzter Wirbelstärke am Punkt des minimalen Drucks zusammen. Der Saugschenkel beginnt, den dominanten Druckschenkel zu umkreisen, der auch als Durchgangswirbel bezeichnet wird. Letzterer zeichnet eine Demarkationslinie S_4 auf der Saugseite der Schaufel. Sharma und Butler nahmen eine symmetrische und lineare S_4 an, die an der Vorderkante beginnt und ein Dreieck bildet, wie in Abbildung 3b dargestellt. Zte/H entspricht der Breite des Durchgangswirbels an der Hinterkante. Es unterscheidet sich auch von $\dot{\gamma}_{AM}$ durch die den Parametern zugeschriebene Gewichtung. Beispielsweise priorisierte AM das Flächenverhältnis A_{out}/A_{in} gegenüber der Schaufeldrehung $\dot{\gamma}_{in} + \dot{\gamma}_{out}$, da es nur schwache Hinweise auf den Einfluss der Schaufelbelastung gab [34]. Im Gegensatz dazu stellte der von Benner et al. verwendete genetische Algorithmus einen stärkeren

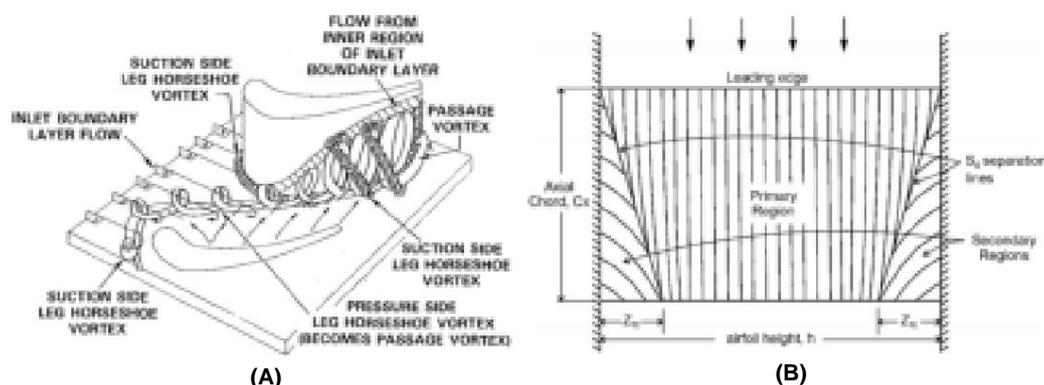


Abbildung 3. Modell der Endwandwirbel. (a) Neues Sekundärverlustmodell [12]. (b) Eindringtiefe des Durchgangswirbels [13].

Coull und Hodson [10] wiesen auf das Fehlen von Richtlinien bei der Berechnung der stromaufwärts gelegenen Verdrängungsdicke \bar{y}/H hin. Dies ist ein kleines Problem, da man auf klassische Formeln oder vernünftige Schätzungen zurückgreifen könnte. Allerdings ist es immer noch nicht möglich, die Zunahme der stromabwärts gelegenen Endwandverluste zu berücksichtigen [18]. In einer Turbinenumgebung wird dieses Problem weniger relevant, da die Wirbelströmung durch aufeinanderfolgende Schaufelreihen gestört wird, die durch einen kurzen Reihenabstand voneinander getrennt sind. Der Schwellenwert der Gleichung (30) ist $Z_{te}/H = 0,5$, oberhalb dessen die Verschmelzung der Endwandwirbel stattfindet und eine ausgeprägte Strömungsdynamik erzeugt.

Eine weitere Überlegung betrifft das Längenverhältnis H/c . Eine Vergrößerung der Schaufelhöhe H und eine Verkürzung der Schaufeltiefe c erhöhen beide H/c , beeinflussen aber den Sekundärverlust auf unterschiedliche Weise [34]. Dieses Problem wurde in den frühen Kaskadentests von Kraft [52] angesprochen, die die Unempfindlichkeit des Sekundärverlusts gegenüber einer Änderung von c zeigten. Die traditionelle Interpretation, die sich im Hilfsfaktor KAR in den Gleichungen (17) und (19) widerspiegelt, ist, dass der Sekundärverlust umgekehrt proportional zu H/c ist. Dies gilt, wenn H variiert wird, aber c nicht besonders berücksichtigt wurde. Wenn sich H/c jedoch 0 nähert, tendiert KAR gegen unendlich und umgekehrt. Dies widerspricht der tatsächlichen Physik der Sekundärströmung. Teia zeigte in seinen Abbildungen 10–12, Seite 25–26, sogar, dass die Struktur der Endwandwirbel durch die Änderung von H über ein bestimmtes kritisches Längenverhältnis hinaus unverändert bleibt [42]. Er folgerte, dass eine Wechselwirkung zwischen den Endwandwirbeln fehlt und der Sekundärverlust daher konstant bleiben sollte. Unterhalb eines bestimmten kritischen Seitenverhältnisses bei variierendem H verschmelzen die Wirbel und verstärken den Verlust. Seine Beobachtung bietet neue Erkenntnisse in Bezug auf die hervorgehobene Inkonsistenz, es fehlt jedoch eine wichtige Bestätigung. Insbesondere konnte kein Zusammenhang zwischen der Interaktion der Wirbel und dem Verlust festgestellt werden, und dies kann kaum für eine sekundäre Verlustunempfindlichkeit für alle H/c vor der Verschmelzung sprechen. Darüber hinaus wurden keine Mittel zur Schätzung seines kritischen Seitenverhältnisses bereitgestellt. Teilweise auf Grundlage seiner Beobachtung wird Invarianz gegenüber H/c über $H/c = 2$ in Gleichung (30) auferlegt. $H/c = 2$ entspricht dem traditionellen Schwellenwert, unterhalb dessen die Steigung von KAR steiler wird. Gleichzeitig verringert die Datenbankgrößenverzerrung von Gleichung (30) ihre Sicherheit jenseits dieses Schwellenwerts.

Ersetzt man Gleichung (8), erhält man den grundlegenden Sekundärverlust

$$Y_{s,b} = \frac{1}{2} \frac{Z_{TE}}{H} \frac{1}{H^2}, \quad (31)$$

$$CL_{aus} / s/c = f(H/c, \bar{y}/H, \bar{y}_{ein}, \bar{y}_{aus}, \bar{y}_{s/c}, AVR, \bar{y}),$$

unter Berücksichtigung des Endwandwirbelpaars und ihres Kerns bei $Z_{te}/2H$ wie in Abbildung 3b. Dies berücksichtigt die Struktur der verlorenen Arbeit mit den Belastungs- und Verschiebungsparametern. Das Quadrat von $CL_{out}/(s/c)$, wie in Gleichung (26), ist aus der klassischen Hebelnientheorie geerbt, die die Endwand und induzierte Wirbel verknüpft. Es ergibt Werte, die um mehrere Größenordnungen niedriger sind als Z , wodurch eine Dominanz von $CL_{out}/(s/c)$

gegenüber anderen Parametern natürlich verhindert wird. Die Unabhängigkeit von s/c in Gleichung (19) wurde kritisiert, da dies nicht der Realität entspricht [41,53]. In der Praxis wird nur auf das optimale s/c unter Berücksichtigung des Profilverlusts Bezug genommen; bis heute gibt es noch keine verfügbaren Studien, die sich mit einem Gesamtoptimum sowohl für Profil- als auch für Sekundärverluste befassen haben [19]. Die Tangentialkraft $F_{\bar{y}}$ von Gleichung (30) verwendet s/c als Belastungsindikator und kann diesen Zweck nicht erfüllen. Als sinnvoller Versuch, die Verstärkung des Sekundärverlusts durch Abweichung vom optimalen s/c des F

$$K_{sc} = 1 + 10 \frac{1}{c} \frac{\bar{y}}{s} \frac{s/c}{Z}^2, \quad (32)$$

$$f(s/c, \bar{y}_{ein}, \bar{y}_{aus}, AVR, \bar{y}Z, \bar{y}).$$

Dieser polynomische Ausdruck wurde durch Anpassung der Kaskadendaten von Perdichizzi erhalten. und Dossena [41], wie in Abbildung 4 dargestellt.

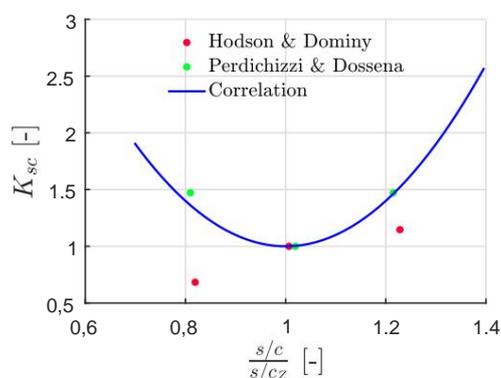


Abbildung 4. Optimales Tonhöhen-Sehnen-Verhältnis als Hilfsfaktor für den Sekundärverlust.

Es wurden Tests für $s/c = 0,58, 0,73, 0,87$ und \bar{y} [60–35] durchgeführt. Die hervorgehobenen Punkte ergeben sich aus der Mittelung über den Inzidenzbereich und der Normalisierung mit s/c_Z mit $\bar{y}_Z = 0,6$, sodass eine klare Parabel gezeichnet werden konnte. Die Daten von Hodson und Dominy [53] wurden zum Vergleich ebenfalls offengelegt und mit $\bar{y}_Z = 0,9$ normalisiert. Der Trend zeigt, dass ihre LPT-Profilen bei nominalem s/c nicht optimiert wurden, und daher werden ihre Ergebnisse weggelassen. Die Größe von Gleichung (32) wird vorsichtshalber auf 1,5 jenseits des Bereichs [0,8–1,2] begrenzt, da nur wenige Daten vorliegen. Schließlich wird der erhöhte Sekundärverlust unter Beibehaltung der Anordnung wie in Gleichung (19) wie folgt aktualisiert:

$$Y_{s,Enh} = K_{sc} K_p K_{Re} \frac{2 J_a \bar{r}_2}{s_{,b} 1 + 7,5 \frac{2}{J_a s_{,b}}}, \quad (33)$$

$$= f(s/c, \bar{y}_Z, \bar{y}, Mr_{in}, Mr_{out}, Res, e/c, H/c, \bar{y}/H, \bar{y}_{in}, \bar{y}_{out}, AVR, \bar{y}).$$

Weitere Diskussionen zu neueren Arbeiten werden fortgeführt. Teia [42] legte fest, dass der Profilverlust mit H/c zunehmen sollte. Er argumentierte, dass ein zunehmender H zu zusätzlichen Verlusten führt, da die Grenzschicht eine größere Oberfläche bedeckt. Dies impliziert einen 3D-Effekt, der die in Gleichung (1) angenommene 2D-Spannweitengleichmäßigkeit des Profilverlusts verletzt. Ein ähnlicher Versuch wurde von Benner et al. [54] unternommen, mit ihrer alternativen Verlustaufsch

$$Y_t = Y_p 1 \bar{y} \frac{ZTE}{H} + J_a. \quad (34)$$

Die Grenzschichtströmung wurde gemäß der Flächenaufteilung auf der Saugseite in Abbildung 3b separat behandelt. Sie gaben an, dass ihre sekundäre Verlustkorrelation den Profilverlust der sekundären Regionen beinhaltet, was unwahrscheinlich ist, da ihre genetische Algorithmussuche die Blattoberflächenreibung während der Entwicklung ihrer Korrelation entfernte. In diesem Sinne ist der Nettoprofilverlust auf die durch S_4 begrenzte primäre Region beschränkt. Obwohl intuitiv, sind diese Ergebnisse nicht mit älteren Korrelationen kompatibel, insbesondere wenn das Y_p der Gleichung (34) immer noch das von KO ist.

Um die Glaubwürdigkeit der Aktualisierung sicherzustellen, muss sie statistische Signifikanz erreichen und erfordert daher eine große Datenbank. Eine große Herausforderung in diesem Rahmen besteht darin, eine ausreichende Anzahl öffentlicher Turbinentestfälle zu sammeln, um möglichst eine unvoreingenommene Analyse zu ermöglichen. In einer früheren Studie [23] wurden 33 Unterschall-Kaskaden (15 statische und 18 rotierende) gesammelt, die aus einstufigen Turbinen aufgeteilt wurden. Derselbe Ansatz wird übernommen und die vorherige Kaskadendatenbank wird auf 109 Exemplare (54 statische und 55 rotierende) erweitert, um die Repräsentativität zu erhöhen. Ihr Bereich der wichtigsten Konstruktionsparameter ist in Tabelle 1 zusammengefasst.

Tabelle 1. Entwurfsparameterbereich der Kaskadendatenbank.

Parameter	Mindest	Max
sc	0,498	0,974
H/c	0,456	6.493
Herr, in	0,071	0,649
Herr, aus	0,149	1.280
$y_{ein} + y_{aus}$	45,6 μ	138,9 μ
Re	$4,538 \times 10^4$	$6,025 \times 10^6$
Res	$5,487 \times 10^4$	$1,1185 \times 10^7$

Obwohl behauptet wurde, dass Zuverlässigkeit Vorrang vor Genauigkeit haben sollte, Bei der ersten Überprüfung würden beide Aspekte untersucht. Zu diesem Zweck werden hochpräzise CFD-Es wurden Simulationen an den Kaskaden durchgeführt und die Lösungen würden als Benchmark dienen in der Analyse.

Obwohl der Spaltleckverlust Y_{cl} in diesem Dokument nicht behandelt wird, ist es wichtig, ein kompatibles Leckverlustmodell auszuwählen, um das System der Gleichung (1) zu vervollständigen. Zu diesem Zweck werden die neueren Korrelationen von Yaras und Sjolander [55] oder Farokhi [56] herangezogen. empfohlen.

5. Numerische Methode

Da numerische stationäre Lösungen zur Bestimmung von Y_t dienen, muss ihre Glaubwürdigkeit garantiert. Das Problem ist ihre vorrangige Abhängigkeit von numerischer Diskretisierung und Turbulenzmodellierung [57]. Ohne eine ordnungsgemäße Verifizierung und Validierung Lösungen wären nicht vertrauenswürdig [58]. In dieser Hinsicht übernahm eine frühere Studie [23] die systematisches V- und V-Verfahren [59] zur Ermittlung des numerischen Schemas (Netz und Turbulenz Modell) am besten geeignet für die Simulation der Turbinenaerodynamik. Es wurde auf dem Aachener Turbinenrotor-Testfall [60] mit NUMECA FINE/Turbo [61] und präsentierte einen Der numerische Designfehler beträgt 3,79 % des experimentellen Wertes. Letzterer ist deutlich niedriger als der Genauigkeitsstandard von $\pm 15\%$ der Korrelationen [34,38], was die Verwendung rechtfertigt von CFD in der Bewertung.

Die Berechnungen wurden mit dem kommerziellen Programm NUMECA FINE/Turbo durchgeführt [61]. dessen Codearchitektur eine maximale Genauigkeit zweiter Ordnung ermöglicht. Um Anisotropie und den Einfluss von Krümmung und Körperkräften auf Turbulenzen zu erfassen, Das separationssensitive korrigierte explizite algebraische Reynolds-Spannungsmodell (SSC-EARSM) wurde gewählt. Im Vergleich zum herkömmlichen EARSM-Modell [62] wurde dieses durch eine Skala kalibriert adaptive Simulation zur Erhöhung der turbulenten Vermischung im Strömungsablösungsbereich und zur Verbesserung das Verhalten der Anisotropie in Wandnähe. Einzelne Schaufeldurchgangsnetze wurden mit dem halbautomatischer Mesher AutoGrid5. Die O4H-Topologie besteht aus Chargen von kurvilinearen strukturierte hexaedrische Blöcke, wurde übernommen. Ein großer Teil der Zellen war an der Wandgrenzen und Ebenenschnittpunkte, um erstens innere Zellabstände zu ermöglichen, die gekennzeichnet sind durch $j^+ \approx 0,8$ innerhalb der viskosen Unterschicht. Die verwendete Maschenauflösung betrug etwa $2,7 \times 10^6$ Knoten. Um die Robustheit des Algorithmus zu gewährleisten, wird ein einheitliches Profil der absoluten Gesamttemperatur und der Druck wurde auf den Einlassfleck ausgeübt, der sich eine Sehne vor dem führenden befand Rand. Dies gewährleistet auch die Kontrolle der Stirnwandgrenzschicht über die Distanz Trennung des Einlassflecks zur Schaufelvorderkante und ermöglicht die Verwendung klassischer Formeln im y^+ Abschätzung in Gleichung (30). Der statische Druck wurde anschließend an der Auslassfleck, der eine Sehne stromabwärts der Hinterkante platziert ist. Dieser Abstand sollte ermöglichen gemischte Lösungen am Auslass. Periodische Randbedingungen wurden auferlegt an die Umfangsflächen des Kontrollvolumens. Alle Simulationen wurden durchgeführt mit Realgas unter Auslegungsbedingungen, sofern nicht anders angegeben.

6. Korrelationsgenauigkeit

Obwohl behauptet wird, dass die Korrelationsgenauigkeit nicht priorisiert werden sollte, der Extremfall mit 100% Fehler ist ebenfalls nicht tolerierbar. In diesem Sinne ist die Grenze, bei der

Ungenauigkeit fehlschlägt, muss die Korrelation ausgewertet werden. Zu diesem Zweck wird das vorherige Messgerät mit der Wahrscheinlichkeit $\check{y}P_{tol}$, ein Toleranzintervall von $\pm 15\%$ Fehler zu erreichen, wiederverwendet [23], was in Abbildung 5 dargestellt ist. Dies entspricht dem oben genannten Genauigkeitsstandard von $\pm 15\%$ [38] und berücksichtigt numerische Fehlerunsicherheiten.

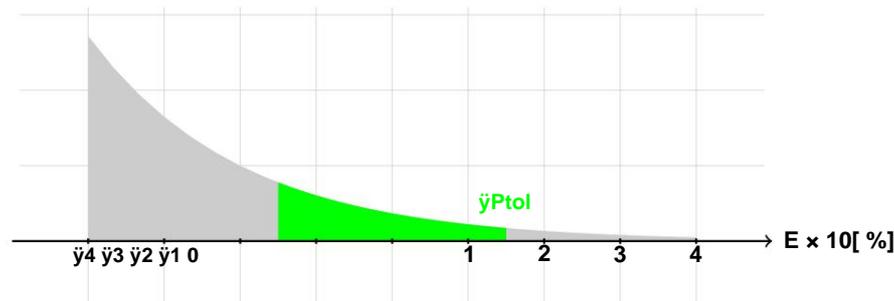


Abbildung 5. Toleranzintervall zur Bewertung der Korrelationsgenauigkeit.

Die Bewertung beruht auf einfachen deskriptiven Statistiken. Letztere erfordern eine beschränkte Menge, die einer nahezu normalen Verteilung folgt und Gleichung (1) enthält. Der relative Fehler, normalisiert durch die Benchmark-CFD-Lösungen, beträgt also

$$E = \frac{Y_{t, \text{Zahl}} - Y_t}{Y_{t, \text{Anzahl}}} \quad (35)$$

Aufgrund der großen Datenbasis wird von einer z-Verteilung ausgegangen [63].

Die Aktualisierung wird zusammen mit ihrer ursprünglichen Form in Abbildung 6 bewertet. Durch den Vergleich der prognostizierten Verluste jeder Kaskade zeigt der in Abbildung 6a dargestellte Trend eine höhere Schätzung durch die verbesserte Korrelation. Bei hohen Verlustniveaus treten deutliche Unterschiede auf, während die meisten Punkte bei niedrigen Niveaus innerhalb eines $\pm 0,05$ -Bandes unterhalb der Halbier. Daher stimmen A_g und seine Aktualisierung nur bei geringen Verlusten mäßig überein. Gemäß der Konvention für Streudiagramme stellt der zentrierte Balken den Mittelwert dar und die anderen kleineren und größeren Balken begrenzen das 99%-Konfidenzintervall bzw. die Standardabweichung. Abbildung 6b zeigt einen signifikanten Unterschied zwischen A_g und seiner Aktualisierung, wobei ihr Konfidenzintervall um etwa 10 % voneinander getrennt ist. Beide Populationen haben vergleichbare Streuungen, aber die von A_g ist weitgehend dezentriert, was eine systematische Unterschätzung der A_g -Korrelation enthüllt. Ihr Unterschied führt zu einer kohärenten Verschiebung des Mittelwerts ins Negative. Entgegen aller Erwartungen ist die Streuung jedoch nicht geschrumpft, was bedeutet, dass die Aktualisierung in Bezug auf die Interpretation der Turbinenaerodynamik von ihrem ursprünglichen Modell abgewichen ist. Wenn die Genauigkeit verbessert werden muss, sollte die Korrelation a priori einen relativen Fehler mit Mittelpunkt 0 und eine Standardabweichung innerhalb von $\pm 15\%$ haben, um mindestens $\check{y}P_{tol} = 66\%$ zu liefern. Die numerischen Werte sind in Tabelle 2 zusammengefasst und umfassen das $\check{y}P_{tol}$ jeder Verteilung.

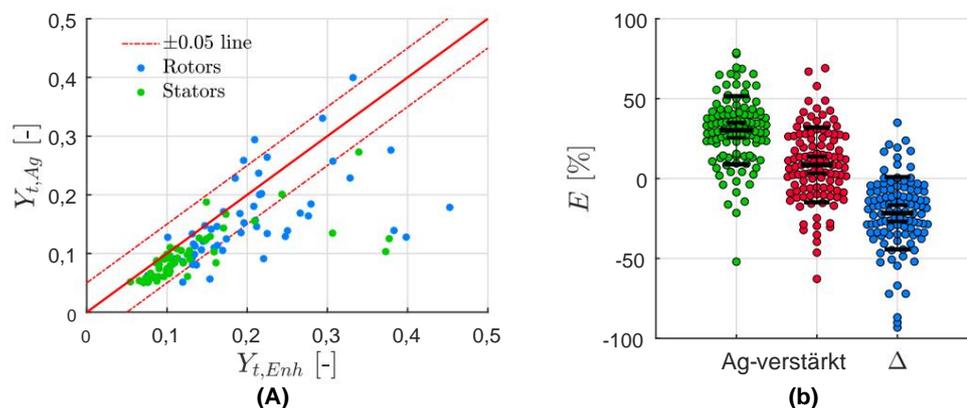


Abbildung 6. Vergleich von A_g und verstärkten Korrelationen. (a) Gesamtverlust. (b) Relativer Fehler des Gesamtverlusts.

Tabelle 2. Statistische Lösungen der Axialkaskadendatenbank.

Verfahren	Deskriptive Statistik			
	Parameter	E^- [%]	$\dot{\gamma}$ [%]	$\dot{\gamma}_{Ptol}$ [%]
Ag		30.255	21.308	22.018
Verbessertes		8.548	23.409	45.136
$\dot{\gamma}$		$\dot{\gamma}21.707$	22.634	33.107

Mit der Ag-Korrelation ist es möglich, die erforderliche Genauigkeit mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 25 % zu erreichen. Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zur vorherigen Analyse, die eine optimistisches $\dot{\gamma}_{Ptol} = 45,13\%$ bei Beibehaltung eines vergleichbaren $\dot{\gamma} = 23,41$ über 33 Kaskaden [23]. Es ist sehr wahrscheinlich, dass der Mittelwert anfällig für Stichprobenverzerrungen ist, während die Streuung invariant. Die verbesserte Korrelation übertrifft die Leistung durch eine Verdoppelung von $\dot{\gamma}_{Ptol}$ mit einer besseren Position seines mittleren Fehlers. Dieses Ergebnis muss mit Vorsicht behandelt werden, da es sich mit einem anderen ändern würde vergleichbare Kaskadendatenbank mit einer Verschiebung des mittleren Fehlers. Andererseits ist die Streuung manifestiert sich als Barriere, die die Grenze von Low-Fidelity-Modellen markiert. Aus diesem Grund ist die Genauigkeit sollte auf Methoden höherer Ordnung verlagert werden.

7. Korrelationszuverlässigkeit

Basierend auf dem Ansatz von Horlock [64] sowie Coull und Hodson [32] ist die Trendkonsistenz wird mit dem Durchflusskoeffizienten $\dot{\gamma}$ und der Stufenbelastung $\dot{\gamma}$ bewertet. Letztere bedingt die Turbine Geschwindigkeitsdreieck und Effizienz der Bühne. Ihre frühe Auswahl wird von der berühmten Smith-Diagramm [14], nach Festlegung der Etappennummer.

Zur Erinnerung: Abbildung 7 wurde durch Tests an 70 kalten einstufigen Turbinen erstellt, die Die Reaktionen variierten zwischen 20 % und 60 %. Diese wurden mit AVR = 1 und Nullinzidenz entwickelt . Coull und Hodson ergänzten die Rotorblattprofile, die den verschiedenen Bereichen des Diagramms zugeordnet waren. Der obere linke Bereich ist durch die Profile mit der höchsten Wende und dem geringsten Wirkungsgrad gekennzeichnet. erfüllen die Belastungsanforderung. In dieser Hinsicht ist die angesammelte Konvergenz zwischen den Schaufeln erforderlich, um Strömungen mit reduziertem Impuls zu leiten. Dennoch kann die Strömungsumlenkung gemildert werden bei gleicher Belastung und Effizienz durch Erhöhung von $\dot{\gamma}$ und damit Übergang in den oberen rechten Bereich. Schließlich zeichnet sich der untere Bereich durch geringe Drehungen und höhere Effizienz der Tragflächen aus. und die gleiche Überlegung bezüglich der Strömungskonfiguration.

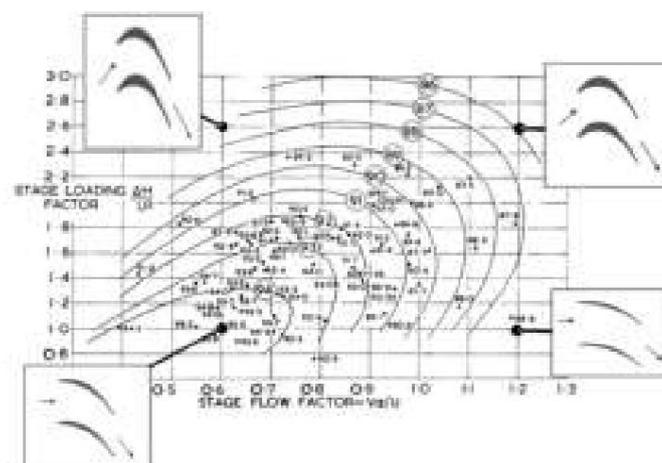


Abbildung 7. Smith-Diagramm, kalibriert auf null Spitzenverlust und 50 % Reaktion [14,32].

Um die Zuverlässigkeit zu demonstrieren, wird erwartet, dass die verbesserte Korrelation die gleiche Topologie durch Variation von $\dot{\gamma}$ und $\dot{\gamma}$, wie es CC [17] und KO [5] versucht haben. Zu diesem Zweck Die Analyse beginnt mit dem Entwurf einer einzelnen LPT-Stufe unter Verwendung der Einstellungen von Coull und Hodson, um eine gemeinsame Vergleichsbasis zu schaffen und die LPT zu untersuchen, für die die AM Korrelationen sind bekanntermaßen fehlschlagend [10]. Wiederholungsphase, 50% Reaktion, eine konstante Nabe zur Spitze

Es wird ein Verhältnis von 0,75 und eine parabolische Wölbung angenommen. Der Leistungsbedarf der ersten Stufe und die Randbedingungen am Einlass werden dem GE E3 LPT entnommen [65]. Die Konstruktionsparameter s/c , $\dot{\gamma}_{out}$, Geschwindigkeitsverhältnis $VR = W_{out}/W_{in}$ und H/c des LPT-Rotors sind in Abbildung 8 über den gleichen $\dot{\gamma}$ - und $\dot{\gamma}$ -Bereich wie im Smith-Diagramm als Referenz aufgetragen. Anschließend wird der isentrope Wirkungsgrad des LPT abgeleitet.

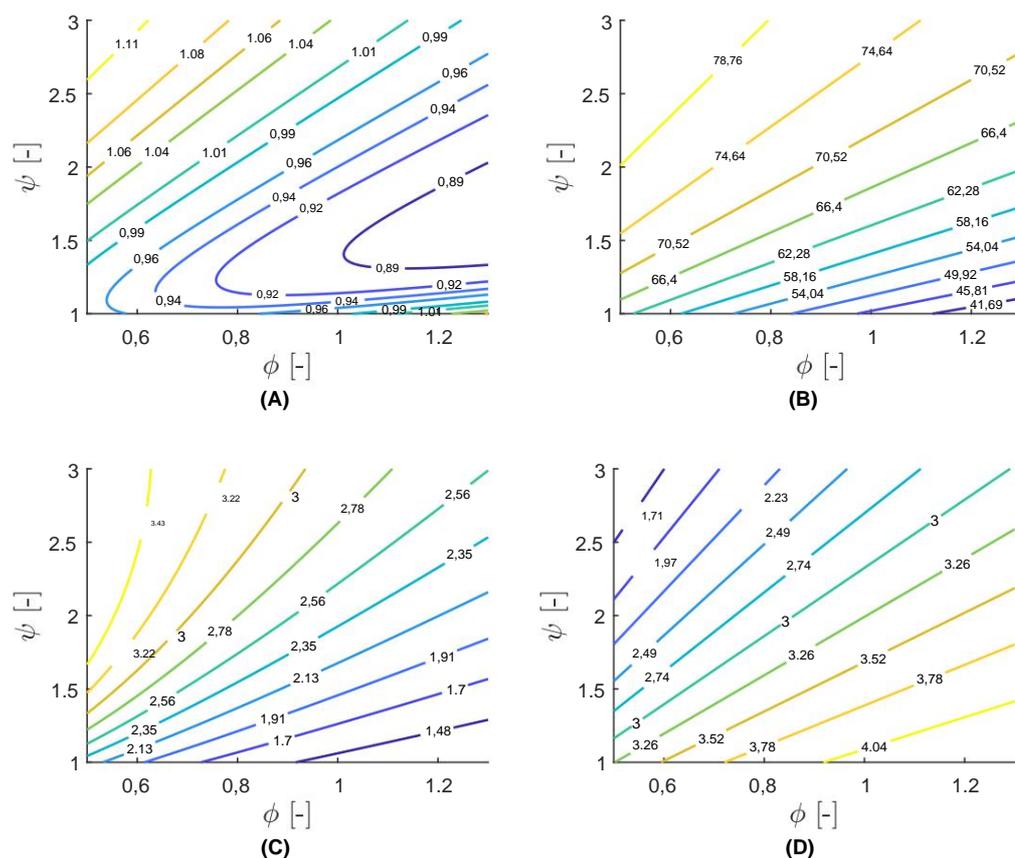


Abbildung 8. Geschwindigkeitsdreieck und geometrische Parameterbereiche des LPT-Rotors. (a) Steigungs-/Sehnenverhältnis s/c . (b) Ausströmwinkel $\dot{\gamma}_{out}$. (c) Geschwindigkeitsverhältnis VR . (d) Längenverhältnis H/c .

Betrachtet man zunächst die Profilverlusteffizienz in Abbildung 9, weisen beide Konturdiagramme wenig überraschend dieselbe Topologie auf. Die Gleichungen (2) und (21) unterscheiden sich durch geringfügige Kalibrierungen, die das Zweifel-Kriterium [11] betreffen und die Hilfsfaktoren auf Gleichung (24) erweitern. Darüber hinaus ist ihr unterer rechter Bereich identisch, da die Zweifel-Kriterium-Anpassung für Profile mit geringer Drehung bei $fs/c > 1,1$ deaktiviert ist. Der abrupte Bruch der Kontur 0,02 ergibt sich aus K_{mod} , das seinen Wert ändert, wenn von Düsenprofilen bei niedrigem $\dot{\gamma}$ abgewichen wird [37]. In Abbildung 9a wird der Profilverlust für den größten Teil des unteren Bereichs minimiert, was Profile mit geringer Drehung widerspiegelt, wie in Abbildung 8b gezeigt. Größeres $\dot{\gamma}$ und weniger Verluste sind durch Erhöhen von $\dot{\gamma}$ möglich, jedoch auf Kosten eines niedrigeren s/c , wie in Abbildung 8a. Der Verlust wird zum oberen linken Bereich hin verstärkt, was Abbildung 7 entspricht. Abbildung 9b fällt durch seinen vergleichsweise leichteren Gradienten auf, der durch die angemessene Anwendung von fs/c verursacht wird. Mit Ausnahme des unteren rechten Bereichs und entsprechend den Ergebnissen von Coull und Hodson [32] wird ein Verlustniveau erreicht, das mit dem der semi-analytischen Korrelationen von Denton [31] bzw. Coull und Hodson [10] in Abbildung 10a,b, Seite 7 vergleichbar ist.

Dann unterscheiden sich die Sekundärverluste in Abbildung 10 in allen möglichen Aspekten. Der Ag-Sekundärverlust [6] bleibt für den größten Teil des Bereichs niedrig und nimmt in Abbildung 10a zum oberen linken Bereich hin zu. Dieses Muster wird von anderen Korrelationen der AM-Familie nicht geteilt [10]. Weitere Einblicke werden durch die Analyse der Komponenten von Gleichung (8) geboten. Hier zeigt $\dot{\gamma}_{AM}$ eine Topologie ähnlich der von Abbildung 7 in Abbildung 11a. Sein Minimum wird im

und bleibt interessanterweise nach oben rechts unverändert. In allen anderen Richtungen findet eine Verstärkung statt, wobei von gekrümmten zu geraden Konturen gewechselt wird. Andererseits wächst Z entsprechend entlang $\dot{\gamma}$ progressiv an und erreicht die steilste gerade Kontur im oberen linken Bereich in Abbildung 11c. Mit einer Differenz von $O(10^3)$ spielt es natürlich eine vorherrschende Rolle im Produkt von Gleichung (8) und diktiert die resultierende Topologie. Abbildung 10a ignoriert daher die meisten Merkmale von Abbildung 11a und hebt Verluste mit Konturen hervor, die durch die Hilfsfaktoren und die Quadratwurzel von Gleichung (19) gekrümmt sind. Umgekehrt entsteht der geringste Verlust bei größerem $\dot{\gamma}$ und verstärkt sich allmählich

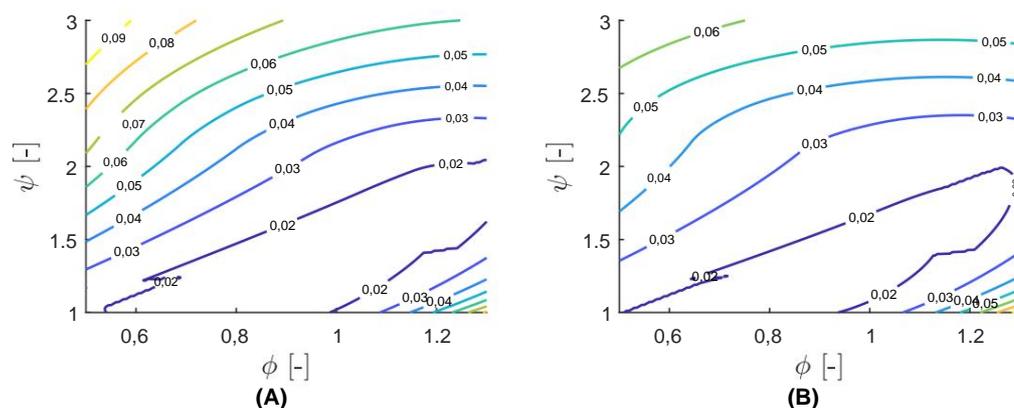


Abbildung 9. Profilverlusteffizienz mit $\dot{\gamma}Z = 1,1$, $AVR = 1$, $i = 0$, $H/b = 6,5, 4,6$ für Stator und Rotor. (a) Aungier [6]. (b) Verbessert.

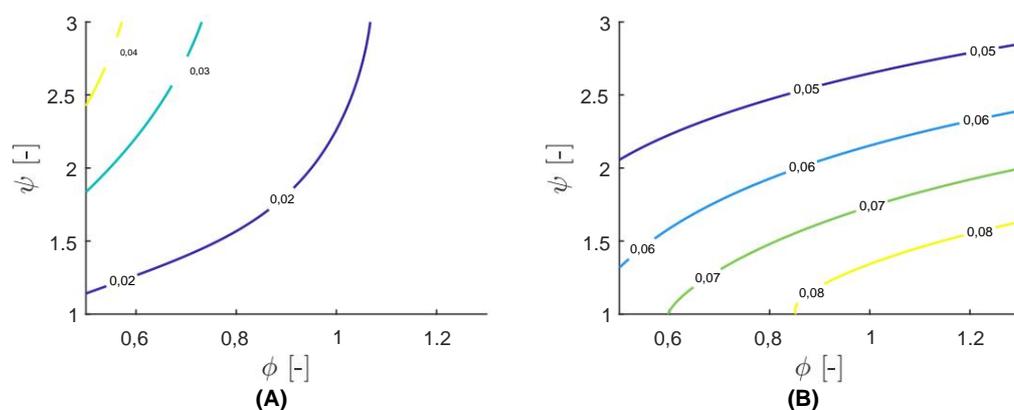


Abbildung 10. Sekundärverlusteffizienz mit $\dot{\gamma}Z = 1,1$, $AVR = 1$, $H/b = 6,5, 4,6$ für Stator und Rotor. (a) Aungier [6]. (b) Verbessert.

Die zentrale Frage, die sich nun stellt, ist, welche Korrelation der Realität entspricht. Zurück zu Abbildung 11a: $\dot{\gamma}AM$ soll die Endwandwirbel widerspiegeln. In dieser Hinsicht ist die Zunahme im oberen linken Bereich konsistent, da sie durch einen schärferen Austrittswinkel in Abbildung 8b und ein geringeres Seitenverhältnis in Abbildung 8d unterstützt wird. Die andere Zunahme im unteren rechten Bereich ist jedoch unwahrscheinlich. Es ist unmöglich, die Endwandwirbel zu vergrößern, indem man Drehung/Belastung verringert, das Seitenverhältnis erhöht und auch VR in Abbildung 8c senkt. Darüber hinaus sollte ein höherer $\dot{\gamma}$ das Wachstum von Sekundärströmungen im Strömungskanal nicht begünstigen, da diese durch erhebliche Impulskonvektion nach unten gespült werden [7]. Unter Berücksichtigung dieser Punkte ist ersichtlich, dass die monotone Eindringtiefe von Die Unterbrechung der Kontursteigung im oberen linken Bereich wird durch die Variation des Längenverhältnisses für $H/c < 2$ ausgelöst, was eine Diskussion über die Ergebnisse von Teia [42] sicherstellt. Auch hier ist eine klare Divergenz zwischen den Schaufelbelastungen in Abbildung 11c,d zu erkennen. Im Gegensatz zu Abbildung 11c befindet sich das Maximum im unteren rechten Bereich. Diese Eigenschaft kommt vom s/c im Nenner in Gleichung (28) und wird durch A

der gleiche Bereich. Z war ursprünglich für s/c verantwortlich, wie in Gleichung (13) festgestellt, hat aber auf seinen Beitrag verzichtet, wie hier bestätigt wird. Darüber hinaus wurde ein sekundärer Verlustanstieg unter hohem $\dot{\gamma}$ und niedrigem $\dot{\gamma}$ auch durch die bewährten Korrelationen von CC [17] und Traupel [25] [10] verursacht. Trotz fehlender Ähnlichkeit mit Abbildung 7 ist die Konsistenz der verbesserten Korrelation vergleichsweise erhöht. Insbesondere wird der Unterschied zwischen den Komponenten der Gleichung (19) auf $O(10)$ verringert.

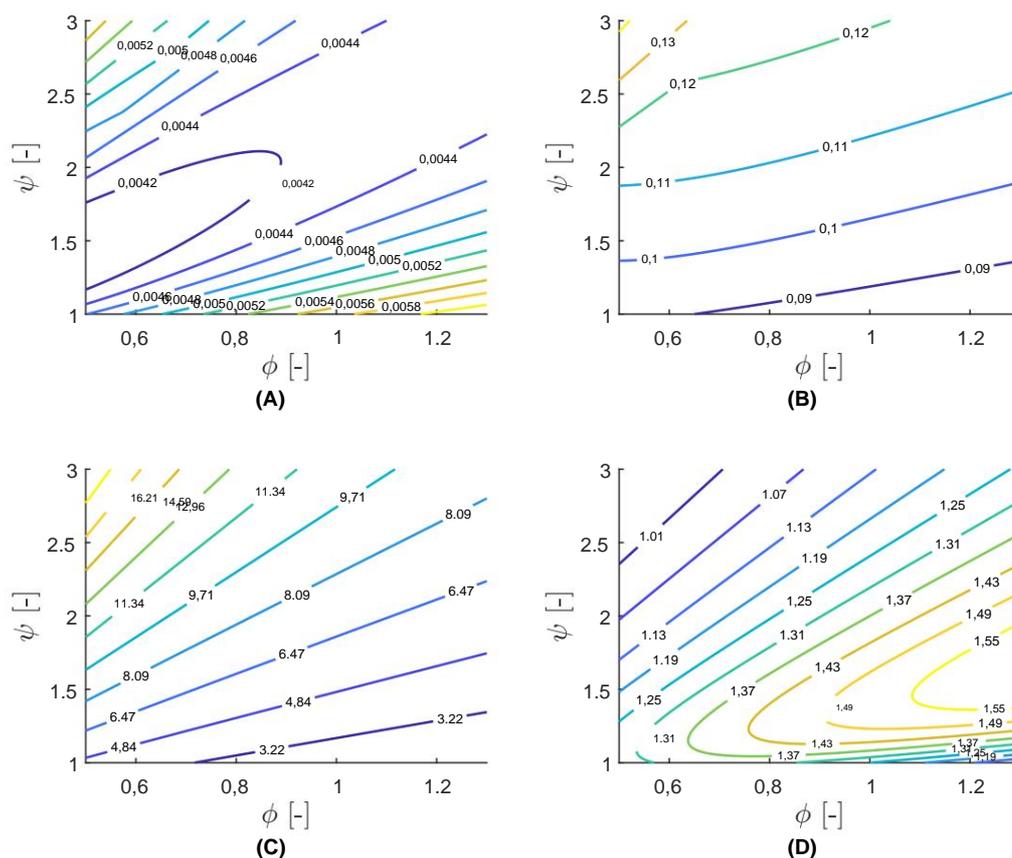


Abbildung 11. Sekundärverlustkomponenten des Rotors mit $\dot{\gamma}Z = 1,1$, $AVR = 1$, $H/b = 4,6$. (a) Ainley-Parameter $\dot{\gamma}AM$. (b) Wirbeleindringtiefe $Zte/2H$. (c) Ainley-Belastung Z . (d) Verallgemeinerter Auftriebsfestigkeitskoeffizient $CL/s/c$.

Schließlich wird in Abbildung 12 der Schlüssel zur Korrelationszuverlässigkeit hinsichtlich der isentropischen Effizienz dargestellt. Der Ag-Trend in Abbildung 12a wird eindeutig durch den Profilverlust in Abbildung 9a bestimmt. In dieser Hinsicht werden die gekrümmten Konturen, die in den Bereich von Abbildung 7 eingeschrieben sein sollten, in Richtung höherer $\dot{\gamma}$ gestreckt. Infolgedessen werden durch große $\dot{\gamma}$ verursachte Verluste durch die Korrelation unterschätzt. Darüber hinaus erweist sich das Update als konservativer bei der Quantifizierung der Verluste, da die erste identifizierte Kontur in Abbildung 12b 0,91 beträgt. Letztere weist eine fast vollständige Krümmung auf, ist jedoch nicht mit denen des Smith-Diagramms vergleichbar, da sie zu viel Fläche abdeckt. Daher kann sie nur eine globale Trendkonsistenz ermöglichen. Obwohl die Überdehnung zu hohen $\dot{\gamma}$ reduziert wird, führt ihre Ausdehnung zu Über- bzw. Unterschätzungen im unteren bzw. oberen Bereich. Die Variation des Konturniveaus oder die Empfindlichkeit gegenüber Designparametern wird verringert. Diese Schwächen werden durch den sekundären Verlust verursacht, bei dem $H/c = 2$ für den größten Teil des Bereichs konstant gehalten wird, wie in Abbildung 11b gezeigt. Dies ist in gewisser Weise zu erwarten, da Gleichung (30) von Benner et al. [13] nicht für die aktuelle Behandlung von H/c vorgesehen war. Die Konservativität des Modells könnte durch ein größeres H/c gemildert werden, falls dies gerechtfertigt ist. Der Schwellenwert $H/c = 2$ bleibt vorerst unberührt, da d

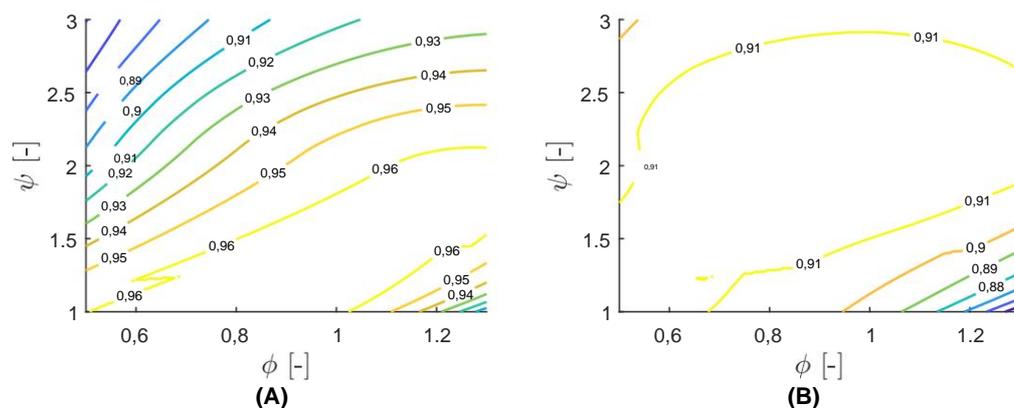


Abbildung 12. Isentroper Wirkungsgrad mit $\check{y}Z = 1,1$, $AVR = 1$, $H/b = 6,5, 4,6$ für Stator und Rotor. (a) Aungier [6]. (b) Verbessert.

Die verbesserte Korrelation hat zusätzliche Designparameter oder Freiheitsgrade eingeführt, in der Hoffnung, eine bessere Kontrolle über das Design zu erreichen. Diese sind in Anhang A, Tabelle A1, zusammengefasst und ihre Anzahl beträgt drei bis fünf für die Profil- bzw. Sekundärverluste. Die folgende Analyse berücksichtigt vier statische und rotierende Kaskaden [26,60,65,66] mit unterschiedlichem \check{y} und deren Betriebsbedingungen mit einem Gegendruck innerhalb von $\pm 10\%$ seines Nennwerts geändert werden. Ziel ist es, die Änderung von Y_t über den vorgeschriebenen Betriebsbereich zu bewerten, wobei auf den Ansatz von Wei [9] zurückgegriffen wird. Auch hier bilden CFD-Lösungen den Maßstab. Der im frühen Geschwindigkeitsdreieck bestimmte und in den AM-Korrelationen bewusst auf Eins gesetzte AVR wird gleichzeitig hervorgehoben, um seine Relevanz als Designparameter zu demonstrieren. Die Ergebnisse der statischen und rotierenden Kaskaden, normalisiert durch CFD-Designwerte, sind in Abbildung 13 dargestellt. Die Kaskaden werden in den Diagrammen nicht mit ihren Referenzen iden-

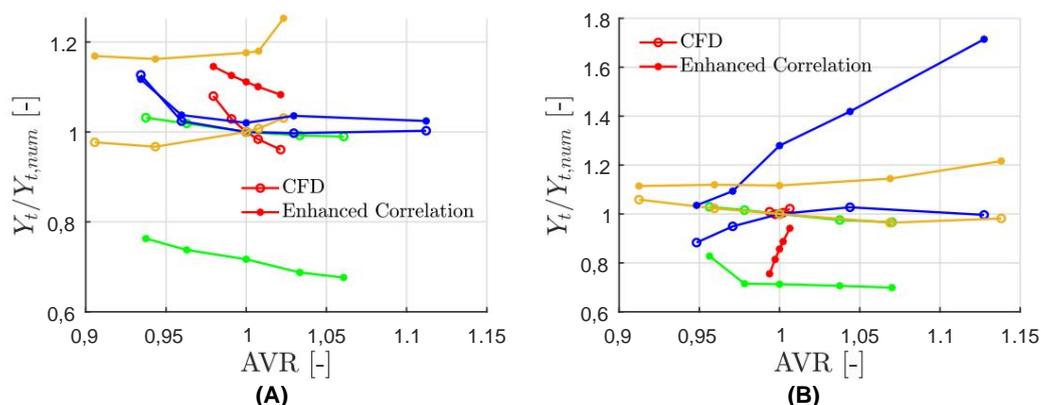


Abbildung 13. Gesamtverlustvariation von vier Kaskaden. (a) Statoren. (b) Rotoren.

Der Abstand zwischen den einzelnen Kurvenpaaren ist von der Genauigkeit abhängig. Es ist erwähnenswert, dass zwei von vier Kaskaden das frühe Toleranzintervall erreichen, was dem geschätzten $\check{y}P_{tol} = 45\%$ entspricht. AVR variiert bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen und erreicht bis zu 15% seines Nennwerts in Abbildung 13b. Dieser Parameter hat seine Nichttrivialität bewiesen und rechtfertigt daher die Verallgemeinerung der Gleichungen (22) und (28). Durch Verringerung des Gegendrucks steigt AVR und umgekehrt. Für die statischen Kaskaden in Abbildung 13a führt der Trend jedes Kurvenpaares in ähnlicher Weise zu einer akzeptablen globalen Konsistenz. Wenn strikte Konsistenz auferlegt wird, sollten die Kurven synchrone Steigungen aufweisen, die ihren Abstand bei jeder Variation beibehalten. Bei den rotierenden Kaskaden in Abbildung 13b werden hingegen ernsthafte Trendunterbrechungen angezeigt, die unerwünschte Unsicherheiten mit sich bringen. Eine Kaskade erfährt bei $AVR = 1,05$ einen S

wobei eine erhebliche Neigungsfehlanspassung zu sehen ist. Die erste beginnt bei $AVR = 1,05$ entlang des Anstiegs des Gegendrucks. Die zweite deckt sogar den gesamten Bereich um $AVR = 1$ ab. Im Vergleich zu Abbildung 13a wird der Grund für diese Abweichungen ziemlich einfach. CFD kann die Auswirkungen der Rotation auf Sekundärströmungen und damit den Verlustmechanismus erfassen, während Korrelationen, die auf Kaskadentests basieren und auf Turbinendaten kalibriert sind, dies nicht können. Tatsächlich fehlen Parameter oder Faktoren, die sich auf die Rotation beziehen, in den Korrelationen. Aus dieser Sicht ist die Zuverlässigkeit bei Statoren global gewährleistet und diese Beobachtung stellt offensichtlich das stichhaltigste Argument gegen die Verwendung von Kaskaden als Maßstab für die Korrelationen dar, wie in der früheren Übersicht dargelegt.

8. Schlussfolgerungen

In diesem Artikel werden historische Einblicke in die zahlreichen Merkmale der AM-Korrelationen gegeben, zu denen die maßgeblichsten Beiträge von AM, DC, KO und Ag geliefert wurden. Diese Modelle wurden empirisch anhand von Messungen an Turbinengittern erstellt und liefern eine standardisierte Lösung für die in den Experimenten betrachteten Konfigurationen. Infolgedessen ist der Anwendungsbereich der Modelle auf die Arten von Turbinengittern beschränkt, die zur Entwicklung der Korrelationen verwendet wurden. Eine wichtige Einschränkung der AM-Korrelationen bezieht sich auf den Profilverlust, der durch Interpolation zwischen empirischen Diagrammen von Düse und Impulsschaufel ermittelt wird. Dies impliziert die vorherige Festlegung der Geschwindigkeitsverteilung über der Schaufeloberfläche, die sich aus Messungen an einer eingeschränkten Anzahl von Turbinengitterkonfigurationen ergibt. Eine weitere Einschränkung bezieht sich auf den Sekundärverlust, der auf der klassischen Traglinientheorie von Carter basiert und Flügelspitzenhinterwirbel mit Schaufeldurchgangswirbeln in Verbindung bringt. Weitere Untersuchungen offenbarten einen mathematischen Fehler bei der Formulierung des Sekundärverlustes.

Angesichts dieser Probleme wurde in dieser Arbeit eine Aktualisierung der Profil- und Sekundärverluste vorgeschlagen, die auf den Korrelationen von Ag aufbaut. Beim Profilverlust werden folgende Punkte behandelt: • Der Ersatz des

Metallwinkels γ_{in} durch den Strömungswinkel γ_{in} . • Die Skalierung der optimalen

AM-Steigung zur Sehne s/c_{AM} durch die optimale Zweifel-Steigung zur Sehne s/c_Z . Dadurch bleibt insbesondere die

Steigung der AM-Profilverluste $\gamma_{p,\gamma_{in}=0}$ und $\gamma_{p,\gamma_{in}=\gamma_{out}}$ erhalten und die AM-Korrelation wird an andere

Konstruktionsregeln angepasst. • Die Verwendung einer Reynolds-Zahl Re_s basierend auf

der Saugflächenlänge. • Der Ersatz des Hilfsfaktors K_i durch einen geeigneteren Anstellverlust γ_{inc} ,

vorgeschlagen von Benner et al. • Die Wiederverwendung des KO-Hinterkantenverlusts $\gamma_{te,KO}$, der von den Hilfsfaktoren für den Profilverlust betroffen ist.

Bezüglich des Sekundärverlustes werden folgende Punkte angesprochen:

- Der Ersatz des klassischen Sekundärströmungsmodells von AM und Carter durch das Endwandwirbelmodell von Sharma und Butler.
- Die Verwendung des Produkts aus dem Elementarauftriebsfestigkeitskoeffizienten $CL_{out}/s/c$ und der Wirbeleindringtiefe Z_{te} anstelle der heuristischen Ainley-Belastung Z und des Parameters γ_{AM} . • Die Invarianz des Hilfsfaktors KAR jenseits des Schwellenseitenverhältnisses $H/c = 2$. • Die Definition eines neuen Hilfsfaktors K_{sc} , um die Variation des Sekundärverlusts mit dem Steigungs-Sehnen-Verhältnis s/c zu bestimmen.

Mit einer Datenbank von 109 verfügbaren Kaskaden wird die Vorhersage der neuen Korrelation mit der numerischen Kaskadenlösung verglichen. Unter Verwendung deskriptiver Statistiken und Angabe der Genauigkeit als Wahrscheinlichkeit, einen relativen Fehler innerhalb von $\pm 15\%$ zu erreichen, ergibt die Verbesserung $\gamma_{Ptol} = 45\%$ gegenüber $\gamma_{Ptol} = 22\%$ von Ag. Obwohl es eine klare Verbesserung gibt, hängen diese Ergebnisse weitgehend von der Wahl einer begrenzten Datenbank ab, für die die Repräsentativität der Population unbekannt ist. Dennoch sollte diese Quantifizierung eine Schätzung der Ergebnisse liefern und das Vertrauen in die Verwendung der verbesserten Korrelation stärken. In Bezug auf die Zuverlässigkeit gewährleistet die neue Korrelation globale Konsistenz, indem sie das Smith-Diagramm [14] und die Abweichung der Statorverluste außerhalb des Entwurfs reproduziert. Darüber hinaus weist die Analyse

aufgrund der Unempfindlichkeit gegenüber den sekundären Verlustkorrelationen über $H/c = 2$. Bei der Anwendung der vorgeschlagenen verbesserten Korrelation auf vi
Bei rotierenden Kaskaden beeinträchtigen Fehlanpassungen mit CFD die Zuverlässigkeit bei rotierenden Strömungen.

Autorenbeiträge: Konzeptualisierung, YL; Methodik, YL; Software, YL; Validierung, PH und ZZ und FB; formale Analyse, YL; Untersuchung, YL; Ressourcen, PH und ZZ; Datenkuratierung, YL; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, YL; Schreiben – Überprüfen und Bearbeiten, YL; Visualisierung, YL; Betreuung, PH und ZZ und FB; Projektadministration, PH und ZZ; Mittelakquise, PH und ZZ. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Der Kaskadendatensatz und seine CFD-Ergebnisse sind auf Anfrage erhältlich.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

Akronyme

Ag	Aungier
BIN	Ainley und Mathieson
BSM	Benner und Sjolander und Moustapha
CFD	Numerische Strömungsmechanik
	Courant–Friedrich–Levy
	Dunham und Came
E3	Energieeffizienter Motor
KO	Kacker und Okapuu
LPT	Niederdruckturbine
MKT	Moustapha und Kacker und Tremblay
VandV	Verifizierung und Validierung
Z	Zweifel

Symbole

$\tilde{\gamma}$	Relativer Fließwinkel	[$\tilde{\gamma}$]
$\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$	Kinetischer Verlustkoeffizient	[-]
$\tilde{\gamma}P_{tol}$	Toleranzintervallwahrscheinlichkeit	[-]
$\tilde{\gamma}^y$	Dicke der Endwandverschiebung	[M]
$\tilde{\gamma}$	Staffeln	[$\tilde{\gamma}$]
$\tilde{\gamma}$	Mittellinienradiusverhältnis	[-]
$\tilde{\gamma}AM$	Ainley-Parameter	[-]
$\tilde{\gamma}$	Durchflusskoeffizient	[-]
$\tilde{\gamma}$	Klingenbelastung	[-]
$\tilde{\gamma}Z$	Zweifel wird geladen	[-]
$\tilde{\gamma}$	Standardabweichung	[-]
$\tilde{\gamma}$	Metallwinkel	[$\tilde{\gamma}$]
A	Querschnittsfläche	[m ²]
B	Axialsehne	[M]
c	Wahrer Akkord	[M]
CL	Auftriebsbeiwert	[-]
CDs	Sekundärer Luftwiderstandsbeiwert	[-]
d	Ringdurchmesser	[M]
dLE	Vorderkantendurchmesser	[M]
E	Relativer Fehler	[-]
t	Oberflächenrauheit	[M]
ec	Rückenkrümmung	[m $\tilde{\gamma}$ 1]

	Tangentiale Belastung	[-]
$F\dot{y} fs/c$	Skalierungsfaktor	[-]
H	Klingenhöhe	[M]
	Abstand zu Endwandwirbeln	[M]
Hallo	Häufigkeit	[\dot{y}]
K	Hilfsfaktor	[-]
k	Wärmeverhältniskoeffizient	[-]
KAR	Korrektur des Seitenverhältnisses	[-]
Ki	Inzidenzfaktor	[-]
Kmod	Technologiefaktor	[-]
KM	Expansionskorrekturfaktor	[-]
Km	Profilkorrekturfaktor	[-]
Kp	Mach-Korrekturfaktor	[-]
KRe	Reynolds-Korrekturfaktor	[-]
Ksc	Korrektur des Tonhöhen-Akkord-Verhältnisses	[-]
Kte	Hinterkanten-Korrekturfaktor	[-]
M	Mach-Zahl	[-]
o	Halsweite	[M]
p	Druck	[Pa]
R	Mittellinienradius	[M]
Re	Reynoldszahl	[-]
Res	Sauglänge Reynoldszahl	[-]
S	Tonhöhe	[M]
tmax	Maximale Dicke	[M]
tte	Hinterkantendicke	[M]
B	Relative Geschwindigkeit	[MS]
WirLE	Vorderkantenkeil	[\dot{y}]
Ja	Profilverlust	[-]
Ja	Sekundärverlustkoeffizient	[-]
Yt	Gesamtverlustkoeffizient	[-]
Ycl	Koeffizient des Spitzenspielverlusts	[-]
Yex	Überschallverlustkoeffizient	[-]
Yinc	Inzidenzverlustkoeffizient	[-]
Ysh	Schockfaktor	[-]
Yte	Hinterkantenverlustkoeffizient	[-]
Z	Ainley wird geladen	[-]
ZTE	Eindringtiefe des Wirbels	[M]
AVR	Axialgeschwindigkeitsverhältnis	[-]
CR	Konvergenzverhältnis	[-]
VR	Geschwindigkeitsverhältnis	[-]

Hochgestellte Zeichen

	Durchschnitt
Indizes	
Enh	Erweitert
Nabe	Nabe
in	Einlass
Ist	Isentrop
M	Bedeutet
N	Normal
Nummer	Numerisch
aus	Auslauf
R	Relativ
T	Gesamt
Tipp	Tipp
Z	Axial

Anhang A

Tabelle A1. Dimensionslose Parameter der AM-Korrelationen.

Parameter	$\Upsilon_{p,AM}$	$\Upsilon_{s,AM}$	$\Upsilon_{p,Ag}$	$\Upsilon_{s, Ag}$	$\Upsilon_{te,Ag}$	$\Upsilon_{ex, Ag}$	Ja	Ja	Υ_{te}
s/c	\bar{y}		\bar{y}				\bar{y}	\bar{y}	
tmax/c	\bar{y}		\bar{y}				\bar{y}		
\bar{y}_{ein}		\bar{y}	\bar{y}	\bar{y}			\bar{y}		
\bar{y}_{aus}	\bar{y}	\bar{y}	\bar{y}	\bar{y}			\bar{y}	\bar{y}	\bar{y}
\bar{y}_{ein}					\bar{y}				
\bar{y}_{aus} tte/s o/s ec/s			\bar{y}				\bar{y}		
Herr, in			\bar{y}	\bar{y}			\bar{y}	\bar{y}	\bar{y}
Herr, raus			\bar{y}	\bar{y}		\bar{y}	\bar{y}	\bar{y}	\bar{y}
Re			\bar{y}	\bar{y}					\bar{y}
			\bar{y}	\bar{y}			\bar{y}	\bar{y}	\bar{y}
	\bar{y}		\bar{y}				\bar{y}		
Auflösung e/c/ki dLE/s							\bar{y}		
WirLE							\bar{y}		
Aout/Ain		\bar{y}							
rhub/rtip		\bar{y}							
H/c				\bar{y}				\bar{y}	
AVR							\bar{y}	\bar{y}	
\bar{y}_Z							\bar{y}	\bar{y}	
tte/o					\bar{y}				\bar{y}
\bar{y}/H								\bar{y}	
\bar{y}							\bar{y}	\bar{y}	
\bar{y}								\bar{y}	
Referenz	Gleichung (2)	Gleichung (8)	Gleichung (3)	Gleichung (19)	Gleichung (7)	Gleichung (4)	Gleichung (20)	Gleichung (33)	Gleichung (24)
Gesamt	5	5	12	8	3	1	17	13	7

Verweise

- Zou, ZP; Wang, ST; Liu, HX; Zhang, WH Axialturbinen-Aerodynamik für Flugtriebwerke: Strömungsanalyse und aerodynamisches Design, 1. Auflage; Springer Nature: Singapur, 2017.
- Ainley, D.; Mathieson, G. Eine Methode zur Leistungsschätzung für Axialturbinen; Technischer Bericht R&M Nr. 2974; Aeronautical Research Council: London, Großbritannien, 1951.
- Dunham, J. 50 Jahre Turbomaschinenforschung in Pyestock – Teil 2: Turbinen. Aeronaut. J. 2000, 104, 199–207. [\[CrossRef\]](#)
- Dunham, J.; Came, PM Verbesserungen der Ainley-Mathieson-Methode zur Vorhersage der Turbinenleistung. J. Eng. Power 1970, 92, 252–256. [\[CrossRef\]](#)
- Kacker, SC; Okapuu, U. Eine Mittellinien-Vorhersagemethode für den Wirkungsgrad von Axialturbinen. J. Eng. Power 1982, 104, 111–119. [\[Querverweis\]](#)
- Aungier, R. Turbinen-Aerodynamik: Konstruktion und Analyse von Axial- und Radialturbinen; ASME Press: New York, NY, USA, 2006.
- Japikse, D. Turbomachinery Performance Modeling; SAE Technical Paper 2009-01-0307; SAE: Beograd, Serbien, 2009. [\[CrossRef\]](#)
- Lozza, G. Ein Vergleich zwischen den Craig-Cox- und den Kacker-Okapuu-Methoden zur Vorhersage der Turbinenleistung. Meccanica 1982, 17, 211–221. [\[CrossRef\]](#)
- Wei, N. Bedeutung von Verlustmodellen in der aerothermodynamischen Simulation für Axialturbinen. Dissertation, KTH Energietechnik, Stockholm, Schweden, 2000.
- Coull, JD; Hodson, HP-Schaufelbelastung und ihre Anwendung im Mittelliniendesign von Niederdruckturbinen. J. Turbomach. 2013, 135, 12. [\[CrossRef\]](#)
- Zweifel, O. Die Frage der optimalen Schaufelteilung bei Beschauelungen von Turbomaschinen, insbesondere bei großen Umlenkung in den Schaufelreihen. Brown Boveri Mitteilungen 1945, 32, 436–444.
- Sharma, OP; Butler, TL Vorhersagen von Endwandverlusten und Sekundärströmungen in Axialturbinengittern. J. Turbomach. 109, 229–236. [\[CrossRef\]](#)
- Benner, MW; Sjolander, SA; Moustapha, SH Eine empirische Vorhersagemethode für Sekundärverluste in Turbinen—Teil I: A Neues Verlustaufschlüsselungsschema und Korrelation der Eindringtiefe. J. Turbomach. 2005, 128, 273–280. [\[CrossRef\]](#)
- Smith, S. Eine einfache Korrelation der Turbineneffizienz. JR Aeronaut. Soc. 1965, 69, 467–470. [\[CrossRef\]](#)
- Moustapha, SH; Kacker, SC; Tremblay, B. Eine verbesserte Methode zur Vorhersage von Anstellverlusten für Turbinenschaufeln. J. Turbomach. 1990, 112, 267–276. [\[CrossRef\]](#)
- Whittle, F. Gasturbinen-Aerothermodynamik: Mit besonderem Bezug auf Flugzeugantriebe; Elsevier: Oxford, UK, 2013.
- Craig, HRM; Cox, HJA Leistungsschätzung von Axialturbinen. Proc. Inst. Mech. Eng. 1970, 185, 407–424. [\[CrossRef\]](#)

18. Dring, RP; Heiser, WH Turbinen-Aerodynamik. In Die Aerothermodynamik von Flugzeug-Gasturbinentriebwerken; Oates, GC, Hrsg.; NTIS: Seattle, WA, USA, 1978; Kapitel 18; S. 1–23.
19. Dunham, J. Eine Übersicht über Kaskadendaten zu Sekundärverlusten in Turbinen. *J. Mech. Eng. Sci.* 1970, 12, 48–59. [\[CrossRef\]](#)
20. Denton, J. Eine Übersicht und ein Vergleich von Methoden zur Vorhersage des Profilverlusts von Turbinenschaufeln. In Proceedings der Konferenz über Wärme- und Flüssigkeitsfluss in Dampf- und Gasturbinenanlagen, Coventry, Großbritannien, 3.–5. April 1973; Nummer RD/M/R143; Seiten 204–212.
21. Chyu, MK; Young, GM Eine Verlust-/Leistungsbewertung der SSME HPFTP-Turbine; Technischer Bericht NGT 01-002-099; NASA & Universität von Alabama: Huntsville, AL, USA, 1988.
22. Sieverding, CH Methoden zur Leistungsvorhersage von Axialturbinen. In Thermodynamik und Strömungsmechanik von Turbomaschinen; NATO ASI Serie E; Kluwer Academic Publishers BV: Dordrecht, Niederlande, 1985; Band 1, Seiten 737–784.
23. Liu, YM; Hendrick, P.; Zou, ZP; Buyschaert, F. Statistische und rechnerische Auswertung empirischer Korrelationen bei Axialturbinen in Design von Kreiselturbinen. *J. Turbomach.* 2021, 144, 041002. [\[CrossRef\]](#)
24. Ainley, DG Leistung von Axialturbinen. *Proc. Inst. Mech. Eng.* 1948, 159, 230–244. [\[CrossRef\]](#)
25. Traupel, W. Thermische Turbomaschinen: Band 1: Thermodynamisch-Strömungstechnische Berechnung; Springer: Berlin/Heidelberg, Deutschland, 2019.
26. Hirsch, C.; Denton, JD Durchflussberechnungen in Axialturbomaschinen; Technischer Bericht AGARD-AR-175; Antrieb und Arbeitsgruppe 12 des Energetik-Gremiums: Neuilly-sur-Seine, Frankreich, 1981.
27. Wu, C. Eine allgemeine Theorie der dreidimensionalen Strömung in Unterschall- und Überschall-Turbomaschinen in radialen und gemischten Strömungstypen; Technischer Bericht NACA TN-2604; National Advisory Committee for Aeronautics: Cleveland, OH, USA, 1952.
28. Da Lio, L.; Manente, G.; Lazzaretto, A. Neue Wirkungsgraddiagramme für die optimale Auslegung von Axialturbinen für organische Rankine-Kraftwerke Zyklen. *Energy* 2014, 77, 447–459. [\[CrossRef\]](#)
29. Al Jubori, AM; Al-Dadah, RK; Mahmoud, S.; Daabo, A. Modellierung und parametrische Analyse von kleinen Axial- und Radialturbinen für Anwendungen im Organic Rankine Cycle. *Appl. Energy* 2017, 190, 981–996. [\[CrossRef\]](#)
30. Baljé, OE; Binsley, RL Leistungsbewertung von Axialturbinen. Teil A—Verlust-Geometrie-Beziehungen. *J. Eng. Power* 1968, 90, 341–348. [\[CrossRef\]](#)
31. Denton, JD Die IGTI Scholar Lecture von 1993: Verlustmechanismen in Turbomaschinen. *J. Turbomach.* 1993, 115, 621–656. [\[CrossRef\]](#)
32. Coull, JD; Hodson, HP Vorhersage des Profilverlusts von Niederdruckturbinen mit hohem Auftrieb. *J. Turbomach.* 2012, 134, 14. [\[CrossRef\]](#)
33. Ainley, D. Eine Näherungsmethode zur Schätzung des Auslegungspunktwirkungsgrads von Axialturbinen; Technischer Bericht R&M Nr. 59; Aeronautical Research Council: London, Großbritannien, 1950.
34. Ainley, D.; Mathieson, G. Eine Untersuchung der Strömungs- und Druckverluste in Schaufelreihen von Axialturbinen; Technischer Bericht R&M Nr. 2891; Aeronautical Research Council: London, Großbritannien, 1951.
35. Carter, ADS Dreidimensionale Strömungstheorien für Axialkompressoren und Turbinen. *Proc. Inst. Mech. Eng.* 1948, 159, 255–268. [\[Querverweis\]](#)
36. Lakshminarayana, B.; Horlock, JH Rezension: Sekundärströmungen und Verluste in Kaskaden und Axialturbomaschinen. *Int. J. Mech. Sci.* 1963, 5, 287–307. [\[CrossRef\]](#)
37. Zhu, J.; Sjolander, SA Verbesserte Profilverlust- und Abweichungskorrelationen für Axialturbinenschaufelreihen. Turbo Expo 2005, Teile A und B. In Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; ASME Paper No. GT2005-69077; ASME: Reno, NV, USA, 2005; Band 6, S. 783–792. [\[CrossRef\]](#)
38. Dunham, J. Verlustmechanismen und instationäre Strömungen in Turbomaschinen. In Proceedings of the Technical Report AGARD-CP-571, 85. Symposium des Propulsion and Energetics Panel, Derby, Großbritannien, 8.–12. Mai 1995.
39. Stabe, RG; Kline, JF Anstellverlust für ein Turbinenrotorblatt in einer zweidimensionalen Kaskade; Technischer Bericht NASA TM X-3047; NASA: Washington, DC, USA, 1974.
40. Hawthorne, WR Aerodynamik von Turbinen und Kompressoren; Hochgeschwindigkeitsaerodynamik und Strahlantrieb; Princeton University Press: Princeton, NJ, USA, 1964; Band 10.
41. Perdichizzi, A.; Dossena, V. Einfallswinkel und Pitch-Chord-Effekte auf Sekundärströmungen hinter einer Turbinenkaskade. *J. Turbomach.* 1993, 115, 383–391. [\[CrossRef\]](#)
42. Teia, L. Neue Erkenntnisse zum Einfluss des Längenverhältnisses auf Sekundärverluste von Turbinenschaufeln. *J. Turbomach.* 2019, 141. [\[CrossRef\]](#)
43. Walsh, JA; Gregory-Smith, DG Einlassschräge und das Wachstum von Sekundärverlusten und Wirbelstärke in einer Turbinenkaskade. *J. Turbomach.* 1990, 112, 633–642. [\[CrossRef\]](#)
44. Agromayor, R.; Nord, LO Vorläufiger Entwurf und Optimierung von Axialturbinen unter Berücksichtigung der Diffusorleistung. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2019, 4, 32. [\[CrossRef\]](#)
45. Tournier, JM; El-Genk, MS Axialfluss, mehrstufige Turbinen- und Kompressormodelle. *Energy Convers. Manag.* 2010, 51, 16–29. [\[Querverweis\]](#)
46. Korpela, SA Principles of Turbomachinery, 2. Auflage; John Wiley & Sons: Hoboken, NJ, USA, 2020.
47. Konzepte/ETI. Verlustmodelle in Axial- (reduzierter Durchfluss) und AxCent- (NS-Durchfluss) Solvern; Konzepte NREC: White River Junction, VT, USA, 2014.
48. Benner, MW; Sjolander, SA; Moustapha, SH Einfluss der Vorderkantengeometrie auf Profilverluste in Turbinen bei Off-Design- Anstellwinkel: Experimentelle Ergebnisse und eine verbesserte Korrelation. *J. Turbomach.* 1997, 119, 193–200. [\[CrossRef\]](#)

49. Brown, LE Axial Flow Compressor und Turbine Verlustkoeffizienten: Ein Vergleich mehrerer Parameter. *J. Eng. Power* 1972, 94, 193–201. [\[CrossRef\]](#)
50. Sieverding, C.; Manna, M. Eine Übersicht über die Strömung an der Hinterkante von Turbinen. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2020, 5, 10. [\[CrossRef\]](#)
51. Lewis, RI *Turbomachinery Performance Analysis*; Butterworth-Heinemann: Oxford, UK, 1996.
52. Kraft, H. Reaktionstests von Turbinendüsen für Unterschallgeschwindigkeiten. *Trans. ASME* 1949, 71, 781–787.
53. Hodson, HP; Dominy, RG Die Off-Design-Performance einer Niederdruckturbinenkaskade. *J. Turbomach.* 1987, 109, 201–209. [\[Querverweis\]](#)
54. Benner, MW; Sjolander, SA; Moustapha, SH Eine empirische Vorhersagemethode für Sekundärverluste in Turbinen—Teil II: A Neue Sekundärverlustkorrelation. *J. Turbomach.* 2005, 128, 281–291. [\[CrossRef\]](#)
55. Yaras, MI; Sjolander, SA Vorhersage von Spitzenleckverlusten in Axialturbinen. *J. Turbomach.* 1992, 114, 204–210. [\[CrossRef\]](#)
56. Farokhi, S. Analyse des Rotorspitzenpielverlusts in Axialturbinen. *J. Propuls. Power* 1988, 4, 452–457. [\[CrossRef\]](#)
57. Denton, JD Einige Einschränkungen von Turbomaschinen CFD. Turbomaschinen, Teile A, B und C. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea, and Air, Glasgow, Großbritannien*, 14.–18. Juni 2010; Band 7, Seiten 735–745. [\[CrossRef\]](#)
58. Oberkampf, WL; Blottner, FG Probleme bei der Verifizierung und Validierung von numerischen Strömungsmechanik-Codes. *AIAA J.* 1998, 36, 687–695. [\[CrossRef\]](#)
59. Stern, F.; Wilson, RV; Coleman, HW; Paterson, EG Umfassender Ansatz zur Verifizierung und Validierung von CFD-Simulationen—Teil 1: Methodik und Verfahren. *J. Fluids Eng.* 2001, 123, 793–802. [\[CrossRef\]](#)
60. Walraevens, R.; Gallus, H. Testfall 6: 1–1/2-stufige Axialturbine; Technischer Bericht, ERCOFTAC SIG zur 3D-Fluidvorhersage für Turbomaschinen ; ERCOFTAC-Turbomaschinenseminar und -Workshop: Les Arcs, Frankreich, 1997.
61. Cadence/NUMECA. FINE/Turbo 16.1 Theoriehandbuch; Cadence/NUMECA: Brüssel, Belgien, 2021.
62. Menter, FR; Garbaruk, AV; Egorov, Y. Explizite algebraische Reynolds-Spannungsmodelle für anisotrope wandgebundene Strömungen. *Prog.* 2012, 3, 89–104. [\[CrossRef\]](#)
63. Mendenhall, W.; Beaver, RJ; Beaver, BM *Einführung in Wahrscheinlichkeit und Statistik*; Cengage Learning: Boston, MA, USA, 2012.
64. Horlock, JH *Axial Flow Turbines: Strömungsmechanik und Thermodynamik*; Butterworths: London, UK, 1973.
65. Cherry, D.; Gay, C.; Lenahan, D. *Energieeffizienter Motor - Niederdruckturbinen-Testhardware - Detaillierter Designbericht; Technischer Bericht NASA-CR-167956*; General Electric Company: Washington, DC, USA, 1984.
66. Leach, K.; Thulin, R.; Howe, D. *Energieeffizienter Motor: Detaillierter Konstruktionsbericht zum Test der Hardware für Turbinenzwischengehäuse und Niederdruckturbinenkomponenten* ; Technischer Bericht NASA-CR-167973; United Technologies Corporation: Washington, DC, USA, 1984.

Artikel

Zweidimensionale Untersuchung der Grundlagen von OGV-Buffering†

Jonah Harris ^{1,*}, Bharat Lad² und Sina Stapelfeldt¹ 

¹ Vibration University Technology Centre, Abteilung für Maschinenbau, Imperial College London, London SW7 2AZ, Großbritannien; s.stapelfeldt@imperial.ac.uk

² Abteilung für Aeromechanik, Rolls-Royce plc, Derby DE24 8BJ, Großbritannien; bharat.lad@rolls-royce.com

* Korrespondenz: j.harris18@imperial.ac.uk †

Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres in Proceedings of the European Turbomachinery veröffentlichten Artikels von der Konferenz ETC14 2021, Beitrag Nr. 607, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Die gestiegenen Anforderungen an kompakte moderne Triebwerksarchitekturen haben das Problem des Buffetings an Auslassleitschaufeln (OGV) unter nicht bestimmungsgemäßen Bedingungen hervorgehoben. Diese strukturelle Reaktion auf aerodynamische Anregungen ist durch erhöhte Vibration gekennzeichnet, was zu struktureller Ermüdung führen kann. Untersuchungen, die sich auf das Verständnis, die Milderung und die Vermeidung konzentrieren, haben daher hohe Priorität. Das OGV-Buffering ist eine Art transsonisches Buffet, das durch instationäre Stoßbewegungen verursacht wird, aber die genauen Parameter, die es verursachen, sind noch nicht vollständig verstanden. Um zu versuchen, sie zu verstehen, untersucht dieser Artikel das Buffet einer quasi-2D-OGV-Geometrie. Es wurden parametrische Studien durchgeführt. Die Antriebsfrequenzen lagen bei beiden Untersuchungen nahe an der experimentell nachgewiesenen Schwingungsfrequenz im ersten Bugmodus. Dies zeigt, dass der Buffeteffekt durch quasi-zweidimensionale Strömungsmerkmale verursacht wird. Eine Erhöhung der Einlass-Mach-Zahl erhöhte die dominante Antriebsfrequenz, während eine Erhöhung des Anstellwinkels nur geringe Änderungen mit sich brachte. Es zeigte sich, dass Profile instationärer Druckamplituden mit zunehmendem Anstellwinkel und Einlass-Mach-Zahl gleichmäßig an Größe zunehmen.

Schlüsselwörter: Auslassleitschaufeln; Buffering; transsonisches Buffet; quasi-2D



Zitat: Harris, J.; Lad, B.;

Stapelfeldt, S. Zweidimensionale

Untersuchung der Grundlagen des OGV-

Bufferings. Int. J. Turbomach.

Propuls. Power 2022, 7, 13. [https://](https://doi.org/10.3390/ijtp7020013)

doi.org/10.3390/ijtp7020013

Erhalten: 13. Dezember 2021

Akzeptiert: 29. März 2022

Veröffentlicht: 2. April 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Urheberrecht: © 2022 Rolls-Royce plc.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-NC-ND) (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Das Streben nach besserer Leistung und Effizienz bei Flugzeugtriebwerken hat zu kurzen, komprimierten Triebwerksarchitekturen geführt, bei denen die Auslassleitschaufeln (OGVs) näher am Fan und an nachgeschalteten Hindernissen im Niederdrucksystem platziert sind. Dies machte es erforderlich, die OGVs in nicht-achsensymmetrischen Baugruppen mit einzeln versetzten und gewölbten Schaufeln anzuordnen. Unter bestimmten nicht-konstruktiven Bedingungen kann an einzelnen Schaufeln eine aerodynamische Instabilität auftreten, die als OGV-Buffering bezeichnet wird. Dies führt zum Buffering: der strukturellen Reaktion auf die aerodynamischen Anregungen [1]. Diese Arbeit wurde ursprünglich in den Konferenzberichten der 14. Europäischen Konferenz für Fluidodynamik und Thermodynamik von Turbomaschinen vorgestellt [2]. Buffering wird als Ursache für hohe asynchrone (nicht ganzzahlige Vielfache der Rotationsfrequenz) Vibrationen vermutet, die bei nicht-konstruktiven Tests eines großen zivilen Turbofans festgestellt wurden. Die Vibration trat im ersten Bugmodus auf und hohe Amplituden waren auf eine einzelne Schaufel beschränkt. Die modalen Verschiebungen in Abbildung 1 zeigen, dass der Bugmodus in der Mitte der Spannweite in Richtung Hinterkante am anfälligsten für Anregung ist. Die Vibrationen traten bei hohem Massenstrom auf, wobei der Fan mit einer Mach-Zahl (MFT) an der Fanspitze von $MFT = 1,14$ lief, was wir als „Bezugsmotordrehzahl“ bezeichnen. Die simulierte konstante Fandrehzahl, die für die Bezugsmotordrehzahl charakteristisch ist, ist in Abbildung 2 grün dargestellt, wobei der experimentelle Buffering-Bereich rosa hervorgehoben ist. Die Vibrationen hatten eine reduzierte Frequenz von ungefähr 0,34. Die reduzierte Frequenz (k) wurde gemäß Gleichung (1) unter Verwendung der Winkelfrequenz ($\dot{\gamma}$),

$$k = \frac{\ddot{y}_b}{U} \quad (1)$$

Frühere Arbeiten nutzten instationäre Simulationen eines einzelnen Durchgangs des OGV, um zu verstehen die Ursache für OGV-Buffering. „Buffering“ bezieht sich auf die strukturelle Reaktion und unterscheidet sich von der Begriff Buffet, der sich auf die dafür verantwortlichen aerodynamischen Anregungen durch Instabilitäten bezieht [1]. Die instationären Druckschwankungen des Buffets verursachen diese gefährlichen Bu Strukturschwingungen, die zur Zerstörung von Turbomaschinenschaufeln führen können [3].

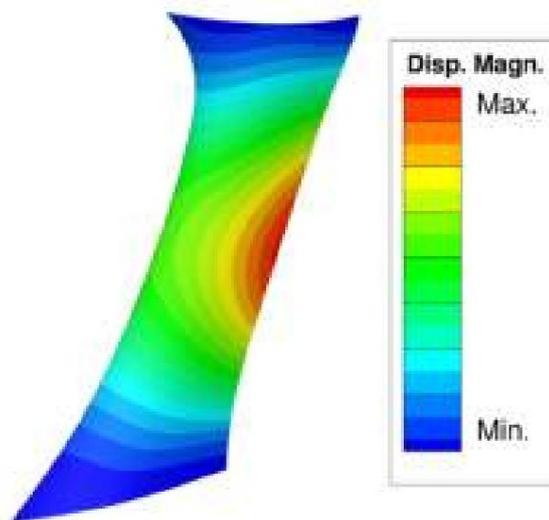


Abbildung 1. OGV-Erstbogenmodus.

Die vorherige Studie zeigte, dass die spezifische Instabilität, die für das Phänomen in OGVs verantwortlich ist, transsonisches Buffet ist [4]. Typischerweise verbunden mit externer Aerod Das transsonische Buffet ist eine Strömungsinstabilität, die durch großräumige, periodische Stoßbewegungen gekennzeichnet ist und eine schwankende schockbedingte Trennung, die in Phase zunimmt, während sich der Schock vorwärts bewegt und schrumpft beim Zurückweichen [5]. Ein transsonisches Buffet tritt auf, wenn eine starke Stoßwellen-Grenzschicht- Wechselwirkung (SBLI) dazu führt, dass die Grenzschicht dicker wird und sich ablöst [6]. Die stoßbedingte Ablösung nimmt an Größe zu und breitet sich bis zur Hinterk instabile, sich selbst erhaltende Stoßbewegung [1].

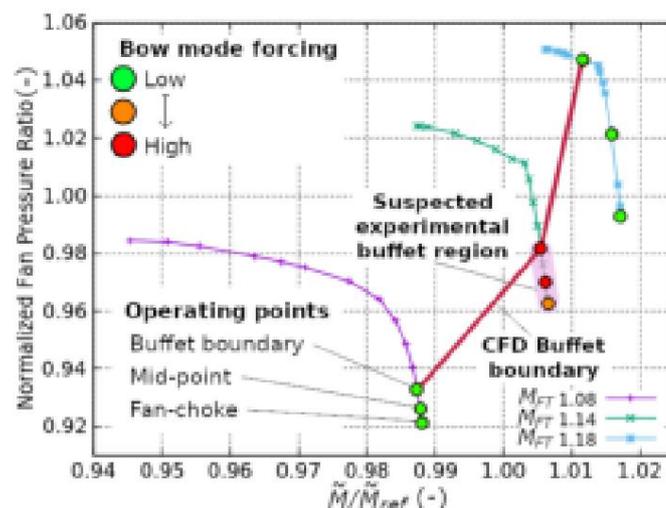


Abbildung 2. Motorbetriebskarte mit markierter OGV-Bufferetgrenze bei normalisiertem Lüfterdruck Verhältnis aufgetragen gegen den normalisierten Massenstrom, berechnet mit dem dimensionslosen Massenstrom (M^*) und einem dimensionslosen Referenzmassenstrom (M^*_{zuf}).

Abbildung 3 zeigt ein Beispiel für ein Strömungsfeld aus einer stationären Lösung eines Buffeting-Betriebspunkts. Die vorherige Studie zeigte ein stark dreidimensionales Phänomen, das Stoßbewegungen mit sehn- und radialen Komponenten, einen verbundenen fluktuierenden Trennungsbereich und erheblichen Nabenabstand umfasste. Instationäre Simulationen erzeugten relativ verrauschte Antriebssignale mit einer dominanten Frequenz, die sehr nahe an der während der Motortests aufgezeichneten Frequenz lag. Wichtig ist, dass die Simulationen zeigten, dass der Antrieb bei der experimentellen Motordrehzahl am höchsten war. Das simulierte Betriebskennfeld und die Buffetgrenze sind in Abbildung 2 dargestellt, wobei das Buffet auf der Choke-Seite der markierten Buffetgrenze auftrat. Die Bezugsmotordrehzahl zeigte den Antrieb mit der höchsten Amplitude des Bugmodus, der zur Buffetgrenze hin zunahm. Obwohl sie rein aerodynamisch waren und keine Strukturbewegungen aufwiesen, lagen die Frequenzen der Vibrationen sehr nahe an der Frequenz des Bugmodus.

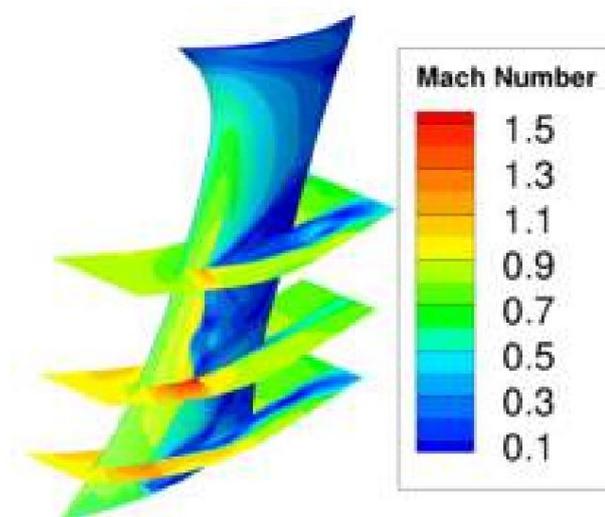


Abbildung 3. OGV-Buffeting, Reynolds-gemittelttes Navier-Stokes-(RANS)-Simulationsströmungsfeld.

Ähnlich wie bei den 2D-Experimenten mit überkritischen Tragflächen von Lee ergaben unsere 3D-Simulationen, dass die Betriebspunkte, die der Buffetgrenze am nächsten liegen, die höchste Kraft liefern [7]. In ihrem Artikel stellte Lee fest, dass die schwankenden Normalkräfte in der Nähe des Buffetbeginns am größten waren und mit zunehmendem Buffeting-Zustand abnahmen. Ziel dieses Artikels ist es, ein grundlegendes Verständnis des OGV-Buffets zu erreichen, indem in einen quasi-2D-Bereich gewechselt wird und parametrische Studien der Einlass-Machzahl und des Anstellw

2. Materialien und Methoden

Die hier vorgestellten Simulationen wurden mit dem stationären und instationären Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Solver (RANS und URANS) AU3D durchgeführt. Dies ist der interne Solver des Imperial Vibration University Technology Centre (VUTC), der für den Einsatz in Turbomaschinenumgebungen mit in den letzten 25 Jahren entwickelten aeroelastischen Fähigkeiten entwickelt und validiert wurde [8–10]. Für diese Studie wurden die RANS- und URANS-Gleichungen mithilfe eines impliziten Schemas gelöst, das räumlich eine Genauigkeit zweiter Ordnung und zeitlich eine Genauigkeit erster Ordnung aufweist. Die Turbulenzmodellierung wurde durch ein modifiziertes Spalart-Allmaras (SA)-Eingleichungsmodell bereitgestellt, und alle Simulationen wurden unter Verwendung von Wandfunktionen zur Behandlung der Grenzschicht durchgeführt. Iovnovich und Raveh zeigen, dass das SA-Modell ein gutes Maß an Genauigkeit bei Buffetsimulationen bietet, während Thiery und Coustols nachweisen, dass es für 2D-Buffetsimulationen geeignet ist [11,12]. Thiery und Coustols sagen, dass im Fall des transsonischen Buffets die Zeitskalen der wandgebundenen Turbulenz und der Stoßschwingungen so unterschiedlich sind, dass die Turbulenz der Modellierung überlassen werden kann. Die aerodynamische modale Kraft wurde unter Verwendung instationärer Druckverläufe aus dem Strömungslöser berechnet, wie in [13] ausführlich beschrieben.

Abbildung 4 fasst die Struktur des 2D-Bereichs und seine Ursprünge im Tiefdruckgebiet zusammen. Zur Konstruktion des 2D-Bereichs wurde der OGV-Profilabschnitt in der Mitte der Spannweite ex

in einem kartesischen Bereich mit dem Altair-Programm HyperMesh vernetzt. Die Umfangsbreite dieses Schnitts, der in der Profilsicht von Abbildung 4 dargestellt ist, basierte auf der OGV-Neigung in der Mitte der Spannweite und endet in y-periodischen Oberflächen. Die Spannweitungsausdehnung des quasi-2D-Bereichs beträgt 4 % der Sehne, aufgelöst mit 11 Netzschichten, die durch strukturierte Netze verbunden sind und in z-periodischen Grenzen enden, wie in Abbildung 4 dargestellt. Die zentrale 2D-Schicht wurde verwendet, um alle Simulationsdaten zu extrahieren. Die Auflösung und Verteilung der Knoten in einem radialen Schnitt auf früheren bewährten Verfahren und erstellte einen kartesischen 2D-OGV-Schnitt mit ungefähr 20.000 Knoten, gegenüber 21.300, die in den Schichten des ringförmigen 3D-Bereichs verwendet wurden. Die Nahaufnahme in Abbildung 4 zeigt die Konstruktion des unstrukturierten Tragflächennetzes. Nach der Konstruktion des OGV-Bereichs wurde ein gerader, sich vergrößernder Kanal angeschlossen, der ungefähr der Länge des Tiefdrucksystems entsprach. Riemann-invariante Einlass- und Auslass-Randbedingungen und der sich vergrößernde Kanal wurden verwendet, um numerische Reflexionen zu eliminieren. Wie in Abbildung 4 markiert, liefert die OGV-Einlassfläche die Randbedingungen für Gesamtdruck, Gesamttemperatur und Strömungswinkel, während die Auslassfläche des sich vergrößernden Kanals eine Randbedingung für statischen Druck festlegt. Der periodische Aufbau bedeutete, dass alle Instabilitäten achsensymmetrisch waren und sich nicht kreisförmig ausbreiteten, aber dies wurde als zufriedenstellend erachtet, da Motortestdaten darauf hinweisen, dass das OGV-Buffer ein lokales Phänomen ist. Eine Beispielsimulation mit Wandfunktionen bestätigte, dass über 80 % der dimensionslosen Wandabstandswerte (y^+) der Knoten zwischen

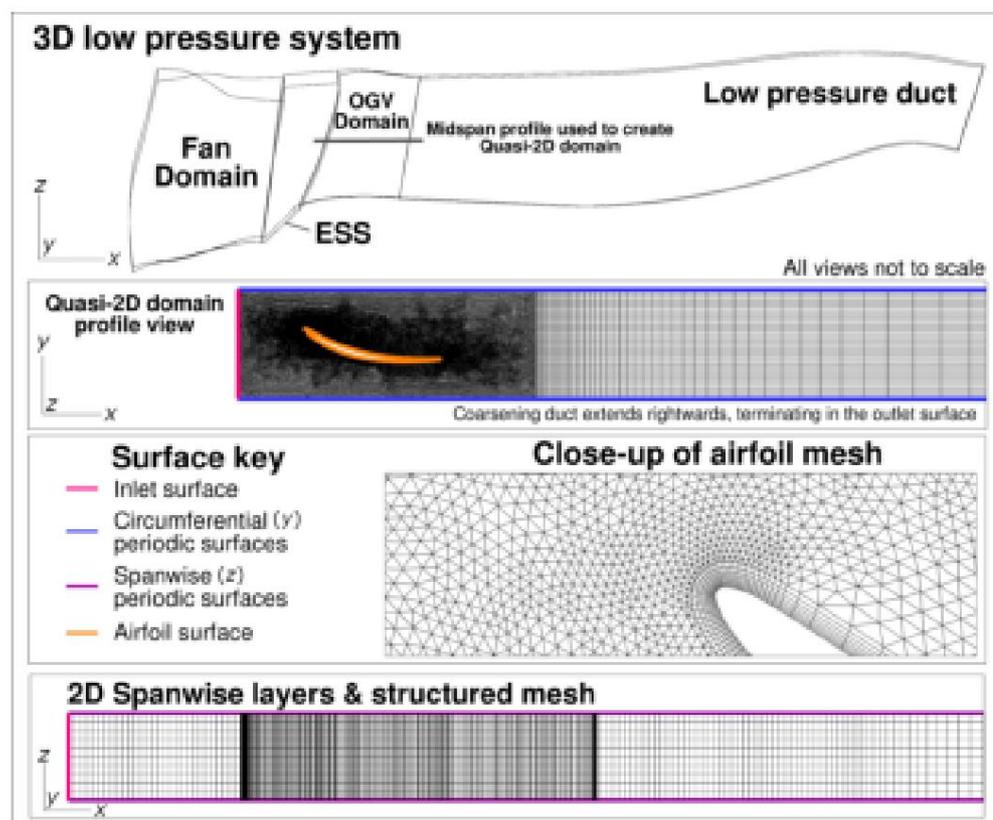


Abbildung 4. 3D-OGV innerhalb eines Tiefdrucksystems und Übersetzung in den quasi-2D-Bereich.

Das quasi-2D-Domänengitter wurde für alle stationären RANS- und URANS-Simulationen verwendet. Die Bezugsrandbedingungen wurden aus flächengemittelten Werten für die Mischebenendaten aus dem 3D-Fall abgeleitet, der die höchste Amplitudenkraft lieferte. Dies trat an der Buffetgrenze der Bezugsmotordrehzahl auf. Die URANS-Simulationen der parametrischen Studien wurden von einer konvergierten stationären RANS-Lösung aus gestartet, die im Raum eine Genauigkeit zweiter Ordnung aufwies. Der URANS-Zeitschritt, der zuvor einer Konvergenzstudie für unsere 3D-Arbeit unterzogen wurde, wurde übernommen und bietet eine zeitliche Auflösung von 390 Schritten pro Periode des experimentellen

25 Durchläufe der 2D-Domäne und lieferten konsistente Ergebnisse. Die Zeitverläufe wurden einzeln getrimmt, um jegliche anfänglichen Transienten in der folgenden Analyse auszuschließen.

Es ist bekannt, dass der Anstellwinkel und die Machzahl des Tragflügels den Beginn des transsonischen Buffets beeinflussen und Festigkeit [7]. Der Kern dieser Arbeit basiert daher auf zwei parametrischen Studien, die sich unterscheiden Einlass-Machzahl (M_{in}) bei konstant gehaltenem Profilanstellwinkel (γ) und umgekehrt. Anstellwinkel wurde als Differenz zwischen dem Einlassströmungswinkel und dem Metallwinkel berechnet, wie in gezeigt Abbildung 5. Aufgrund der hohen Axialgeschwindigkeiten sind in dieser Studie negative Vorfälle häufig. M_{in} und γ wurden durch Änderung der angegebenen Geschwindigkeitskomponenten des Bezugseinlasses variiert. **Randbedingungen durch Erhöhung ihrer resultierenden Größe oder ihrer relativen Größe wobei die Resultierende jeweils konstant gehalten wird.**

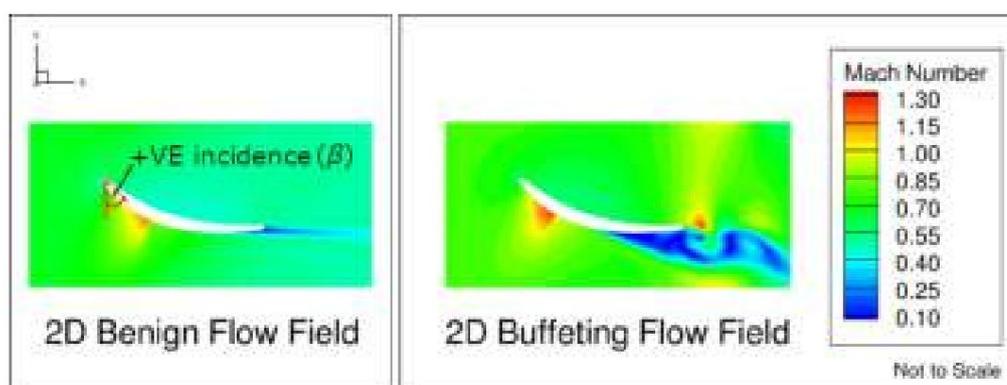


Abbildung 5. Beispiele für zweidimensionale OGV-Strömungsfelder mit voller Steigung und Konvention für das Einfallssymbol.

Für jede Parameterstudie wurde eine Reihe von Einlassbedingungen ausgewählt, mit erhöhten Auflösung um die Bezugswerte. Diese Betriebsbedingungen und die anfänglichen 3D-abgeleiteten Die Bezugsbedingungen sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Nicht alle der parametrischen Studien Punkte erzeugten instationäre Kräfte und wurden daher als Buffet-frei angesehen; dies sind in Tabelle 1 angegeben, aber von der folgenden Analyse ausgeschlossen. Zwei Ergebnisse wurden ausgeschlossen, da sie den „Karbunkel-effekt“ aufweisen, eine numerische Instabilität, die für die Auftreten einer kleinen blasenartigen Struktur in Strömungen mit hoher Mach-Zahl [14].

Tabelle 1. Zusammenfassung der Tranche der parametrischen Studiensimulation.

Einfall γ Datum	OGV-Buffet	Min.	Inzidenz γ	Büfett
$\gamma 1,9\gamma \gamma 6,9\gamma$	Mindestens 0,721 NEIN	Datum 0,721	$\gamma 1,9\gamma$	NEIN
$\gamma 4,9\gamma$	0,721 NEIN	0,577	$\gamma 1,9\gamma$	NEIN
$\gamma 3,4\gamma$	0,721 NEIN	0,649	$\gamma 1,9\gamma$	NEIN
$\gamma 2,9\gamma$	0,721 Ja	0,667	$\gamma 1,9\gamma$	NEIN
$\gamma 2,4\gamma$	0,721 Ja	0,682	$\gamma 1,9\gamma$	NEIN
$\gamma 1,4\gamma$	0,721 Ja	0,707	$\gamma 1,9\gamma$	NEIN
$\gamma 0,9\gamma$	0,721 Ja	0,714	$\gamma 1,9\gamma$	Ja
$\gamma 0,4\gamma$	0,721 Ja	0,729	$\gamma 1,9\gamma$	Ja
+0,1 γ	0,721 Ja	0,736	$\gamma 1,9\gamma$	Ja
	0,721 Ja	0,757	$\gamma 1,9\gamma$	Ja

Abbildung 5 zeigt zwei Beispiele für Querschnitte des 2D-URANS-Flusses **Felder von Buffeting- und Nicht-Buffeting-Betriebspunkten (oder benignen)** hat einen gut definierten Stoß und eine minimale TE-Trennung, während der Buffeting-Betriebspunkt zeigt viele der Merkmale des transsonischen Buffets, einschließlich eines Schocks, der sich verschoben hat in Position und eine große Trennung von der Basis des Stoßes. Die Größe dieser Die Trennung wirkt sich auch auf den freien Strom aus, indem sie die effektive Durchgangsfläche verringert.

3. Ergebnisse und Diskussion 3.1.

Frequenz und Amplitude der Auftriebskraft Zeitverläufe

der Auftriebskraft wurden für jeden Betriebspunkt aufgezeichnet und mit der Welch-Methode analysiert, um Frequenzspektren der Komponentenamplituden zu erzeugen. Die Überwachung des Auftriebs wurde gewählt, damit wir uns auf die 2D-Ursachen der Stoßbewegung konzentrieren konnten, was durch die 3D-Natur des ersten Bogenmodus, der sowohl in Spannweiten- als auch in Sehnenrichtung variiert, kompliziert wäre. Die Welch-Methode funktioniert, indem das Signal in Segmente aufgeteilt und die resultierenden a mit einem gewissen Grad an Fensterung gemittelt werden, um den Effekt von Rauschen zu reduzieren. Die Segmentgröße der vorherigen Studie von 4800 Zeitschritten wurde aus Gründen der Genauigkeit und Vergleichbarkeit beibehalten.

Abbildung 6 zeigt die resultierenden ausgewählten RMS-Antriebsamplituden und Frequenzspektren der parametrischen Einfallstudie, normalisiert nach Bugmodusfrequenz und maximaler Amplitude. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden nur ausgewählte 2D-Ergebnisse abgebildet. Das Spektrum für den ursprünglichen 3D-Bezugsfall wurde zum Vergleich aufgenommen und auf die sekundäre y-Achse skaliert. Wir können gut gruppierte erste Harmonische für jeden Buffeting-Betriebspunkt erkennen, die sehr nahe an der Bugmodusfrequenz und dem 3D-Fall liegen. Die 2D-Fälle besitzen jedoch alle klare zweite Harmonische, deren Amplitude proportional höher ist als das Breitbandrauschen des 3D-Falls.

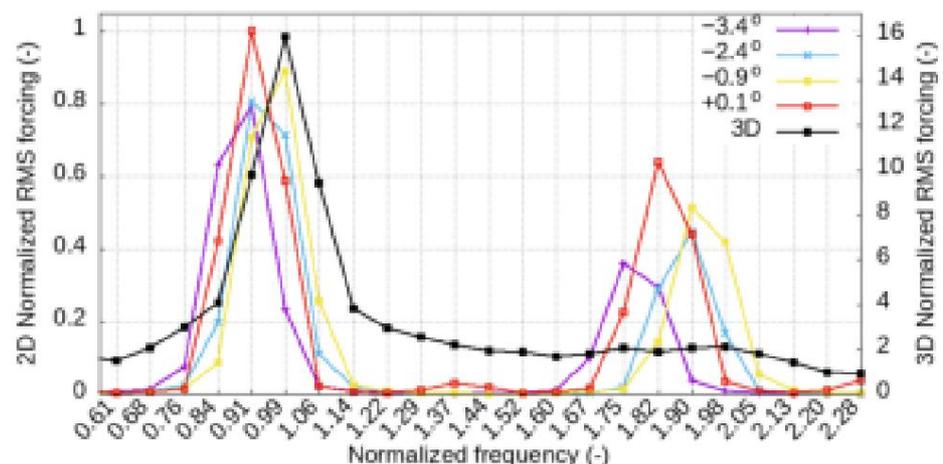


Abbildung 6. Parametrische Studie der Erzwingung von Frequenzspektren und Amplituden, variierendes $\dot{\gamma}$ mit konstantem Min.

In den 2D-Fällen können wir sehen, dass die Amplitude der ersten Harmonischen allgemein mit $\dot{\gamma}$ zunimmt, sich aber nur um etwa 20 % ändert, wobei der Trend bei den zweiten Harmonischen stärker ausgeprägt ist. Es gibt nur einen geringen Frequenzunterschied zwischen den 2D-Fällen, begrenzt durch die normalisierte Frequenzauflösung von 0,08, die durch die gewählte Welch-Segmentgröße vorgegeben wird. Die Trennung ist bei den zweiten Harmonischen deutlicher sichtbar und zeigt, dass die Frequenz mit dem Einfall bis $\dot{\gamma}2,4\dot{\gamma}$ zunimmt, danach konstant bleibt und bei $+0,1\dot{\gamma}$ tatsächlich abnimmt.

Abbildung 7 reproduziert diese Analyse für die Min-Parameterstudie und zeigt ein Muster gut gruppierter erster Harmonischer, deren Frequenz mit Min leicht zunimmt. Auch die Amplitude und Frequenz zweiter Harmonischer nehmen zu und liegen deutlich über dem proportionalen 3D-Breitbandrauschen. Es gibt jedoch einen großen Ausreißer bei 0,757 Min, der eine deutlich andere Frequenz der ersten Harmonischen aufweist, die 14 % höher ist als die Frequenz des Bogenmodus.

In den Abbildungen 8 und 9 sind dimensionslose Frequenzen gegenüber der variierenden Anstell- und Einlass-Machzahl aufgetragen: die dominante Antriebsfrequenz, die Strouhal-Zahl und eine akustische Frequenz. Die dominante Antriebsfrequenz und die akustische Frequenz werden beide durch die Bugmodusfrequenz normalisiert. Die Strouhal-Zahl (St) kann verwendet werden, um zu bestimmen, ob die aerodynamische Unstetigkeit bei einer festen dimensionslosen Frequenz auftritt und wird gemäß Gleichung (2) berechnet, wobei die dominante Antriebsfrequenz (f), die OGV-Sehne (C) und zwei Referenzgeschwindigkeiten verwendet werden: stromaufwärts und stromabwärts.

Die Geschwindigkeit basierte auf der massengemittelten Einlassgeschwindigkeit und die Geschwindigkeit stromabwärts auf der zeitgemittelten Profilgeschwindigkeit bei 80 % der Sehne.

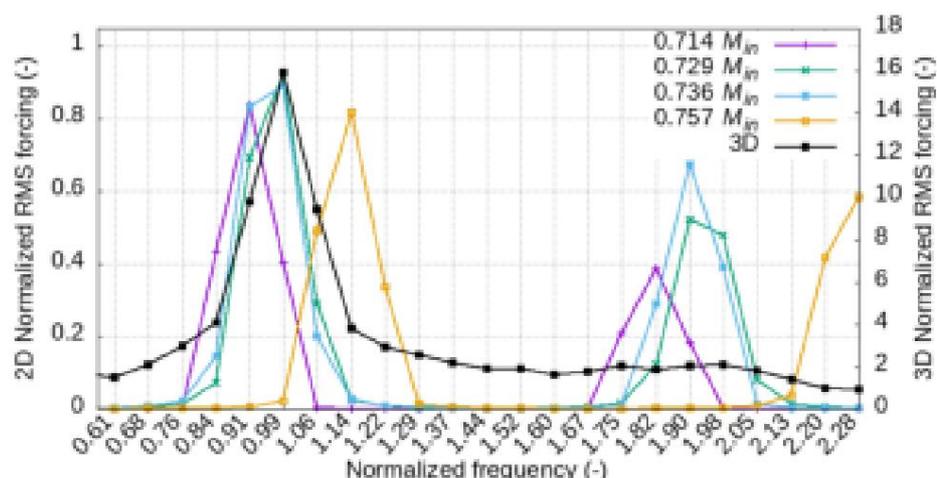


Abbildung 7. Parametrische Studie der Erzwingung von Frequenzspektren und Amplituden, variierendes Min mit konstantem \bar{y} .

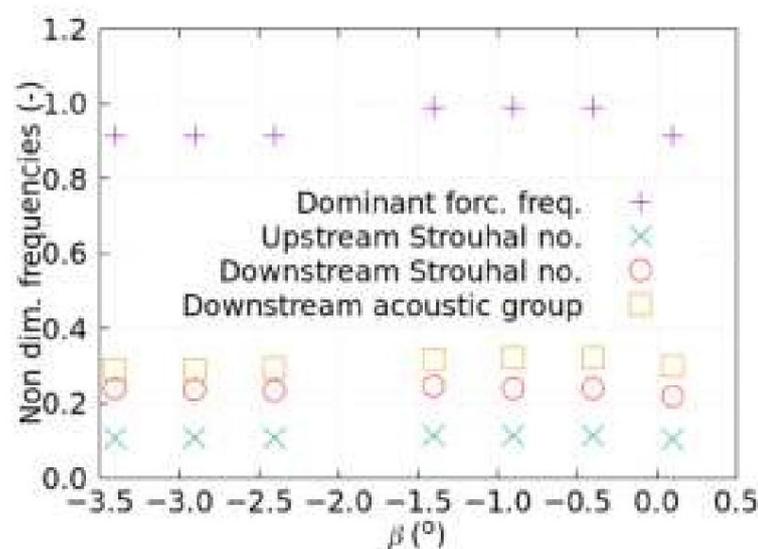


Abbildung 8. Parametrischer Sweep von \bar{y} , der die dominante Antriebsfrequenz, die akustische Frequenz und St an verschiedenen Orten vergleicht.

$$St = \frac{f C}{U} \quad (2)$$

Akustische Rückkopplungsmechanismen sollen wichtig für die selbsterhaltende Stoßbewegung sein und bestimmen, ob diese den OGV-Buffer beeinflusst. Die Abbildungen 8 und 9 enthalten eine akustische Frequenz, die unter Verwendung der stromabwärts gerichteten Geschwindigkeit berechnet wurde, um die Periode einer Welle abzuschätzen, die vom Stoß bei 20 % Spannweite zum TE und zurück läuft [15]. Aus Abbildung 8 können wir ersehen, dass die dominanten Antriebsfrequenzen bei zunehmendem \bar{y} relativ flach sind, während der Min-Durchlauf in Abbildung 9 bei zunehmendem Min allmählich zunehmende dominante Frequenzen erzeugt. Dies bedeutet, dass Min wichtiger ist, um die dominante Antriebsfrequenz nahe am OGV-Bugmodus einzustellen, aber ein breiter \bar{y} -Bereich erzeugt die beständigsten gefährlichen Frequenzen. Für beide Studien spiegeln die Trends der Strouhal-Zahl die dominanten Antriebsfrequenzen wider, bleiben aber relativ konsistent, wobei die Strouhal-Zahlen stromaufwärts und stromabwärts Werte von ungefähr 0,1 bzw. 0,24 aufweisen, wenn auch mit einem geringfügigen Anstieg der Strouhal-Zahl stromaufwärts bei höheren Mach-Zahlen.

Diese Konsistenz weist auf eine gemeinsame zugrunde liegende konvektive dimensionslose Frequenz hin.

In den Abbildungen 8 und 9 ist zu erkennen, dass die akustischen Frequenzen in stromabwärts gelegenen Bereichen ähnliche Tendenzen wie die dominanten Antriebsfrequenzen aufweisen, allerdings nur etwa ein Drittel der Größenordnung davon. Dies deutet darauf hin, dass akustische Rückkopplungen möglicherweise keinen signifikanten Einfluss auf die OGV-Stoßbewe

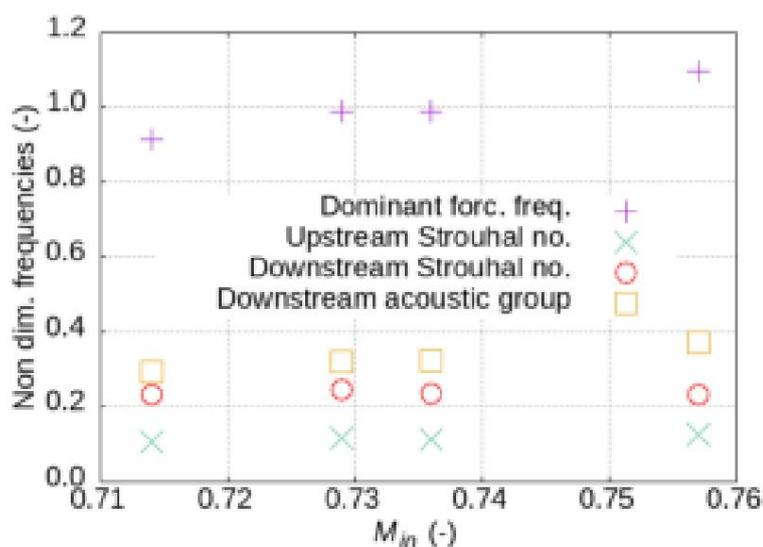


Abbildung 9. Parametrischer Sweep von M_{in} , der die dominante Antriebsfrequenz, die akustische Frequenz und St an verschiedenen Standorten vergleicht.

3.2. Zeitlich gemittelte Machzahl

Um die Änderungen im Strömungsfeld zu ermitteln, die für die oben gezeigten Trends verantwortlich sind, wurden die Profile der zeitgemittelten isentropischen Mach-Zahl aus den zeitlichen Verläufen des Oberflächendrucks für die zentrale Maschenschicht berechnet. Abbildung 10 zeigt Profile der zeitgemittelten Mach-Zahl für einen zunehmenden Anstellwinkel. Wie für eine Studie mit konstanter Einlassgeschwindigkeit zu erwarten, gibt es sehr wenig Änderungen im Gesamttrend, wobei jeder Zustand einen ähnlich verschmierten Schock aufweist, der eine Bewegung anzeigt. Es gibt eine kleine Vorwärtsbewegung des Peaks. Die Mach-Zahl-Position mit zunehmendem Anstellwinkel ging mit einer kleinen Größenabnahme einher. Die höheren Anstellwinkel weisen zur Hinterkante hin auch höhere Mach-Zahlen auf.

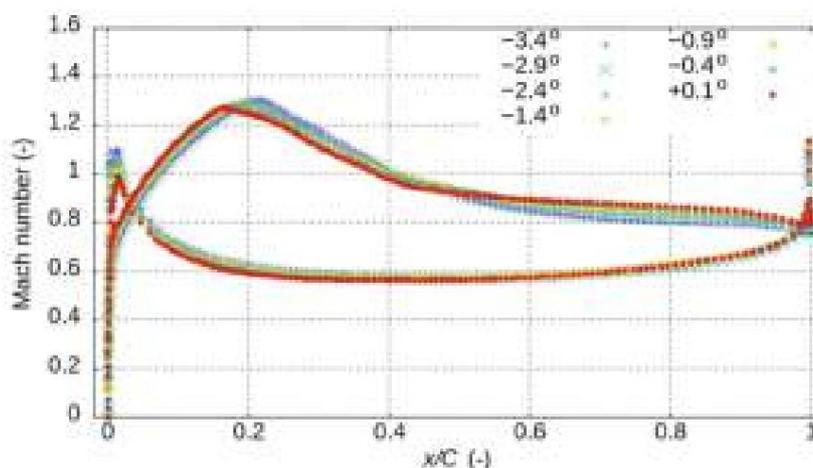


Abbildung 10. Zeitlich gemittelte isentropische Mach-Zahlenprofile in der Mitte bei unterschiedlichem γ an Buffeting-Betriebspunkten.

Betrachtet man Abbildung 11, so ergibt sich bei steigendem M_{in} ein ähnlicher Trend zu einem vorwärts gerichteten Peak, jedoch mit einer höheren anhaltenden Mach-Zahl in Richtung der Hinterkante für 0,7

ein steigender Min-Wert erhöht auch den Spitzenwert des Oberflächendrucks an der Vorderkante, im Gegensatz zu dem in Abbildung 10 bei steigendem Anstellwinkel zu sehenden Abfall. Dies liegt daran, dass negative Anstellwinkel für mehr Beschleunigung an der Vorderkante sorgen.

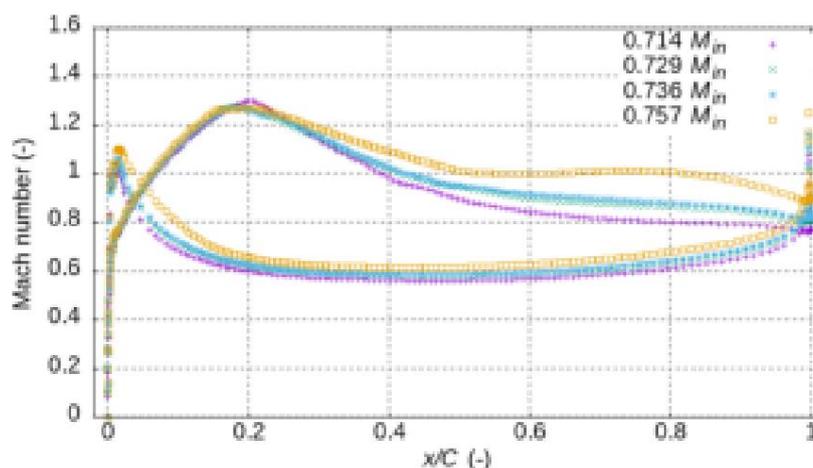


Abbildung 11. Zeitlich gemittelte isentropische Mach-Zahlenprofile in der Mitte für unterschiedliche Min-Werte bei Buffeting- Betriebspunkten.

3.3. Instationäre Druckverteilung

Abbildung 12 zeigt Beispiele für die Umfangsströmung mit voller Steigung für zwei Zeitschritte von vier Betriebspunkten aus $0,44$ bis $0,736$ Min, die den Verlauf des Buffets in beiden Studien zeigen. Die Schnappschüsse auf der linken Seite wurden ausgewählt, um verschiedene Aspekte der Strömungsablösung zu zeigen, und die auf der rechten Seite wurden aufgrund ihrer Stoßstärke ausgewählt. Alle Ablösungsvorgänge weisen Rezirkulationszonen in verschiedenen Stadien der Entstehung und des Ausstoßes auf. In allen vier Fällen kommt es auch zu einem Durchgangsengepass, wenn sich die Druck- und Saugflächenstöße treffen. Bei $0,44$ und $0,736$ Min konnten sich die Stöße jedoch weiter nach hinten bewegen, hatten stärkere Stagnationspunktstöße und dramatischere Wechselwirkungen zwischen Stoßwelle und Grenzschicht auf ihren Saugflächen und zeigten anschließend höhere instationäre Druckamplituden. Es ist zu beachten, dass, obwohl nur $0,44$ eine Druckflächenablösung zeigt, diese in a

Zeitliche Verläufe des Oberflächendrucks für die zentrale Maschenschicht wurden Fourierzerlegt, um instationäre Druckamplituden in der dominanten Frequenz jedes Betriebspunkts zu berechnen. Die Diagramme in Abbildung 13 und 14 stellen instationäre Druckamplituden, nicht dimensionslos durch dynamischen Druck, gegenüber der Position in Sehnenrichtung für sowohl die Saug- als auch die Druckoberflächen gegenüber γ dar. Ausgehend von der Basislinie von $3,4^\circ$ können wir einen großen primären Saugpeak aufgrund einer Stoßbewegung bei etwa 35 % der Spannweite (15 % weiter hinten als der Ort der maximalen durchschnittlichen Mach-Zahl) und einen kleinen sekundären Peak bei 45 % der Spannweite erkennen. Lee beobachtete ähnliche sekundäre Peaks aufgrund von Ablösungsblasen ähnlich den in Abbildung 12 identifizierten Rückflusszonen [7]. Ein allmählicher Anstieg der instationären Druckamplituden in Richtung TE kann auf d

Mit zunehmender Anfälligkeit wächst der primäre Peak, bewegt sich vorwärts und absorbiert den sekundären Peak, während die Stoßverschiebung zunimmt; dies geht mit einem stetigen Anstieg der TE-Abstandsschwankungen einher. Ein Betriebspunkt von $0,44^\circ$ ist der einzige Betriebspunkt, der sich diesem Trend widersetzt, indem er keine deutliche Zunahme der Peak- und TE-Abstandsamplitude liefert. Bei Betrachtung von Abbildung 13 scheint die Absorption eines zweiten Peaks bei zunehmender Anfälligkeit auf die Zunahme der Stoßstärke und der Bewegung zurückzuführen zu sein, die die Wirkung etwaiger Rückflusszonen maskiert. Bei der Druckoberfläche sehen wir mit zunehmender Anfälligkeit erhöhte Amplituden am Stagnationspunkt und z Analysen vollständiger Zeitverläufe zeigen, dass dies dadurch verursacht wird, dass sich der Druckoberflächenstoß, der den Durchgang verengt, beim Schrumpfen in zwei Hälften teilt. Der Effekt wird bei höheren Inzidenzen gemindert, da eine Hälfte wesentlich stärker wird und die andere überwält

Die Spitzeninstabilität der Saug- und Druckoberfläche mit dem Anstellwinkel läuft dem Trend einer abnehmenden Spitzendurchschnitts-Machzahl entgegen. Die Orte sind jedoch eindeutig miteinander verbunden, wobei sich der Ort der zeitgemittelten Spitzen-Machzahl der Saugoberfläche und die Spitzeninstabilität mit zunehmendem Anstellwinkel nach vorne verschieben. Die höheren instationären Amplituden in Richtung der Hinterkante korrelieren auch mit höheren

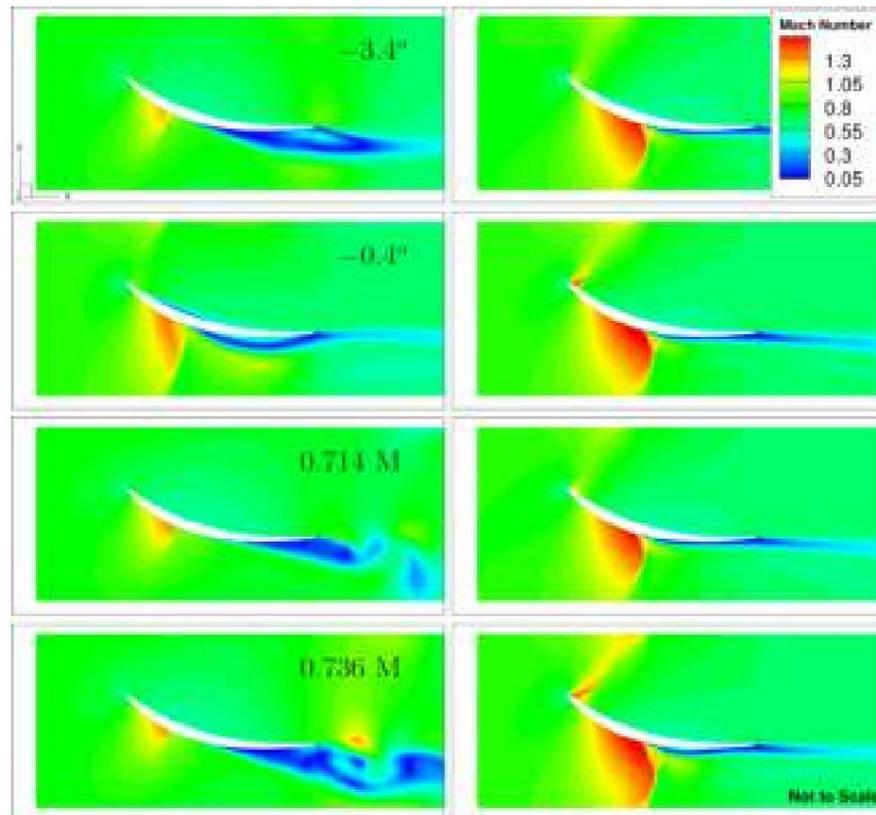


Abbildung 12. Interessante momentane instationäre Strömungsfelder über die gesamte Spannweite.

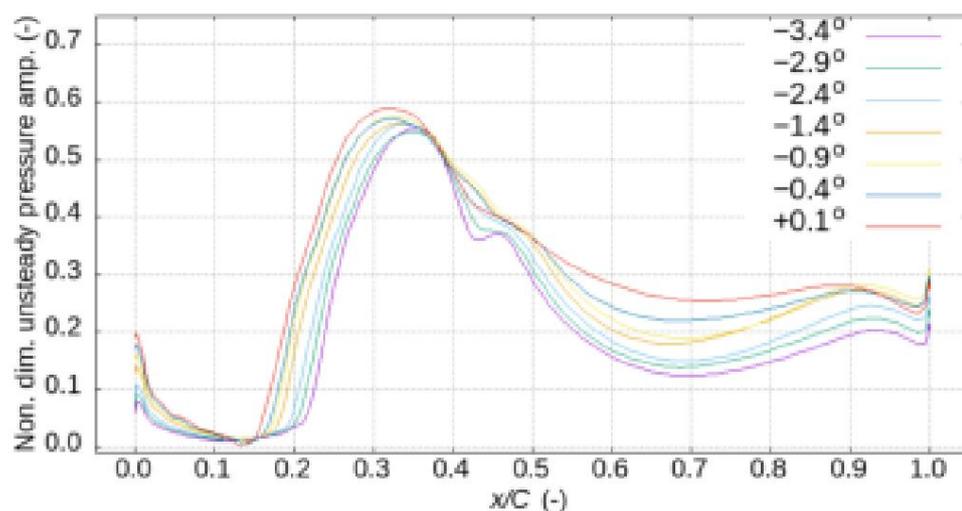


Abbildung 13. Profile der Fourier-zerlegten instationären Druckamplituden auf der OGV-Saugfläche bei variierendem γ .

Die Abbildungen 15 und 16 zeigen ein ähnliches Verhalten bei variierendem Min, mit dem einzigen kleinen Unterschied, dass sich der Spitzenwert der instationären Amplitude mit zunehmendem Min nach hinten verschiebt, im Gegensatz zur Spitzenwert-Durchschnitts-Machzahl, die sich nach vorne verschiebt. In beiden p

Studien haben ergeben, dass die Verbreiterung der instationären Amplitudenspitzen mit zunehmender Einlass-Mach-Zahl und Anstellwinkel als eine Vergrößerung des Bereichs der Stoßbewegung interpretiert werden kann.

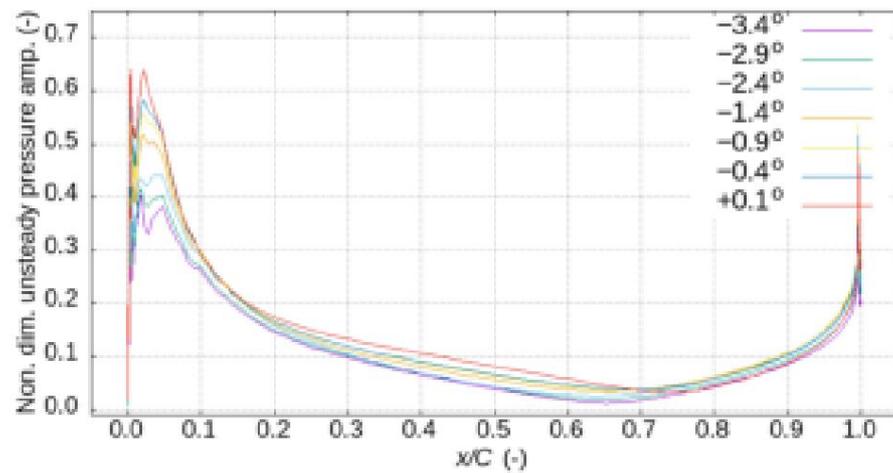


Abbildung 14. Profile der Fourier-zerlegten instationären Druckamplituden auf der OGV-Druckoberfläche bei variierendem α .

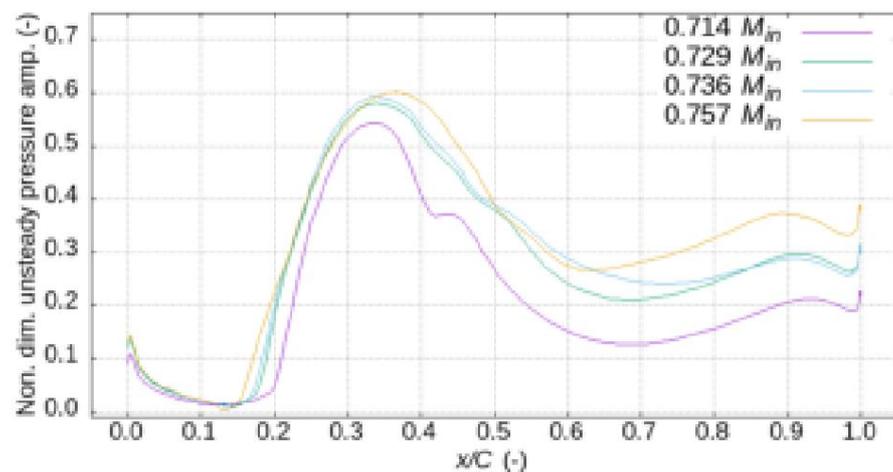


Abbildung 15. Profile der Fourier-zerlegten instationären Druckamplituden auf der OGV-Saugfläche bei unterschiedlichen M_{in} .

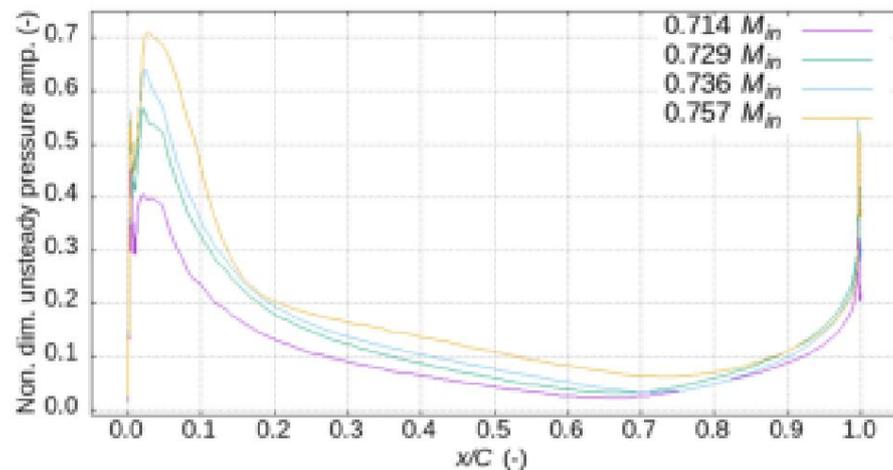


Abbildung 16. Profile der Fourier-zerlegten instationären Druckamplituden auf der OGV-Druckoberfläche bei unterschiedlichen M_{in} .

In den Abbildungen 17 und 18 ist die maximale instationäre Druckamplitude der Saugfläche (normalisiert durch den Maximalwert in beiden Studien) gegenüber variierenden $\dot{\gamma}$ - und Min-Werten dargestellt. Eine Erhöhung der Einlass-Mach-Zahl erhöht die instationäre Druckamplitude viel stärker als eine Erhöhung des Anstellwinkels innerhalb des Umfangs dieser Studien. Die Trends erscheinen in den verfügbaren Datenbereichen annähernd linear. Die Tatsache, dass wir auch wissen, dass die durchschnittliche Spitzen-Mach-Zahl dazu neigt, mit dem Anstellwinkel und der Einlass-Mach-Zahl abzunehmen, lässt darauf schließen, dass diese Trends zunehmender Spitzeninstationarität auf eine erhöhte Stoßbewegung und nicht auf Änderungen der Stoßstärke zurückzuführen sind. Dies wird dadurch bestätigt, dass sowohl die Anstellwinkel- als auch die Einlass-Mach-Zahl zunimmt, was zu breiteren Spitzen instationären Drucks auf der Saugfläche führt, was auf eine größere Stoßbewegung hindeutet. Entsprechend deuten größere Änderungen des instationären Drucks stromabwärts des Stoßes in Richtung der Hinterkante darauf hin, dass die Kraft im Bugmodus, der eine große Verschiebung in Richtung der Hinterkante aufweist, mit einer größeren St

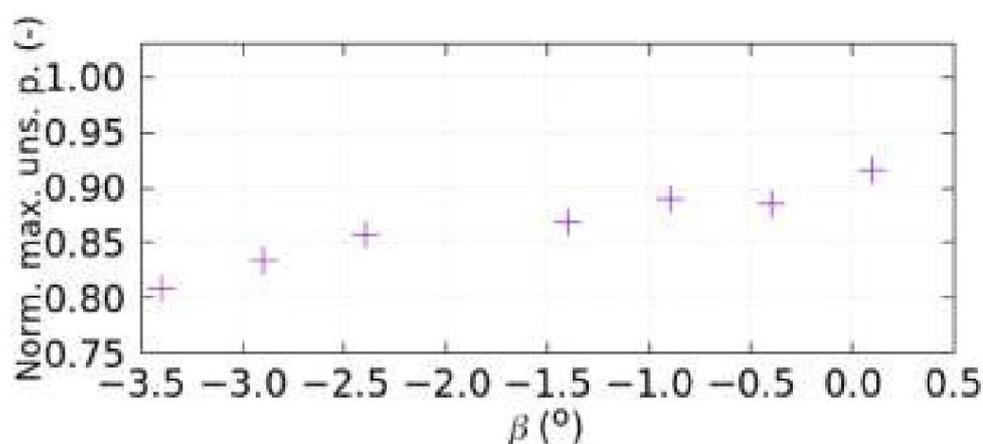


Abbildung 17. Vergleich der Auswirkungen unterschiedlicher $\dot{\gamma}$ -Werte auf die maximalen, Fourier-zerlegten instationären Druckamplituden .

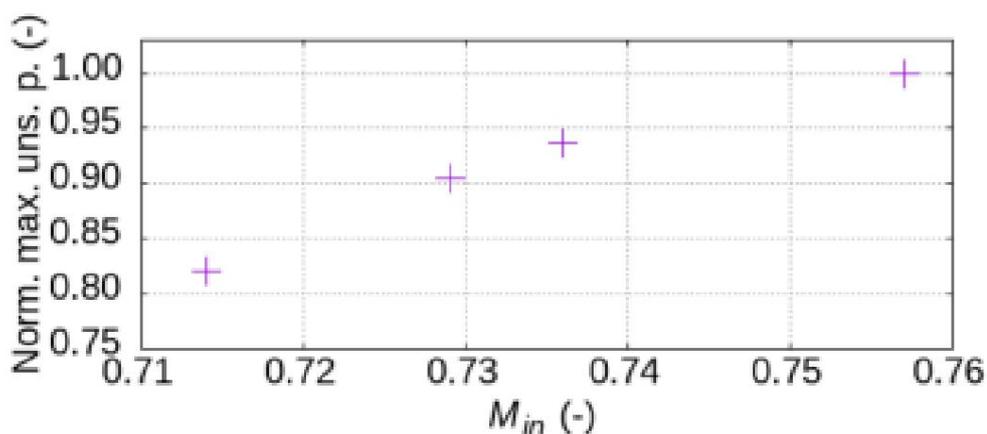


Abbildung 18. Vergleich der Auswirkungen unterschiedlicher Min-Werte auf die maximalen, Fourier-zerlegten instationären Druckamplituden .

4. Schlussfolgerungen

In dieser Studie wurde das Buffet-Phänomen, das auf einem OGV beobachtet wurde, auf einer quasi-zweidimensionalen Geometrie reproduziert. Die Frequenz des 2D-Phänomens lag sehr nahe an der auf der 3D-Geometrie gemessenen. Dies zeigt, dass das Buffet nicht durch stark dreidimensionale Strömungsmerkmale, sondern durch eine quasi-2D-Stoßinstabilität verursacht wird. Parametrische Studien und Variationen des Anstellwinkels und der Einlass-Machzahl ergaben, dass ein zunehmender Anstellwinkel konsistentere dominante Frequenzen erzeugte, die näher an

zunehmende Mach-Zahl am Einlass. Es wurde auch beobachtet, dass die Buffeting-Strömungsfelder in beiden Studien konsistente Strouhal-Zahlen erzeugten. Die Studien ergaben gleichmäßige Trends der zeitlich gemittelten Mach-Zahlen, wobei die maximale durchschnittliche Mach-Zahl nach vorne ging und mit zunehmendem $\dot{\gamma}$ und Min an Größe abnahm. Die Trends der instationären Druckamplitude waren ebenfalls gleichmäßig und nahmen mit sowohl der Anstell- als auch der Einlass-Mach-Zahl an Größe zu. Sekundärspitzen, erhöhte TE-Schwankungen und LE-Spitzen an der Druckoberfläche waren mit Rezirkulationszonen, TE

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, JH, BL und SS; Methodik, JH; Software, JH, BL und SS; Validierung, JH; formale Analyse, JH; Untersuchung, JH; Ressourcen, SS und BL; Datenkuratierung, JH; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, JH; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, JH und SS; Visualisierung, JH; Überwachung, SS und BL; Projektverwaltung, JH und SS; Mittelbeschaffung, SS und BL. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung wurde von Rolls-Royce plc und einem EPSRC iCASE-Stipendium (iCASE Ref 18000163) unterstützt.

Erklärung zur Datenverfügbarkeit: Die Daten in diesem Bericht unterliegen dem Urheberrecht von Rolls-Royce plc und werden daher hier in normalisierten und dimensionslosen Formaten präsentiert und sind nicht für die externe Verbreitung verfügbar. Der entsprechende Autor ist jedoch sehr gerne bereit, die Auswirkungen der Simulationen und Ergebnisse näher zu erörtern.

Danksagungen: Die Autoren möchten sich noch einmal bei Rolls-Royce, dem Imperial College VUTC und der Fakultät für Maschinenbau für ihre fortwährende Unterstützung bedanken.

Interessenkonflikte: Die hier dargestellten Ergebnisse sind nur durch die Bereitstellung technischer Ressourcen durch Rolls-Royce plc möglich und wurden als solche auch zur urheberrechtlichen Genehmigung durch diese weitergeleitet.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

OGV Auslassleitschaukel
 RANS Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Messung
 URANS Instationäre Reynolds-gemittelte Navier-Stokes
 LE Vorderkante Hinterkante
 TE

Verweise

1. Caruana, D.; Mignosi, A.; Robitaille, C.; Correge, M. Separated Flow and Buffeting Control. Strömungsturbulenzen. Combust. 2003, 71, 221–245. [\[CrossRef\]](#)
2. Harris, J.; Lad, B.; Stapelfeldt, S. Zweidimensionale Untersuchung der Grundlagen des OGV-Buffetings. ETC. 2021. Online verfügbar: <https://www.euroturbo.eu/publications/proceedings-papers/etc2021-607> (abgerufen am 13. Dezember 2021).
3. Jacquin, L.; Molton, P.; Deck, S.; Maury, B.; Soulevant, D. Experimentelle Untersuchung von Stoßschwingungen über einem transsonischen überkritischen Profil. AIAA J. 2009, 47, 1985–1994. [\[CrossRef\]](#)
4. Harris, JR; Lad, B.; Stapelfeldt, S. Untersuchung der Ursachen von Buffeting an Auslassleitschaukeln. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2020, virtuell, 21.–25. September 2020; Band 84218.
5. Babinsky, H.; Harvey, JK Shock Wave–Boundary–Layer Interactions; Cambridge University Press: Cambridge, Großbritannien, 2011; S. 461.
6. Crouch, JD; Garbaruk, A.; Magidov, D.; Travin, A. Ursprung des transsonischen Buffets auf Tragflächen. J. Fluid Mech. 2009, 628, 357–369. [\[Querverweis\]](#)
7. Lee, BHK Transsonisches Buffet an einem überkritischen Tragflächenprofil. Aeronaut. J. (1968) 1990, 94, 143–152. 8. Vahdati, M.; Sayma, AI; Imregun, M. Ein integrierter nichtlinearer Ansatz zur Vorhersage erzwungener Reaktionen von Turbomaschinen. Teil II: Fallstudien. J. Fluids Struct. 2000, 14, 103–125. [\[CrossRef\]](#)
9. Dods, J.; Vahdati, M. Rotating Stall Observations in a High Speed Compressor Part 2: Numerical Study; American Society of Mechanical Engineers (ASME): New York, NY, USA, 2014; Band 2D. [\[CrossRef\]](#)
10. Stapelfeldt, S.; Vahdati, M. Verbesserung des Flatterspielraums eines instabilen Fan-Blattes. J. Turbomach. 2019, 141, 071006. [\[CrossRef\]](#)
11. Iovnovich, M.; Raveh, DE Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Studie des Shock-Buffet-Instabilitätsmechanismus. AIAA J. 2012, 50, 880–890. [\[CrossRef\]](#)
12. Thiery, M.; Coustols, E. URANS-Berechnungen von stoßinduzierten Schwingungen über 2D-starren Tragflächenprofilen: Einfluss der Geometrie des Testabschnitts. Flow Turbul. Combust. 2005, 74, 331–354. [\[CrossRef\]](#)

-
13. Sayma, AI; Vahdati, M.; Imregun, M. Ein integrierter nichtlinearer Ansatz zur Vorhersage erzwungener Reaktionen von Turbomaschinen. Teil I: Formulierung. *J. Fluids Struct.* **2000**, *14*, 87–101. [\[CrossRef\]](#)
 14. Garicano-Mena, J.; Lani, A.; Deconinck, H. Ein energiedissipatives Mittel gegen Karbunkel: Anwendung auf Hyperschallströmungen um stumpfe Körper. *Comput. Fluids* **2016**, *133*, 43–54. [\[CrossRef\]](#)
 15. Lee, BH Selbsterhaltende Stoßschwingungen an Tragflächen bei transsonischen Geschwindigkeiten. *Prog. Aerosp. Sci.* **2001**, *37*, 147–196. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Strömung in Pillow-Plate-Kanälen für Hochgeschwindigkeits-Turbomaschinen Wärmetauscher

Stephan Sundermeier¹, Maximilian Passmann², Stefan aus der Wiesche 1,* und Eugeny Y. Kenig³

¹ Fakultät für Maschinenbau, Fachhochschule, 48565 Steinfurt, Deutschland; stephan.sundermeier@fh-

² muenster.de Lehrstuhl für Hydraulische Strömungsmaschinen, Ruhr-Universität Bochum, Universitätsstraße 150, 44801 Bochum, Deutschland;

maximilian.passmann@ruhr-uni-bochum.de ³ Lehrstuhl für Fluidverfahrenstechnik, Universität Paderborn, 33098 Paderborn, Deutschland; eugeny.kenig@upb.de * Korrespondenz: wiesche@fh-muenster.de; Tel.: +49-02551-

Zusammenfassung: In zahlreichen Turbomaschinenanwendungen, zB in Flugtriebwerken mit Regeneratoren zur Verbesserung des spezifischen Treibstoffverbrauchs (SFC), werden Wärmetauscher mit geringem Druckverlust bei Plattenwärmetauscher (PPHE) sind ein neuartiger Tauschertyp und vielversprechende Kandidaten für Anwendungen mit Hochgeschwindigkeitsströmungen, da ihre glatten Profile stumpfe Hindernisse im Strömungsweg. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Gesamtsystemverhalten und der Gasdynamik von Pillow-Plate-Kanälen. Ein Pillow-Plate-Kanal wurde in den Testabschnitt eines Blow-Down-Windkanals mit trockener Luft eingesetzt und kompressible Strömungsphänomene wurden unter Verwendung konventioneller und fokussierender Schlierenoptik untersucht; außerdem wurden statische und Gesamtdruckmessungen durchgeführt. Die Experimente stützten die Annahme, dass das Systemverhalten durch ein Fanno-Rayleigh-Strömungsmodell beschrieben werden kann. Da nur gewellte Wände mit glatten Profilen beteiligt waren, konnte die linearisierte Gasdynamik wichtige Strömungsmerkmale innerhalb des Kanals abdecken. Die Auswirkungen der gewellten Wandstrukturen auf Druckabfall und Machzahlverteilung innerhalb des Strömungspfad wurden untersucht und es wurde eine gute qualitative Übereinstimmung mit theoretischen und numerischen Vorhersagen festgestellt. Die vorliegende Analyse zeigt, dass die Druckverluste in Pillow-Plate-Wärmetauschern relativ gering sind, obwohl ihre starke turbulente Durchmischung hohe konvektive Wärmeübertragung bewirkt.

Schlüsselwörter: Wärmeübertragung; Gasdynamik; Flugzeugtriebwerke; ORC-Antriebssysteme; Pillow-Plate; Fanno-Rayleighströmung; kompressible Strömungsphänomene; Schlierenfotografie



Zitat: Sundermeier, S.; Passmann,

M.; aus der Wiesche, S.; Kenig, EY

Strömung in Pillow-Plate-Kanälen für

Hochgeschwindigkeits-Turbomaschinen-

Wärmetauscher. Int. J. Turbomach. Propuls.

Power 2022, 7, 12. [https://doi.org/10.3390/](https://doi.org/10.3390/ijtp7020012)

ijtp7020012

Wissenschaftlicher Herausgeber:

Francesco Montomoli

Erhalten: 13. Dezember 2021

Akzeptiert: 22. Februar 2022

Veröffentlicht: 22. März 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt

neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeit.

tionen.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der

unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-

NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

1. Einleitung

Die Ausströmgeschwindigkeit von thermischen Turbomaschinen ist typischerweise recht hoch. Diese hohe Geschwindigkeit kann zu erheblichen Exergieverlusten in nachgeschalteten Wärmetauschern führen, da Wärmetauscher traditionell nicht für Hochgeschwindigkeitsströmungen ausgelegt sind. So wird beispielsweise die Auslegung eines Dampfkraftwerks stark von Abgasverlusten beeinflusst, die durch die Kombination einer Niederdruckdampfturbine mit einem Abgasstrom mit hoher Mach-Zahl und einem Kondensator entstehen, wie von aus der Wiesche und Joos [1] ausführlich erörtert. Bei Gasturbinen sind die thermodynamischen Vorteile von Kreisläufen mit Zwischenkühlern und Regeneratoren wohlbekannt, dieser Ansatz ist jedoch durch erhebliche Druckverluste in den Wärmetauschern gekennzeichnet, was ihren Einsatz in großen Kraftwerken schwierig macht. Bei Flugtriebwerken ist das Hinzufügen eines Regenerators eine interessante Möglichkeit, den spezifischen Kraftstoffverbrauch zu verbessern, doch wird dies bei Gasturbinen, die zum Antrieb verwendet werden, aufgrund des zusätzlichen Gewichts normalerweise nicht umgesetzt. Eine Ausnahme war das frühe Allison T78-Turboprop-Triebwerk, das in Abbildung 1 dargestellt ist. Es war ein Versuch, ein Triebwerk mit deutlich geringerem Kraftstoffverbrauch bei Teilleistung zu bauen [2–4]. Heute wird die Reduzierung des gasturbinenspezifischen Kraftstoffverbrauchs durch Wärmetauscher zu einem Thema mit zunehmender Bedeutung. In organischen Rankine-Cycle-(ORC)-Antriebssystemen ist es üblich, direkt nach

Bei Verwendung eines Regenerators ist dieser Ansatz äußerst nachteilig, da der heiße Abgasdampfstrom aufgrund der geringen Schallgeschwindigkeit organischer Dämpfe typischerweise transsonisch oder sogar überschallschnell ist. Daraus resultieren erhebliche Exergieverluste, die den Gesamtwirkungsgrad des Zyklus

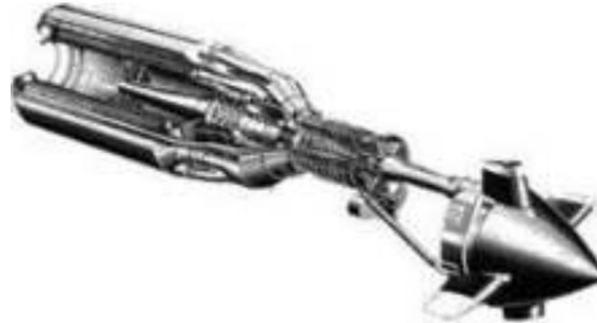


Abbildung 1. Schnittdarstellung des Allison T78 Turboprop-Triebwerks mit Regenerator der Allison Engine Company, adaptiert aus [6]. Der Regenerator ist hinter der Turbine angeordnet, um die Stirnfläche zu m

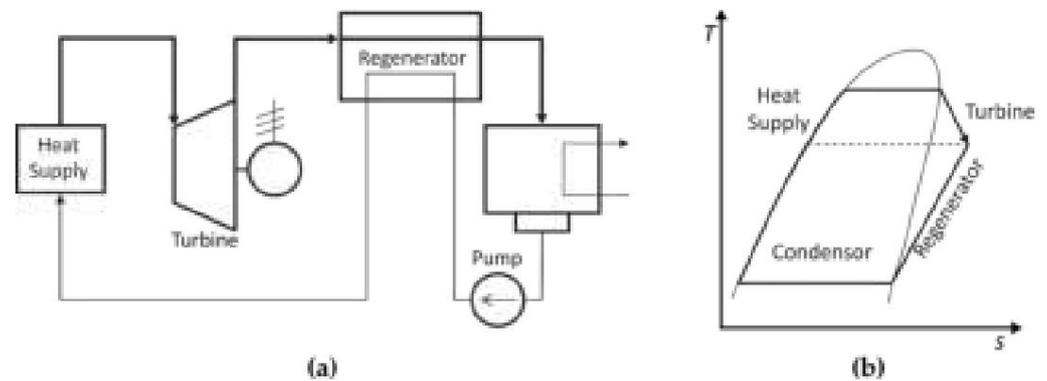


Abbildung 2. Organic Rankine Cycle (ORC) mit Regenerator nach der Turbine: (a) Zykluslayout; (b) Prozess im T,s -Diagramm.

In allen oben diskutierten Fällen wäre die Verwendung eines transsonischen oder Überschall-Fluid-Wärmetauschers mit geringen Druckverlusten und hohen konvektiven Wärmeübertragungskoeffizienten sehr attraktiv. Jede Wärmetauscherkonstruktion, die auf stumpfen Körpern basiert, wie z. B. Rohre, die in den Hochgeschwindigkeits-Querstrom eingesetzt werden, würde zu erheblichen Stoßverlusten führen. Eine interessante technische Lösung für dieses Problem könnte die Verwendung von Pillow-Plate-Geräten bieten. Pillow-Plate-Wärmetauscher (PPHE) sind ein neuartiger Wärmetauschertyp, der auf einer wellenförmigen, kissenartigen Plattengeometrie basiert, wie in Abbildung 3 schematisch dargestellt.

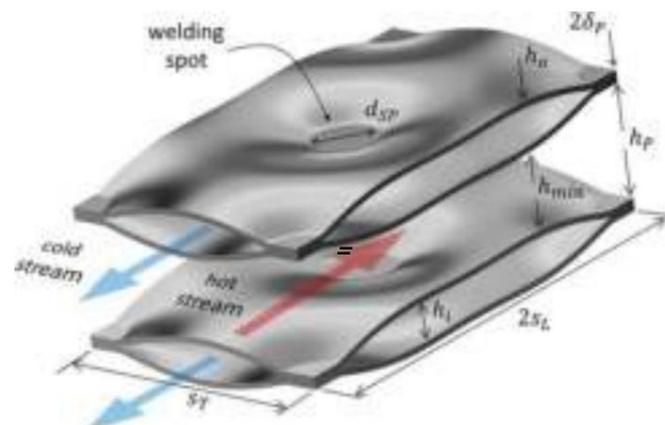


Abbildung 3. Darstellung eines Kissenplatten-Wärmetauschers (adaptiert von Piper et al. [6]).

Typischerweise bestehen PPHE aus parallelen Platten, die als Stapel angeordnet sind [7]). Ein Strömungsweg eines PPHE kann als glatter, welliger, wandbegrenzter Kanal ausgeführt werden. Die sanften Veränderungen im Kanalprofil tragen zur Reduzierung von Druckverlusten bei. Darüber hinaus ist aus Anwendungen mit Strömungen mit niedriger Geschwindigkeit bekannt, dass die konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund des Mischeffekts an den Schweißpunkten, die als Wärmeübertragung wirken, vergleichsweise hoch sind und die Grübchen im heißen Strömungsweg vergrößern [8].

In der Vergangenheit wurden Strömungen mit niedriger Geschwindigkeit in Kissenplatten-Wärmetauschern detailliert untersucht (siehe zum Beispiel [7–9]). Die erste Diskussion von Phänomenen mit Hochgeschwindigkeitsströmungen in Kissenplattenkanälen wurde kürzlich von Passmann et al. vorgeschlagen, die Ergebnisse der numerischen Strömungsmechanik (CFD) für eine adiabatische Kissenplattenkanalströmung vorstellten [10]. Diese Ergebnisse untermauerten qualitativ die analytische Vorhersage, dass diese Art von Strömung als eine Art Fanno-Strömung verstanden werden könnte. Die Schlussfolgerung, dass Hochgeschwindigkeitsströmungen in Kissenplattenkanälen durch ein quasi-eindimensionales kompressibles Strömungsmodell mit Reibung und Wärmeübertragung (Fanno-Rayleigh-Strömung) beschrieben werden könnten, hat erhebliche Auswirkungen auf das Systemverhalten, d. h. die

Dies wird im folgenden Abschnitt ausführlicher erläutert. Darüber hinaus wird das Ergebnis einer experimentellen Studie verwendet, um die Gültigkeit des vorgeschlagenen Fanno-Rayleigh-Strömungsmodells zu bestätigen. Diese experimentelle Untersuchung ermöglicht einen detaillierten Einblick in Hochgeschwindigkeitsströmungsphänomene, die in Pillow-Plate-Kanälen auftreten, und die Daten validieren die von Passmann et al. [10] verwendete CFD-Analysemethode.

2. Eindimensionales Fanno-Rayleigh-Strömungsmodell Bei

der Konstruktion von Turbomaschinen wird zu Beginn typischerweise eine Mittellinienanalyse durchgeführt, die relevante Informationen für detailliertere Analysen liefert. Im vorliegenden Fall bilden die betrachtete Turbomaschine und der Heißgasstrom durch einen Pillow-Plate-Wärmetauscher das technische System, für das eine im Wesentlichen eindimensionale kompressible Strömungsanalyse durchgeführt werden muss. Eine solche Konfiguration ist schematisch in Abbildung 4 dargestellt, wo die Turbine durch eine äquivalente Düse vereinfacht wird, die die Einströmbedingungen (Index 1) für den Pillow-Plate-Kanal schafft. Die Austrittsstation des Pillow-Plate-Kanals ist mit Index 2 gekennzeichnet, und seine strömungsmäßige Koordinate ist mit x gekennzeichnet. Die lateralen Koordinaten wären y und z . Obwohl eine tatsächliche Turbine keine passive Düse ist, ist diese Vereinfachung für den vorliegenden Zweck ausreichend, da die Gesamtcharakteristik einer Hochgeschwindigkeitsturbine durch ein drosselndes Massenstromverhalten, ähnlich einer Düse, gut angenähert wird, wie von Dixon und Hall [11] oder Horlock [12] diskutiert. Die Strömung mit Reibung (gekennzeichnet durch den Reibungsfaktor f) im Kissen-Platten-Kanal ist einer externen Wärmezufuhr oder einem Wärmeverlust (gekennzeichnet durch das Symbol q) ausgesetzt.

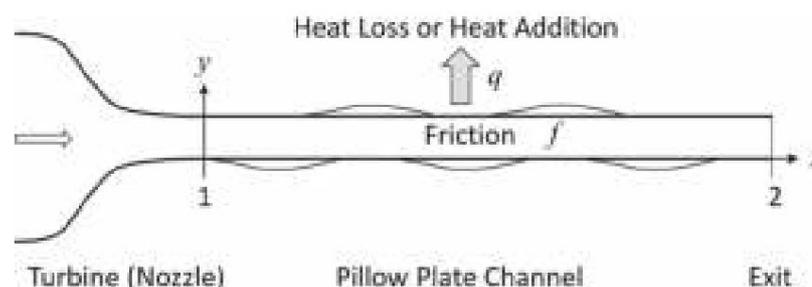


Abbildung 4. Schematische Darstellung des betrachteten Systems mit Turbine und Kissenplatten-Wärmetauscher.

Aufgrund der allgemeinen Bilanzgleichungen liegen bei einem gegebenen Massenstrom alle möglichen Strömungszustände im Pillow-Plate-Kanal auf einer Fanno-Rayleigh-Strömungslinie im T,s -Diagramm. Die Linien für die ideale Fanno-Strömung und die ideale Rayleigh-Strömung sind schematisch in Abbildung 5 dargestellt. Ohne Reibung, aber mit Wärmeübertragung würden die möglichen Strömungszustände durch die Rayleigh-Strömungslinie in Abbildung 5 beschrieben. Abkühlungsprozesse würden die Strömungszustände vom Punkt $M = 1$ mit maximaler Entropie s weg bewegen. Im Falle einer Unterschallströmung (Eintritts-Machzahl $M_1 < 1$) würden sich aufgrund der Abkühlung niedrigere Austritts-Machzahlen

$$= 1$$

$$1 < 1$$

$$1 > 1$$

Bei Überschallströmung (Eintritts-Machzahl $M_1 > 1$) würde die Machzahl aufgrund der Abkühlung ansteigen. Im Überschallzweig der Rayleighlinie könnte im Kühlkanal ein Stoß auftreten, der zu einem Unterschallströmungszustand führt, wie in **Abbildung 5** skizziert (siehe John und Keith [13]). Die Bedingung für diesen Stoß ist am gemeinsamen Punkt der Fanno- und der Rayleigh-Strömungslinie gegeben (bei der gegebenen Massenstromrate).

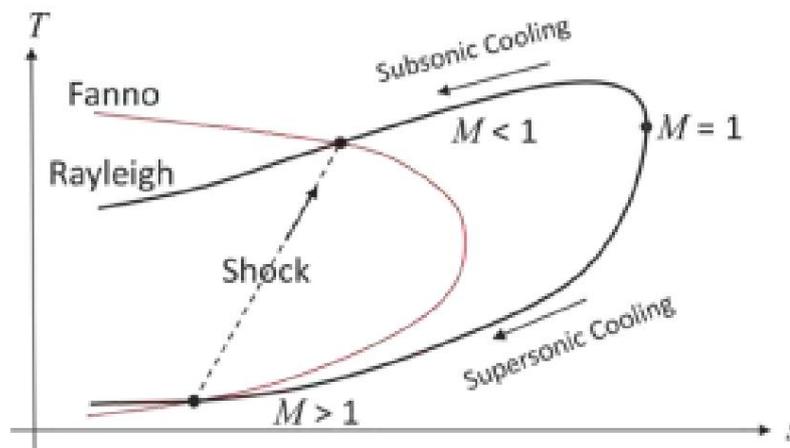


Abbildung 5. Schematische Darstellung der Fanno- und Rayleigh-Strömungslinien im T,s- Diagramm.

Unter Berücksichtigung der grundlegenden Bilanzgleichungen für ein beliebiges Kontrollvolumen entlang der Mittelstromkoordinate x kann die folgende Fanno-Rayleigh-Strömungsgleichung, die Änderungen der Kanalquerschnittsfläche, Reibung und Wärmeübertragung berücksichtigt, für ein ideales Gas mit Isentropenexponent γ hergeleitet werden: γ :

$$\frac{dM}{M} = \frac{1}{M} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{1}{M^2} + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{1}{M^2} + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} \left(\frac{1}{M^2} + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \frac{f}{M^2} + \frac{1 + \gamma M^2}{2} \frac{1}{cpT} \frac{dq}{dx} \right) \quad (1)$$

In Gleichung (1) bezeichnet A die effektive Querschnittsfläche des Pillow-Plate-Kanals und D den hydraulischen Durchmesser. Der Reibungsfaktor f wird unter Verwendung der Wandschubspannung τ_w durch $f = 8\tau_w/\rho c$ definiert. Im Fall einer vollständig turbulenten Pillow-Plate-Kanalströmung besteht aufgrund der Reynolds eine Beziehung zu Reynolds zwischen dem Reibungsfaktor f und dem Wärmeübergangskoeffizienten h . Der Wärmeübergangsterm in Gleichung (1) kann für eine bestimmte thermische Randbedingung explizit ausgewertet werden. Beispielsweise kann im Fall einer konstanten Wandheizrate der Wärmeübergangsterm als Funktion der Gesamttemperatur T_0 ausgedrückt werden, die aufgrund der isentropischen Bedingung eine Funktion der Mach-Zahl M ist.

Für einen Pillow-Plate-Kanal, siehe **Abbildung 3**, ist der Flächenterm $\frac{1}{A} \frac{dA}{dx}$ in Gleichung (1) periodisch und aufgrund der glatten Profile mit ihren moderaten relativen Flächenänderungen eher klein. Daher könnte das Gesamtverhalten des Systems qualitativ durch die Fanno-Rayleigh-Strömung ohne Flächenänderungen ausgedrückt werden. Wenn man den Flächenterm in Gleichung (1) überspringt und die Wärmeübertragung vernachlässigt, ist es eine einfache Aufgabe, die Drosselgrenze des Systems zu ermitteln. Integriert man die resultierende Gleichung aus $x = 0$ (dem Eingang mit der Eingangs-Machzahl M) und nimmt man die Drosselgrenze $M = 1$ am Ende des Pillow-Plate-Kanals bei $x = L$ an, ergibt sich eine Beziehung zwischen der Eingangs-Machzahl und der Länge L des Pillow-Plate-Kanals:

$$\frac{fL}{D} = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \ln 2\gamma - \frac{(\gamma + 1)M^2/2}{(\gamma - 1)M^2/2} + \frac{1}{\gamma} \frac{1 + \gamma}{M^2} \quad (2)$$

Gleichung (2) setzt die Pillow-Plate-Kanallänge L und die Eintritts-Machzahl M in Beziehung, um Drosselbedingungen am Ausgang des Kanals zu erreichen. Im Fall von $\gamma = 1,4$ ergibt sich beispielsweise für M der Grenzwert $fL/D = 0,8215$. Das bedeutet, dass im Fall einer Überschall-Einströmung die maximale Länge L eines adiabatischen Pillow-Plate-Kanals

in Bezug auf D/f ziemlich klein sein (der Reibungsfaktor f für Überschallströmungen an glatten Grenzen vorbei liegt jedoch in der Größenordnung von $f = 0,02$, und daher könnte die maximale Länge L ein Vielfaches des hydraulischen Durchmessers D betragen).

Die Drosselung am Ende eines langen Pillow-Plate-Kanals bestimmt den maximalen Massenstrom durch das System. Durch zusätzliche Kühlung kann der maximale Massenstrom erhöht werden, aber im Falle einer Erwärmung führt die Wärmezufuhr zu einer stärkeren Drosselung, die die maximale theoretische Länge verringert. Ein längerer Pillow-Plate-Kanal würde dann zu einer Verringerung des Massenstroms führen. Diese Mechanismen haben wichtige Auswirkungen auf den Turbinenaustrittszustand (Abgasdruck) und den Turbinenmassenstrom. Das Hinzufügen des Pillow-Plate-Wärmetauschers neigt dazu, den Massenstrom durch das gesamte System zu verringern, und das Design der Turbine würde aufgrund seiner Auswirkungen auf die resultierende Druckverteilung direkt von der Drosselung der Fanno-Rayleigh-Strömung beeinflusst.

Obwohl die obige Diskussion (d. h. Abbildung 5 und Gleichungen (1) und (2)) explizit ein ideales Gas betrachtet, kann der physikalische Hauptmechanismus zumindest im verdünnten Gasbereich auch für ein nicht-ideales Gas oder einen organischen Dampf angenommen werden. In diesem Fall würde der Isentropenexponent γ durch einen verallgemeinerten Exponenten ersetzt (siehe zum Beispiel Kouremenos und Antonopoulos [14]).

3. Linearisierte Gasdynamik und Strömungen in Pillow-Plate-Kanälen

Zusätzlich zum obigen eindimensionalen Modell für kompressible Strömung mit Reibung und Wärmeübertragung können durch die linearisierte Gasdynamik wertvolle Informationen über die Gesamtströmungsgeschwindigkeit und die Druckverteilung im Pillow-Plate-Kanal gewonnen werden. Die Linearisierung der maßgebenden Gleichungen der Gasdynamik ist bei glatten Profilen und reibungsfreier Strömung eine leistungsfähige Methode, da analytische Ergebnisse und bestimmte Beziehungen zwischen den Strömungsvariablen abgeleitet werden können [13]. In der linearisierten Gasdynamik wird das Geschwindigkeitsfeld üblicherweise als Summe einer Hauptgeschwindigkeit mit gleichmäßiger Geschwindigkeit U und eines Störgeschwindigkeitsfelds ausgedrückt, das aus einem Geschwindigkeitspotential \tilde{y} berechnet werden kann. Wellenwandeffekte auf die resultierende Strömung sind im Störgeschwindigkeitspotential \tilde{y} enthalten. Dieses Störgeschwindigkeitspotential \tilde{y} lässt sich durch Lösen der (Unterschall-)Störungsgleichung berechnen:

$$1 - \tilde{y} M^2, \quad \frac{\tilde{y} \partial^2 \tilde{y}}{\tilde{y}_x^2} + \frac{\tilde{y} \partial^2 \tilde{y}}{\tilde{y}_y^2} + \frac{\tilde{y} \partial^2 \tilde{y}}{\tilde{y}_z^2} = 0 \quad (3)$$

In Gleichung (3) ist M die lokale Mach-Zahl der ungestörten Hauptströmung (mit Geschwindigkeit U) in der Kanalmitte bei $z = H/2$ (mit Kanalhöhe H), die eine Funktion der Strömungskordinate x ist.

3.1. Kohärente Druckschwingungen

Das Störungspotential hängt von den Randbedingungen ab, die durch die Höhenfunktion z an der Wandoberfläche vorgegeben werden. Im Fall von Kissenplatten kann die periodische Höhenfunktion z an der Wandoberfläche durch eine doppelte Fourierreihe mit den Modi $z_{x,y} = \tilde{y}_x \sin(k_x x) \sin(k_y y)$ ausgedrückt werden. Aufgrund des linearen Charakters der Störungsgleichung (3) kann jeder Höhenmodus separat betrachtet und die endgültige Lösung von \tilde{y} als Summe der Modi berechnet werden.

$$\tilde{y}_x = \frac{U k_x \tilde{y}_x}{k_x y} \cos(k_x x) \sin(k_y y) \frac{\exp(\tilde{y} k_x y z)}{\exp(\tilde{y} 2 k_x y H \tilde{y} 1)} \frac{\exp(k_x y z)}{\exp(2 k_x y H \tilde{y} 1)} \quad \text{mit } k_x y = 1 - \tilde{y} M^2, \quad k_x^2 + k_y^2 = k_a^2 \quad (4)$$

Die obige Lösung (4) führt zu dem Ergebnis, dass bei einer Unterschallströmung durch den Kanal Druckschwingungen auftreten, die mit den Kissenplatten-Elevationsschwingungen kohärent sind. Dies kann man erkennen, indem man Lösung (4) in die Definition des statischen Druckkoeffizienten einsetzt:

$$C_p = \frac{p - \tilde{y} p}{\tilde{y} 2} = \frac{(p/\tilde{y}) \tilde{y} 1 - \tilde{y} M^2}{\tilde{y} 2}, \quad \frac{2 \tilde{y} \tilde{y}}{U \tilde{y}_x} \quad (5)$$

Die sinusförmigen Wanddruckschwingungen aufgrund der welligen Wand werden bei Unterschallströmung mit zunehmendem Wandabstand z exponentiell gedämpft. Bei endlicher Kanalhöhe H sind diese Schwingungen in der Kanalmittelebene ($z = H$) noch beobachtbar.

3.2. Ähnlichkeitsregeln für Ergebnisse bei Unterschallströmung und inkompressibler Strömung

In der wissenschaftlichen Literatur sind zahlreiche Ergebnisse für inkompressible Strömungen durch Pillow-Plate-Kanäle verfügbar [7,8]. Die linearisierte Gasdynamik führt direkt zu den Ähnlichkeitsregeln von Prandtl–Glauert und Goethert, die die (unterschallmäßige) kompressible Strömung mit ihrer inkompressiblen Referenz verbinden [13]. Im Rahmen dieser linearisierten Theorie können die folgenden allgemeinen Schlussfolgerungen gezogen werden:

Im Fall einer festen Pillow-Plate-Geometrie kann der statische Druckkoeffizient (5) mit seinem inkompressiblen Strömungsergebnis $C_{p,i}$ durch den Prandtl–Glauert-Faktor in Beziehung gesetzt werden, d. h. $C_p = C_{p,i} \sqrt{M^2}$. Dies bedeutet, dass die Amplitude der kohärenten Schwingungen mit zunehmender Mach-Zahl zunimmt.

Die Störungsgleichung (3) ermöglicht die Interpretation, dass eine kompressible Strömung im Koordinatensystem (x, y, z) gleichwertig mit einer inkompressiblen Strömung (Index i) ist, wenn die Transformation $x = x_i \sqrt{M^2}$, $y = y_i \sqrt{M^2}$ und $z = z_i \sqrt{M^2}$ angenommen. Für Beispielsweise könnte eine Pillow-Plate-Konstruktion, die durch bestimmte Werte für ihre geometrischen Parameter h_{min} , h_p und s_L charakterisiert ist (siehe Abb. 3), was zu einem optimalen Wärmeübergangsverhalten im inkompressiblen Strömungsbereich führen würde, gemäß den Regeln der Koordinatentransformation gestreckt werden, um eine neue optimale Pillow-Plate-Kanalkonstruktion für eine kompressible Strömung bei einer Unterschall-Machzahl M zu erzeugen.

4. Versuchsaufbau und Durchführung

Die oben genannten theoretischen Überlegungen und Vorhersagen wurden durch eine experimentelle Studie mit einem adiabatischen Pillow-Plate-Kanal überprüft (die Wärmezufuhr oder der Wärmeverlust im Testkanal würde einen erheblichen zusätzlichen Aufwand erfordern, der über den Rahmen der vorliegenden Validierungsstudie hinausgeht).

Die experimentellen Untersuchungen wurden in einem Blow-down-Windkanal durchgeführt, der schematisch in Abbildung 6 dargestellt und von Passmann et al. [15] näher erläutert wird. Als Arbeitsmedium diente Druckluft (Maximaldruck 8 bar). Das Befüllen der Luftspeicher wurde durch das Magnetventil MV1 ermöglicht. Temperatur und Druck des Speichersystems wurden kontinuierlich aufgezeichnet. Die gesamte Testanlage wurde mit einem PC und der LabView-Software des Herstellers National Instruments mit Sitz in Austin, Texas, gesteuert. Der Blow-down-Testlauf wurde durch ein Koaxialventil CV1 gesteuert, siehe Abbildung 6. Der Pillow-Plate-Kanal wurde im Testabschnitt des Windkanals platziert, wie in Abbildung 7a dargestellt.

Die Ein- und Auslassströmungsbedingungen des Testabschnitts wurden durch statische und Gesamtdruckmessungen ermittelt. In früheren Tests wurde festgestellt, dass die Einlass-Pitot-Sonde den Zufluss nicht wesentlich störte. Die statische Druckverteilung entlang der Mitte des Pillow-Plate-Kanals wurde mithilfe von 40 zentral an der Endwand des Pillow-Plate-Kanals angebrachten Hähnen gemessen (siehe Abbildung 7b). Zusätzlich zu den statischen und Gesamtdruckmessungen ermöglichten die transparenten Seitenwände des Pillow-Plate-Kanals eine optische Visualisierung mithilfe sowohl konventioneller als auch fokussierender Schlierenoptik. Darüber hinaus wurden Studien zur Visualisierung des Oberflächenöflusses durchgeführt, um ein qualitatives Bild des Fließverhaltens zu erhalten.

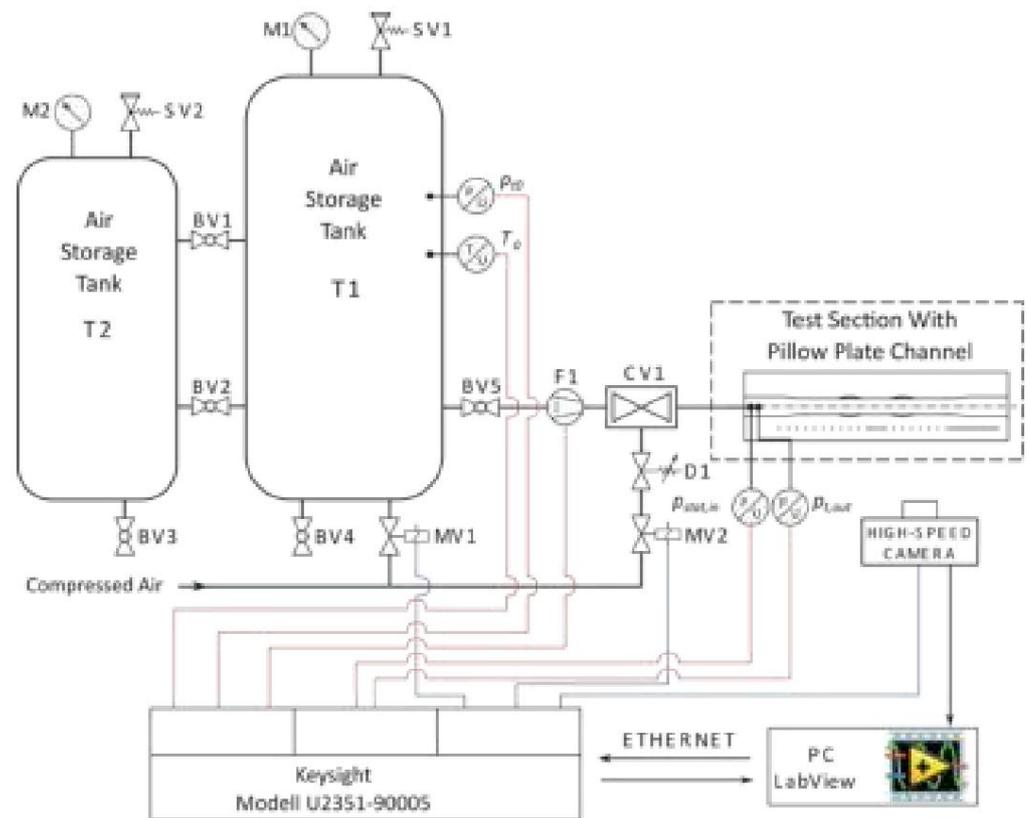


Abbildung 6. Blow-Down-Windkanalanlage.

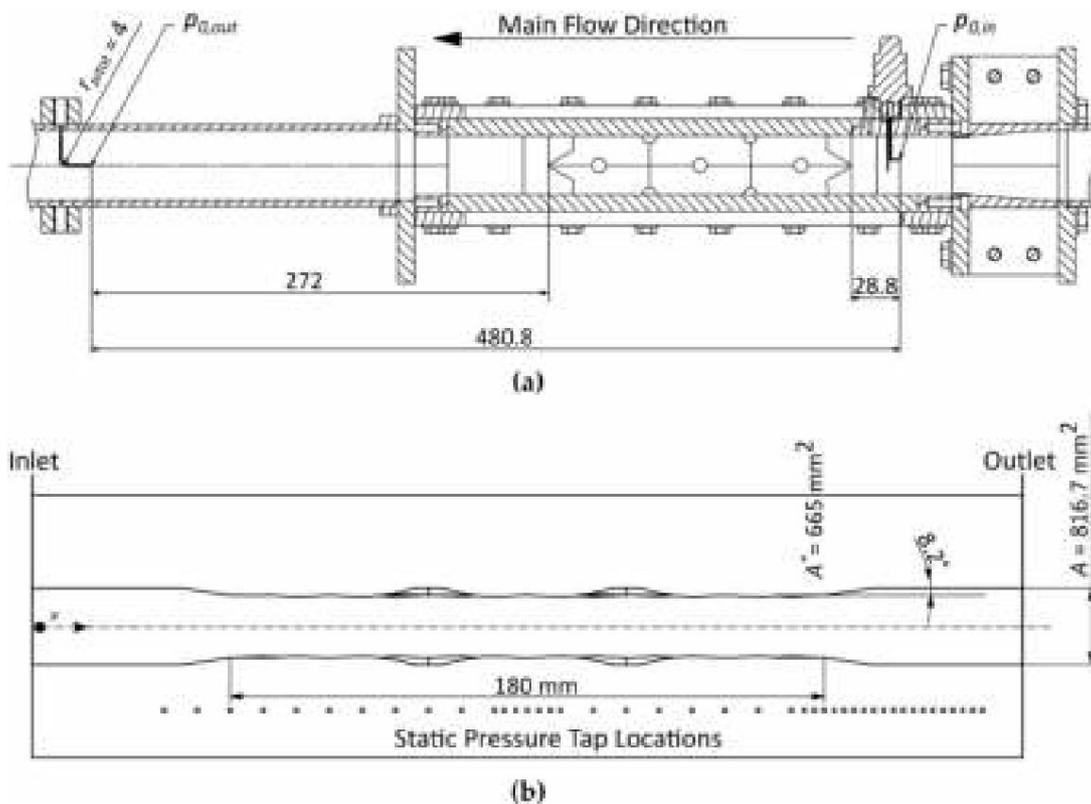


Abbildung 7. Testabschnitt: (a) Testabschnitt mit Pitot-Sonden; (b) Details des Pillow-Plate-Testabschnitts.

Während konventionelle Schlierenoptiken in der Literatur ausführlich behandelt werden, werden fokussierende Schlierenoptiken seltener eingesetzt. Der prinzipielle Aufbau der verwendeten fokussierenden Schlierenoptik ist in Abbildung 8 dargestellt, Einzelheiten finden sich an anderer Stelle (siehe Weinstein [16] und Passmann et al. [17]). In Kombination mit einer Hochgeschwindigkeitskamera ermöglichte die fokussierende Schlierenoptik eine detaillierte Visualisierung vorübergehender Phänomene in bestimmten Beobachtungsebenen im Testabschnitt.

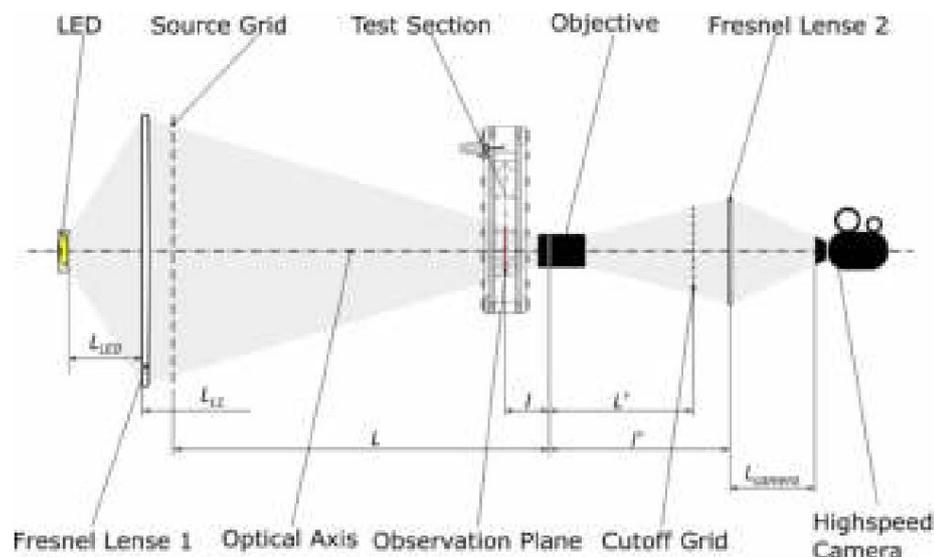


Abbildung 8. Schematische Darstellung des Aufbaus des fokussierenden Schlierenoptiksystems.

5. Ergebnisse und Diskussion

Das Hauptziel der vorliegenden experimentellen Untersuchung bestand darin, qualitative Ergebnisse für die Strömungsphänomene zu sammeln, die im betrachteten Pillow-Plate-Kanal auftreten. Die vorliegende Studie beschränkte sich auf (starke) unterschallschnelle Zuflussbedingungen, da dieses Strömungsregime von großem praktischem Interesse ist (eine Untersuchung von überschallschnellen Zuflussbedingungen würde eine zusätzliche Lavaldüse in der Zulaufzone erfordern, die nicht Teil des Testabschnitts war, siehe Abbildung 7).

5.1. Würgeverhalten und Druckschwankungen

Ein allgemeines Merkmal der Fanno-Strömung ist ihr Drosselverhalten. Dies bedeutet, dass bei hohen Unterschall-Zufluss-Machzahlen am Ende des Pillow-Plate-Kanals ein Stoß auftritt ($M = 1$, unabhängig vom Stagnationsdruckniveau p_0). Dies wird in Abbildung 9 veranschaulicht. In Abbildung 9 werden herkömmliche Schlierenbilder im Auslassbereich des Pillow-Plate-Kanals für verschiedene Stagnationsdruckniveaus gezeigt. In jedem Fall wird am Ende des Kanals die Machzahl $M = 1$ erreicht und es tritt ein Stoß auf. Bei höheren Druckniveaus ergibt sich ein komplexes Muster in der sich ausdehnenden Strömung in der Auslasspufferzone. Darüber hinaus weist eine periodische Schattierung im Pillow-Plate-Kanalbereich (linke Seite der in Abbildung 9 gezeigten Bilder) auf ein oszillierendes Verhalten der Machzahlverteilung innerhalb des Kanals aufgrund des periodischen Oberflächenprofils hin. Diese Beobachtung stimmte gut mit der Variation der statischen Druckverteilung überein, die entlang der Pillow-Plate-Wand gemessen wurde und für ein höheres Stagnationsdruckniveau in Abbildung 10 gezeigt ist. Das Farbbild des Einlasses in Abbildung 10 zeigt eine simulierte Mach-Zahl-Verteilung von Passmann et al. [10] mit seinem expandierenden Charakter. Das oszillierende Verhalten des statischen Drucks ist in Abbildung 10 gut zu erkennen. Die Druckschwankungen stehen im Einklang mit dem Profil der Kissenplattenwandoberfläche. Entsprechend der analytischen Vorhersage für reibungsfreie kompressible Strömung, siehe Gleichung (5) und Lösung (4), spiegeln die statischen Druckoszillationen das Kissenplattenmuster direkt wider. Aufgrund des Profils und der Ausrichtung der Vertiefungen entlang des Kissenplattenkanals, s

der Maxima in Abbildung 10 wechseln zwischen zwei verschiedenen Niveaus (d. h. die ungeraden Maxima sind aufgrund der effektiven Querschnittsfläche des Kanals einschließlich des Grübchenmusters etwas höher als die anderen Maxima). Darüber hinaus ist in Abbildung 10 auch ein leichter Rückgang des durchschnittlichen statischen Drucks mit zunehmender Kanallängenkoordinate erkennbar. Dieser leichte Rückgang stellt den Druckabfall aufgrund der Reibung innerhalb des Kanals dar. Aufgrund des Stoßes am Ende des Kissenplattenkanals trat jedoch

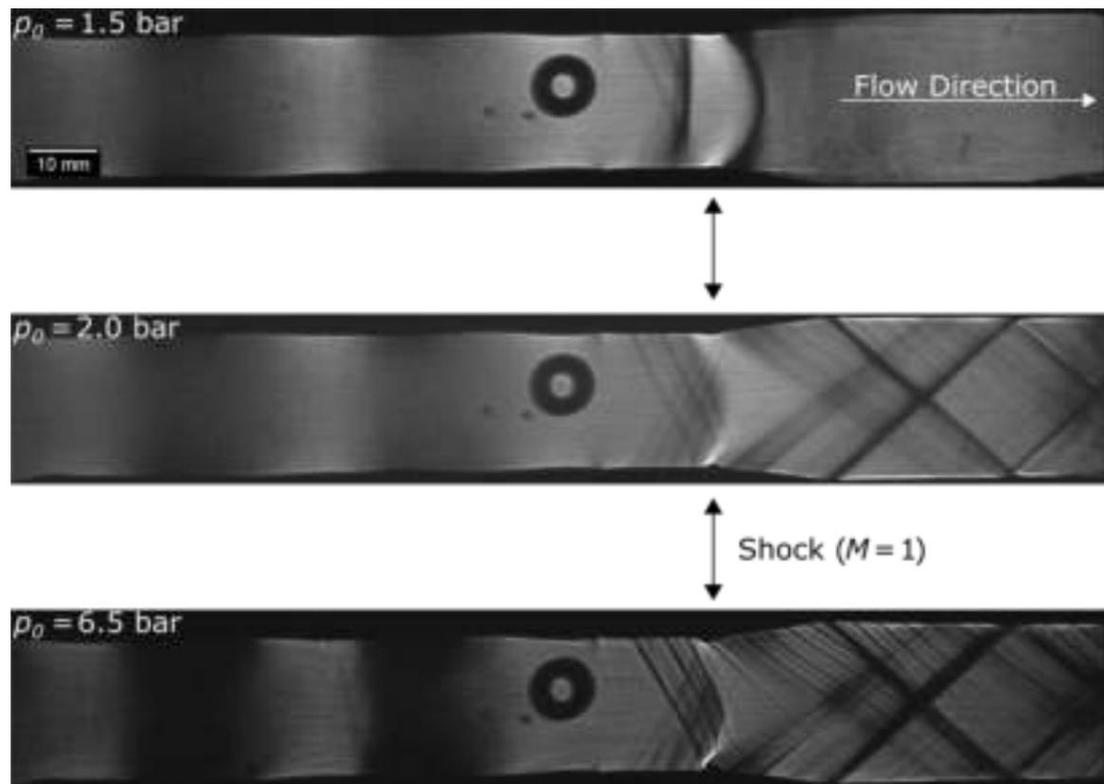


Abbildung 9. Schlierenbilder für verschiedene Werte des Stagnationsdrucks β_0 .

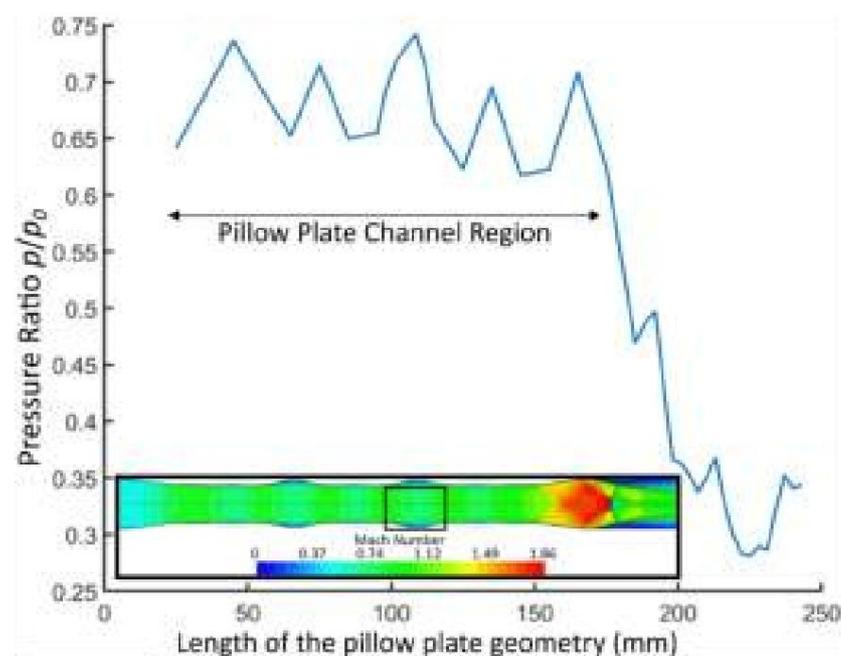


Abbildung 10. Statisch normalisierte Druckverteilung gegenüber der Längenkoordinate.

5.2. Pillow-Plate-Profil und Mischung Das

Oberflächenprofil eines Pillow-Plate-Kanals kann als Wand mit glatten Grübchen interpretiert werden. Diese Grübchen erhöhen die Strömungsmischung bei Strömungen mit niedriger Geschwindigkeit erheblich, was zu einer verbesserten konvektiven Wärmeübertragung führt. In der vorliegenden Studie wurde das Mischverhalten einer starken Unterschallströmung über einer Pillow-Plate-Oberfläche mit Grübchen unter Einsatz fokussierender Schlierenoptik und Visualisierungen der Ölströmung an der Oberfläche untersucht. Mit herkömmlichem Schlieren ist es nicht möglich, die Strömung über Grübchen in einer wohldefinierten Beobachtungsebene zu erhalten. In [Abbildung 11](#) ist die Strömungsstruktur hinter einer Grübchen dargestellt.

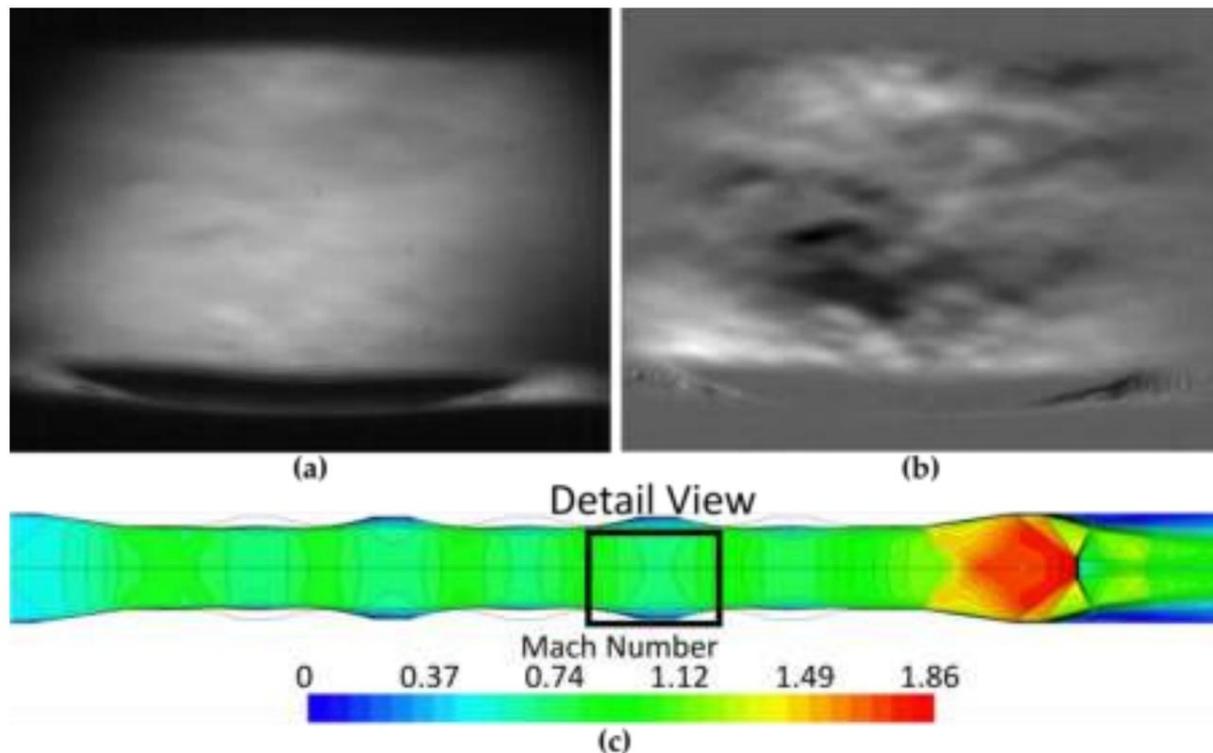


Abbildung 11. Fokussierendes Schlierenoptikbild der Strömung über einer Delle in einem Kissenplattenkanal: (a) Schlierenbild ohne Subtraktion des Hintergrunds; (b) Bild nach Entfernung von Hintergrundstörungen und Fourier-optischer Nachbearbeitung; (c) Darstellung der Position des in (a) gezeigten Bildes im Kissenplattenkanal .

Hier befand sich die Beobachtungsebene der fokussierenden Schlierenoptik in der Mitte einer Vertiefung. In [Abbildung 11b](#) wird der zweischichtige Aufbau der Strömung sichtbar : eine langsame Strömung in den Vertiefungen und eine turbulente, kompressible Strömung oberhalb der Vertiefung. Mithilfe der in [Abbildung 12](#) gezeigten Visualisierungen des Oberflächenölflusses konnte die durch die Grübchen verursachte Hauptwirbelstruktur demonstriert werden. [Abbildung 12a](#) zeigt das regelmäßige Oberflächenölflussmuster der Pillow-Plate-Wand mit ihren zahlreichen Grübchen. Wie aus der Analyse inkompressibler Strömungen bekannt, wird durch Grübchen ein hufeisenförmiges Wirbelsystem verursacht. In den Grübchen sind in [Abbildung 12b](#) starke Rückflusszonen erkennbar, die durch die Ansammlung von Öl verursacht werden. [Abbildung 12c](#) zeigt die Ergebnisse einer Simulation, die alle oben diskutierten Strömungsmerkmale umfasst.

Der Wirbel- und Rückfluss in den Vertiefungen ist durch eine niedrige Machzahl gekennzeichnet ([Abbildungen 11b](#) und [12c](#)). Das in [Abbildung 12](#) dargestellte starke Wirbelmuster deutet auf einen starken Mischeffekt und damit einen hohen konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten hin, wie im Fall inkompressibler Kissenplattenkanalströmungen.

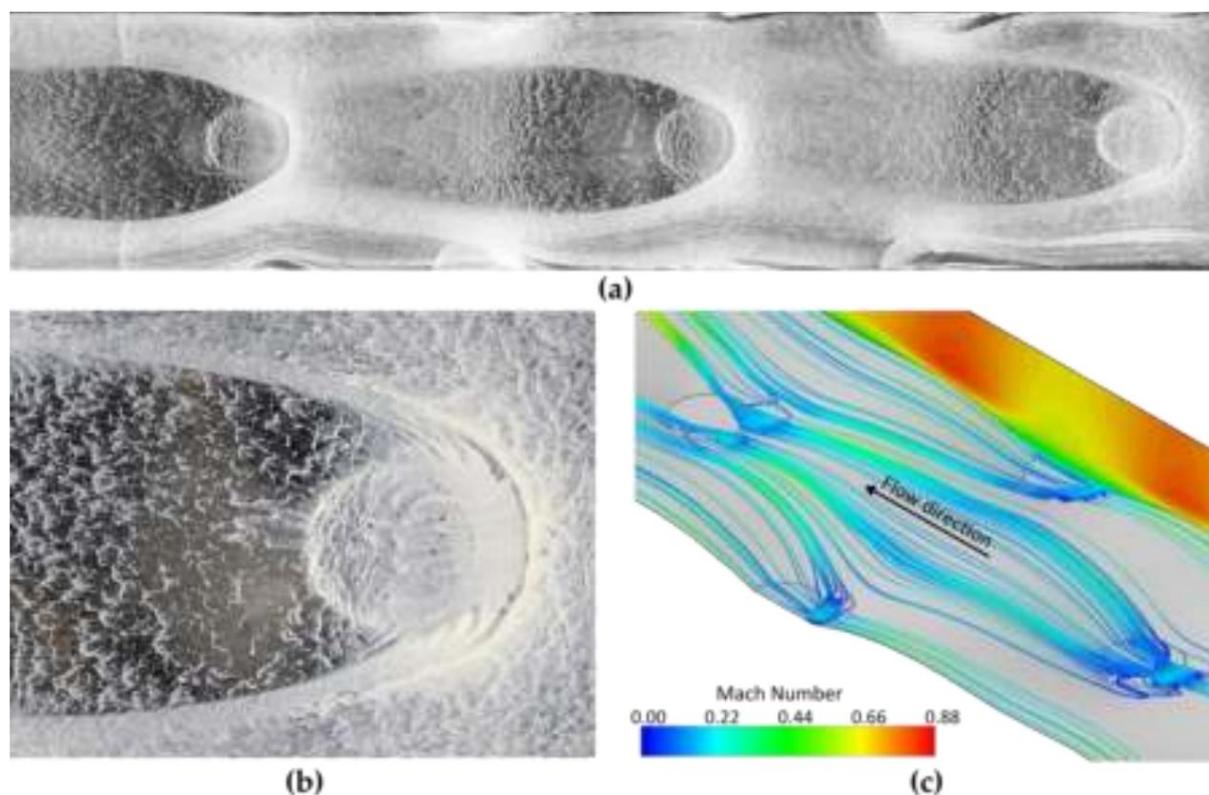


Abbildung 12. Visualisierung der Wirbelstruktur, die durch Grübchen in einem Pillow-Plate-Kanal verursacht wird: (a) Pillow-Plate-Kanalwand; (b) Detailansicht der ersten Grübchen; (c) CFD-Simulation.

6. Schlussfolgerungen

In dieser Arbeit wurden das Gesamtsystemverhalten und die Hochgeschwindigkeitsströmungsdetails in Pillow-Plate-Kanälen experimentell untersucht. Ein Pillow-Plate-Kanal wurde im Testabschnitt eines mit trockener Luft betriebenen Blow-Down-Windkanals platziert und die resultierende Gasdynamik wurde mit konventioneller und fokussierender Schlierenoptik untersucht. Darüber hinaus wurden statische und Gesamtdruckmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser qualitativen Studie stimmten gut mit den theoretischen Vorhersagen für kompressible Strömungen an Pillow-Plate-Kanälen überein.

Hinsichtlich möglicher Anwendungen von Kissenplatten-Wärmetauschern in Kombination mit Hochgeschwindigkeits-Turbomaschinen können folgende Schlussfolgerungen gezogen werden: Die kompressible Strömung

durch Kissenplatten-Wärmetauscher kann als eine Art Fanno-Rayleigh-Strömung interpretiert werden. Dies bedeutet, dass das Drosselverhalten am Ende des Kanals berücksichtigt werden muss, das die Austrittsbedingungen der Turbomaschine beeinflusst. Der Druckabfall aufgrund von Reibung ist im Kissenplattenkanal vergleichsweise gering, aufgrund der erheblichen

Misch- und Wirbelstrukturen sind jedoch hohe konvektive Wärmeübertragungskoeffizienten zu erwarten. Diese Strömungsphänomene ähneln eher der inkompressiblen Strömung.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die beobachteten Effekte darauf schließen lassen, dass Kissenplatten-Wärmetauscher vielversprechende Kandidaten für Anwendungen mit Hochgeschwindigkeitsströmungen sind.

Beiträge der Autoren: Datenkuratierung, SS, MP und EYK; Formale Analyse, SadW; Untersuchung, SS, MP, SadW und EYK; Projektverwaltung, SadW; Software, SS; Validierung, SadW und EYK; Visualisierung, SS, MP, SadW und EYK; Schreiben – Originalentwurf, SadW; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, SS, MP und EYK. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Erklärung zur Datenverfügbarkeit: Die Autoren bestätigen, dass alle für diese Studie relevanten Daten in das Papier.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

A	Fläche, m ²
c	Geschwindigkeit, m/s
C _p	Druckkoeffizient
c _p	isobare spezifische Wärmekapazität, J/(kg K)
D	hydraulischer Durchmesser, m
F	Reibungsfaktor
H	Kanalhöhe
	Wärmedurchgangskoeffizient, W/(m ² K)
hk	Wellenzahl, 1/m
M	Länge, m
M	Mach-Zahl
P	Druck, Pa
s	spezifische Entropie, J/K
T	Temperatur, K
U	Massenströmungs- oder Freistromgeschwindigkeit, m/s
X	Koordinate in Hauptströmungsrichtung, m
j	Koordinate (normal zur Fließrichtung), m
Z	Koordinate der Oberflächenhöhe, m
Griechische Symbole	
γ	Isentropenexponent
γ	Dichte, kg/m ³
γ	Geschwindigkeitspotential, m ² /s
γ _w	Wandschubspannung, Pa

Verweise

- aus der Wiesche, S.; Joos, F. (Hrsg.) Handbuch Dampfturbinen; Springer Vieweg: Wiesbaden, Deutschland, 2018.
- Bathie, WW Fundamentals of Gas Turbines, 2. Auflage; Wiley & Sons: New York, NY, USA, 1996.
- Bräunling, WJG Flugzeugtriebwerke, 2. Aufl.; Springer: Berlin, Deutschland, 2004.
- Sunden, B.; Fu, J. Luft- und Raumfahrt-Wärmetauscher. In Wärmeübertragung in Luft- und Raumfahrtanwendungen; Academic Press: New York, NY, USA, 2017; Kapitel 6.
- Macchi, E.; Astolfi, M. (Hrsg.) Organic Rankine Cycle (ORC) Power Systems; Elsevier: Amsterdam, Niederlande, 2017.
- McDonald, CF; Massardo, AF; Rodgers, C.; Stone, A. Rekuperierte Gasturbinen-Flugtriebwerke, Teil I: Frühe Entwicklungsaktivitäten. Aircr. Eng. Aerosp. Technol. 2008, 80, 139–157. [\[CrossRef\]](#)
- Piper, M.; Olenberg, A.; Tran, JM; Gödecke, R.; Scholl, S.; Kenig, EY Bestimmung charakteristischer Geometrieparameter von Thermoblech-Wärmeübertragern. Chem. Ing. Techn. 2014, 86, 1214–1222. [\[CrossRef\]](#)
- Piper, M.; Tran, JM; Kenig, EY Eine CFD-Studie der thermohydraulischen Eigenschaften von Plattenwärmetauschern. Proceedings der ASME 2016 Heat Transfer Summer Conference, Washington, DC, USA, 10.–14. Juli 2016.
- Mitrovic, J.; Maletic, B. Numerische Simulation von Flüssigkeitsströmung und Wärmeübertragung in Thermoplaten. Chem. Eng. Technol. 2011, 34, 1439–1448. [\[CrossRef\]](#)
- Passmann, M.; aus der Wiesche, S.; Kenig, EY Über die langsame und schnelle Strömung von Gasen durch Kissenplattenkanäle. Proceedings der ASME-JSME-KSME 2019 Joint Fluids Engineering Conference, San Francisco, CA, USA, 28. Juli–1. August 2019. Paper-ID AJ-KFLUIDS2019-4633.
- Dixon, SL; Hall, CA Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery, 6. Auflage; Butterworth-Heinemann: Burlington, VT, USA, 2010.
- Horlock, JH Axial Flow Turbines; Krieger Publishing: Malabar, FL, USA, 1985.
- John, JE; Keith, TG Gas Dynamics, 3. Auflage; Pearson: Upper Saddle River, NJ, USA, 2006.
- Kouremenos, DA; Antonopolous, KA Isentropenexponenten realer Gase und Anwendung für Luft bei Temperaturen ab 150 K bis 450 K. Acta Mech. 1987, 65, 81–99. [\[CrossRef\]](#)

-
15. Passmann, M.; aus der Wiesche, S.; Joos, F. Eine experimentelle und numerische Untersuchung von Leckageströmungen an der Turbinenspitze in einem idealisierten Turbinenspitzenspalt bei hohen Machzahlen. In Proceedings of the ASME-Turbo Expo 2018, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018; Paper-ID GT2018-76366.
 16. Weinstein, LM Großfeld-Schlierensystem mit hoher Helligkeit und Fokussierung. AIAA J. 1993, 31, 1250–1255. [[CrossRef](#)]
 17. Passmann, M.; aus der Wiesche, S.; Joos, F. Focusing schlieren visualization of transonic turbine tip-leakage flows. In Proceedings of the 13th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics, Lausanne, Schweiz, 8.–12. April 2019; Paper-ID ETC2019-326.

Artikel

Der Profilverlust additiv gefertigter Rotorblätter für organische Rankine-Cycle-Turbinen

Leander Hake 1,* , Felix Reinker¹, Robert Wagner¹, Stefan aus der Wiesche und Markus Schatz

- ¹ Labor für Wärme-, Energie- und Motorentchnik, Fachbereich Maschinenbau, Fachhochschule Münster, Campus Steinfurt, 48565 Steinfurt, Deutschland; f.reinker@fh-muenster.de (FR); r.wagner@fh-muenster.de (RW); wiesche@fh-muenster.de (SadW)
- ² Labor für Strömungsmaschinen für Energietechnik, Helmut-Schmidt-Universität, 22043 Hamburg, Deutschland; markus.schatz@hsu-hh.de * Korrespondenz: leander.hake@fh-muenster.de

Zusammenfassung: Es werden Ergebnisse einer experimentellen Profilverluststudie einer additiv gefertigten linearen Turbinenkaskade präsentiert, die im Testabschnitt eines geschlossenen Windkanals für organische Dämpfe platziert ist. Diese Testanlage an der Fachhochschule Münster ermöglicht die Untersuchung von hohen subsonischen und transsonischen organischen Dampfströmungen unter ORC-Turbinenströmungsbedingungen bei erhöhtem Druck- und Temperaturniveau. Für die Kaskade wurde ein Tragflächenprofil aus der frei zugänglichen Literatur ausgewählt, und der organische Dampf war Novac 649TM. Pitotsonden maßen das Strömungsfeld vor und nach der Kaskade. Der Turbulenzgrad des Zuflusses betrug 0,5 %. Die Rauheitsparameter der metallgedruckten Schaufeln wurden bestimmt und die erste Reihe von Strömungsmessungen durchgeführt. Anschließend wurden die Schaufeloberflächen weiter bearbeitet und die Auswirkung der Rauheit auf die Profilverluste in der zweiten Reihe von Strömungsmessungen bewertet. Obwohl die Reynoldszahl relativ hoch war, reduziert eine weitere Oberflächenbearbeitung die Profilverluste.

Schlüsselwörter: Turbomaschinen; Aerodynamik; Profilverlust; ORC-Turbinen



Zitat: Hake, L.; Reinker, F.;

Wagner, R.; aus der Wiesche, S.;

Schatz, M. Der Profilverlust von Additiv gefertigte Rotorblätter für

Turbinen mit organischem Rankine-Zyklus. Int.

J. Turbomach. Propuls. Power 2022, 7, 11.

<https://doi.org/10.3390/ijtp7010011>

Wissenschaftlicher Herausgeber: Francesco Martelli

Erhalten: 30. November 2021

Akzeptiert: 3. März 2022

Veröffentlicht: 21. März 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-NC-ND) (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

1. Einleitung

Additive Fertigung (auch als 3D-Drucktechnologie bekannt) bietet ein hervorragendes Potenzial für viele Turbomaschinenanwendungen, da sich damit komplexe Schaufeldesigns realisieren lassen (siehe zum Beispiel Magerramova et al. [1], Albright [2] oder Adair et al. [3]). Angesichts der komplexen Konstruktion interner Kühlkanäle haben alle führenden Gasturbinenhersteller diese Technologie in Betracht gezogen. Additive Fertigung ist auch ein vielversprechender Ansatz für Turbinen mit Organic Rankine Cycle (ORC). Erstens sind für die Temperatur- und Druckniveaus in ORC-Turbinen geeignete additive Fertigungsmaterialien weithin verfügbar. Zweitens sind viele ORC-Turbinen kompakte Geräte, und hochentwickelte dreidimensionale Schaufeln könnten helfen, ihre Aerodynamik zu optimieren. Additive Fertigung könnte ein kostengünstiger Weg sein, um derart hocheffiziente Schaufeln zu realisieren. Die hohe Oberflächenrauheit gedruckter Schaufeln kann jedoch zu erheblichen Profilverlusten führen. Seit vielen Jahrzehnten ist bekannt, dass die Rauheit von erheblicher Bedeutung für die Leistung von Kaskaden und Turbinen ist (Speidel [4], Scholz [5] und Bammert und Sandstede [6]). Obwohl in der additiven Fertigungstechnologie erhebliche Fortschritte zu verzeichnen sind, sind noch immer erhebliche Nacharbeiten erforderlich, um Rauheitsgrade zu erreichen, die mit konventionell hergestellten Schaufeln vergleichbar sind. Angesichts des relativ hohen Rauheitsgrads gedruckter Objekte ist fraglich, wie viel Nacharbeit und zusätzliche Produktionskosten erforderlich wären, um wettbewerbsfähige Schaufeln herzustellen. Dieses schwerwiegende Problem wird in der Literatur praktisch nichts über die Verluste und die aerodynamische Leistung von additiv gefertigten Kaskaden in organischen Dampfströmungen berichtet. Im Folgenden wird das Ergebnis einer experimentellen Untersuchung der Profilverluste einer gedruckten linearen Turbinenkaskade vorgestellt. Die Kaskade wurde im Testabschnitt eines geschlossenen

Dampfwindkanal (CLOWT). Diese Testanlage an der Fachhochschule Münster ermöglicht die Untersuchung von hohen subsonischen und transsonischen organischen Dampfströmungen unter ORC-Turbinenströmungsbedingungen bei erhöhtem Druck und Temperaturniveau. Bevor der Versuchsaufbau und das Verfahren vorgestellt und die Ergebnisse diskutiert werden, könnten die folgenden Anmerkungen hilfreich sein. Die vorliegende Studie konzentrierte sich nur auf die Kaskadenaerodynamik und Profilverluste, und Fertigungs- oder andere Technologieelemente lagen ausdrücklich außerhalb des Rahmens. Obwohl die additive Fertigung ihr volles Potenzial für die Herstellung komplexer dreidimensionaler Schaufeln und Düsen bietet, wurden in der vorliegenden Studie nur zweidimensionale Profilverluste berücksichtigt, da Rauheitsprobleme für diese Art von Verlust besonders relevant sind.

2. Testfall

Für die Kaskade wurde das sogenannte VKI-Sieverding-Schaufelprofil gewählt, das in **Abbildung 1** dargestellt ist, da für dieses Schaufelblatt in der Literatur möglichst viele zuverlässige Daten und Ergebnisse für die Unterschall- und Transschallströmung eines idealen Gases verfügbar sind (siehe Sieverding [7], Lehthaus [8], Kiock et al. [9]). Das Schaufelblatt wurde nach der Methode von Dejc entworfen, wobei die Saugseite aus einer Grundlemniskate abgeleitet ist, während die Druckseite sowohl aus einem Kreisbogen als auch einer Lemniskate besteht.

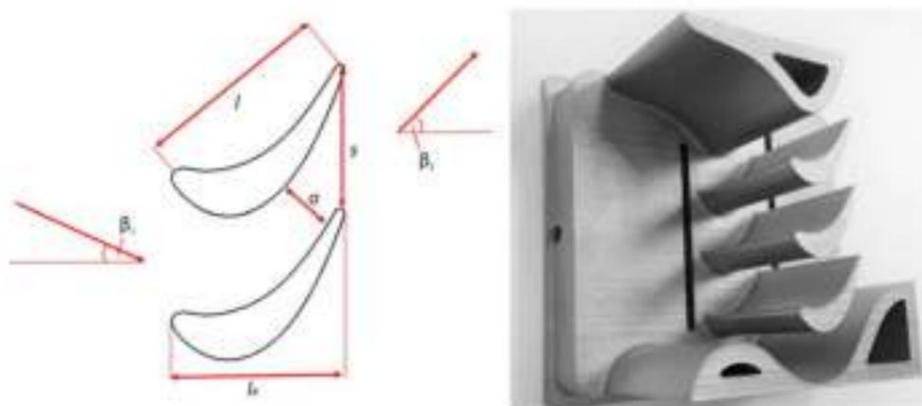


Abbildung 1. Geometrische Abmessungen der Blattprofile und der gedruckten endgültigen Designkaskade.

Obwohl das VKI-Sieverding-Profil ein klassisches Gasturbinenprofil darstellt, wird es allgemein als für allgemeine transsonische Testzwecke geeignet angesehen. Das Profil ist typisch für gekühlte Gasturbinenrotorabschnitte, und der Hinterkantenradius ist im Vergleich zu Dampfturbinenprofilen relativ groß. Für den vorliegenden Zweck war der große Hinterkantenradius vorteilhaft, da er die Berücksichtigung von Hinterkantenverlusten ermöglichte, die für ORC-Turbinen von großer Bedeutung sind, wie von B

Basierend auf diesem Profil wurde eine lineare Kaskade, **Abbildung 1**, entworfen, die in den Testabschnitt des verwendeten geschlossenen organischen Dampfwindkanals passte (siehe Abschnitt „Beschreibung der Testanlage“). **Tabelle 1** zeigt alle ermittelten Abmessungen des Schaufelprofils. Der Querschnitt des Testabschnitts betrug $100 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$. Die Testabschnittshöhe $H = 50 \text{ mm}$ der Schaufeln entsprach der transsonischen Windkanalanlage des VKI Rhode-St. Genese (Kiock et al. [9]) und erwies sich als geeignet zur Untersuchung des Profilverlusts. Der vorliegende Testabschnitt erlaubte jedoch nur einen axialen Zufluss und einen axialen Abfluss. Die maximale Kanalhöhe betrug 100 mm , was viel kleiner war als bei der transsonischen Windkanalanlage des VKI. Da ein Schaufelblatt mit einer erheblichen Ablenkung verwendet wurde, führten diese strengen Konstruktionsbeschränkungen zu einer Kaskadenkonfiguration mit nur drei völlig freistehenden Schaufeln (und zusätzlichen Führungsprofilen an den Rändern der Kaskade, siehe **Abbildungen 2** und **3**). Das endgültige Design der Kaskade, einschließlich ihres Leitprofils und ihres Ausströmbereichs, wurde nach einem numerischen Optimierungsverfahren definiert, bei dem kompressible CFD-Analysen unter Verwendung eines perfekten Gasmodells für Luft eingesetzt wurden. Bei der numerischen Optimierung bestand das Hauptziel darin, die wesentlichen Merkmale der Strömung durch den zentralen Testschaufeldurchgang zu berücksichtigen.

Tabelle 1. Ermittelte Abmessungen des Schaufelprofils.

Beschreibung	Abgekürzt	Nominal	Tatsächlich
Abstand	s	21,3 mm	22 ± 0,2 mm
Verengung	o	8,2 mm	8,3 ± 0,05 mm
Sehnenlänge	m	30 mm	30,5 ± 0,2 mm
Axialsehne	lx	25 mm	25 ± 0,2 mm
Raum-Sehnen-Verhältnis	s/l	0,71	0,721 ± 0,011
Anströmwinkel	γ1	30°	30°
Austrittswinkel	cosγ1 (o/s), γ2	67,35°	67,84 ± 0,36°

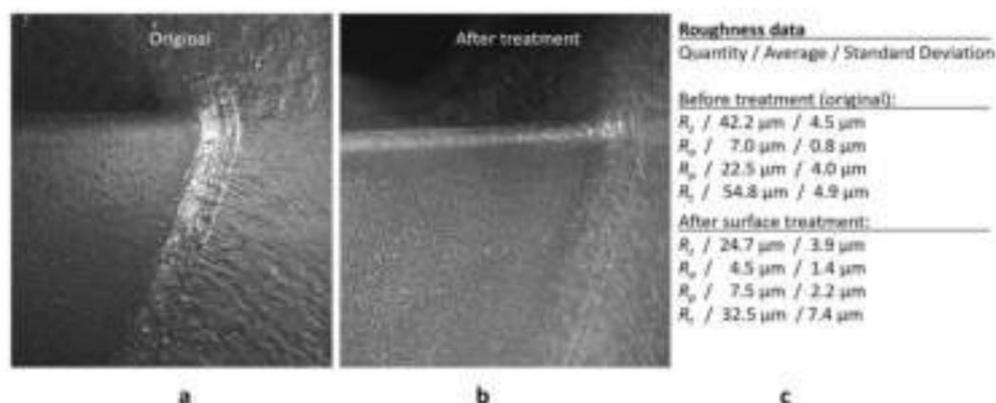


Abbildung 2. Position: Hinterkante, Originalzustand (a); Behandlungszustand (b); und gemessene Rauheit Daten (c).

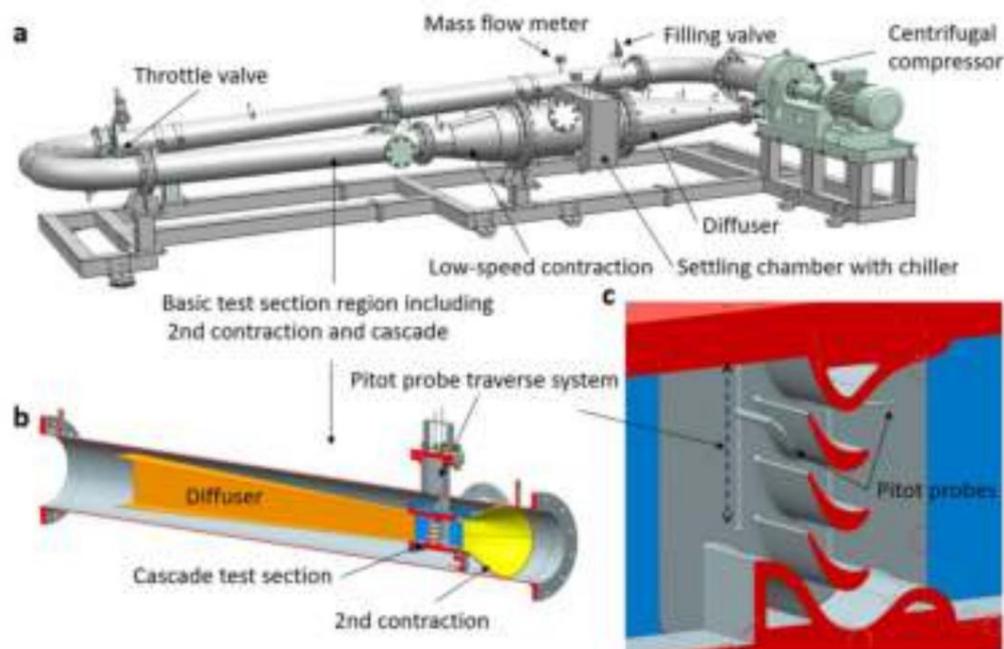


Abbildung 3. Position: Geschlossener organischer Dampfwindkanal CLOWT (Close-loop organic vapor Wind Tunnel) (a), Testabschnitt (b) und Kaskade (c).

2.1. Rauheit und Klingenerstellung

Die Qualität einer Oberfläche wird definiert durch die Höhe der Spitzen, die Rauheitsstruktur, und seine Welligkeit. In traditionellen Werkstattpraxis, einschließlich der Rauhtiefe R_t , definiert als die größte Höhe der Rauigkeitsspitzen oder der Mittellinien-Durchschnittswert CLA. Im deutschen Industriestandard

In der DIN4767 wurde für traditionell mechanisch hergestellte Oberflächen die Beziehung $CLA \approx 0,14 R$ angegeben. Heute werden im Turbomaschinenbau häufig die arithmetische Mittenabweichung der bewerteten Oberfläche R_a oder der Mittelwert über die Bewertungslänge R_z unter Verwendung der maximalen Rautiefe bzw. der maximalen Profilspitzenhöhe R_p verwendet.

Der Einfluss der Rauheit auf die Strömung ist ein kompliziertes Thema, da Strömungsrauheit und Herstellungsrauheit nicht dasselbe sind. Umhüllt die viskose Unterschicht die Spitzen vollständig, hat dies keinen Einfluss auf die Mantelreibung und die Oberfläche ist hydraulisch glatt. Greifen die Spitzen aus der viskosen Unterschicht heraus, steigt typischerweise die Scherspannung und es treten zusätzliche Verluste auf. Ein üblicher Ansatz ist die Verwendung einer äquivalenten Sandkornrauheit k_s [5]. Eine gefräste Oberfläche mit der Rauheit R_t verhält sich bei einer Strömung senkrecht zu den Fräsrillen wie eine Oberfläche mit Sandkörnern der Größe $k_s = R_t/2,56$. Andererseits wurde auch beobachtet, dass eine Oberfläche mit scharfen, regelmäßigen Stufen der Höhe R_t hydraulisch wesentlich rauer sein kann als eine Sandkornoberfläche mit gleichem Spitzenniveau. Dabei wurde experimentell eine Beziehung $k_s = R_t/0,08 = 12,5 \cdot R_t$ beobachtet [5]. Bei Schaufelblättern wird häufig zitiert (Scholz [5], Bammert und Sandstede [6]), dass die zulässige Sandkornrauigkeit $k_{s,adm}$ normiert auf die Sehnenlänge l eine F

$$\frac{k_{s,adm}}{l} \approx \frac{100}{Re} \approx k_{s,adm} \approx 100 \cdot \frac{\mu}{c} \quad (1)$$

Bei ORC-Turbinenanwendungen kann die Reynoldszahl Re aufgrund der beträchtlichen Dichte ρ organischer Dämpfe, die aus komplexen Molekülen bestehen, relativ hoch sein. Daher kann die zulässige Rauheit $k_{s,adm}$ für ORC-Turbinen relativ klein sein, was erhebliche Fertigungsherausforderungen mit sich bringt. Der Großteil unseres Wissens über die Rauheit der an den Schaufelblättern vorbeiströmenden Teile wurde im Hinblick auf konventionelle Fertigungsmethoden gesammelt. Über die Oberflächenqualität additiv gefertigter Schaufelblätter ist weitaus weniger bekannt. Adair et al. [3] berichteten über Messungen der Oberflächenrauheit von Schaufelartefakten aus Elektronenstrahlschmelzen (EBM) im gedruckten Zustand und nach der elektro

Sie ermittelten Werte in der Größenordnung von $R_a \approx 80 \mu\text{m}$ ($R_z \approx 90 \mu\text{m}$) im gedruckten Zustand für die Druck- und Saugseite von Gasturbinenschaufeln. Nach der gepulsten elektrochemischen Bearbeitung (PECM) reduzierten sich die Rauheitswerte auf Werte von $R_a \approx 1,3 \mu\text{m}$ ($R_z \approx 7,2 \mu\text{m}$).

Die vorliegende Kaskade wurde im Verfahren des selektiven Laserschmelzens (SLM) hergestellt. Abbildung 2a zeigt das gedruckte Teil wie es vom Lieferanten geliefert wurde. Die Druckrichtung verlief senkrecht zur Hauptströmungsrichtung und nach dem Drucken führte der Lieferant eine erste Oberflächenbehandlung durch. Diese Oberfläche wird daher als „Original“ bezeichnet. Nach der ersten Strömungsmessung wurde die Oberfläche des gedruckten Teils mittels Gleitschleifen behandelt. Die Verbesserung durch den zweiten Schleifvorgang ist in Abbildung 2 zu erkennen. Abbildung 2b vergleicht die Oberflächen der Schaufeln (Vorderkantenbereich) vor und nach der Bearbeitung. Abbildung 2c liefert einige Rauheitsdaten. Die Abweichung zwischen den in Strömungsrichtung und in Druckrichtung gemessenen Rauheitswerten war erkennbar; sie wird in diesem Beitrag jedoch nicht weiter erläutert. Die Rauheitsdaten und die Beziehung (1) zeigten, dass sowohl das Original- als auch das fertige Teil aerodynamisch rau sind: Die Reynoldszahl beim Zufluss lag in der Größenordnung von $Re = 106$, woraus sich $k_{s,adm}/l = 10 \mu\text{m}$ ergab. Die zulässige Rauigkeit $R_{t,adm}$ läge somit in der Größenordnung von $8 \mu\text{m}$, was nach dem angewandten Standardbearbeitungsprozess, wie in Abbildung 2c dargestellt, leicht nicht erreicht werden würde. Daher wäre ein anderer Bearbeitungsprozess erforderlich, um hydraulisch glatte Schaufeln zu erzielen. Dies ist prinzipiell möglich (siehe Adair et al. [3]), wird in de

2.2. Beschreibung der Prüfeinrichtung

Die vorliegenden Experimente wurden im geschlossenen organischen Dampfwindkanal (CLOWT) mit dem perfluorierten Keton Novec™ 649 und trockener Luft als Arbeitsflüssigkeiten durchgeführt. Die Windkanal-Testanlage CLOWT ist in Abbildung 3 dargestellt. Weitere Einzelheiten zu CLOWT und seinen Konstruktionsmerkmalen und seinem Steuerungssystem finden Sie in früheren Veröffentlichungen (Reinker et al. [11,12]).

Nach dem Durchlaufen des Kreiselkompressors wird das Arbeitsmedium im Diffusor und gelangte in die Absetzkammer, wo der Stagnationsdruck p_0 und die Temperatur T_0 wurden aufgezeichnet. Der Massenstrom \dot{m} durch den Windkanal wurde gemessen unter einer Vorrichtung im Rücklauf des Windkanals. Die Kompressor Drehzahl n wird geregelt die Strömungsgeschwindigkeit. Die Temperaturregelung im Windkanal erfolgte über eine elektrische Heizsystem (nicht in Abbildung 3 dargestellt) und der Kühlmittelmassenstrom durch den Kühler. Kombination mit der Bestandsvorwärtssteuerung (dh die Menge der Arbeitsflüssigkeitsmasse in Im geschlossenen Windkanal wurden während der Tests stabile Betriebsbedingungen erreicht (für weitere Einzelheiten siehe Reinker et al. [12]). Bei CLOWT beschleunigt eine zweistufige Kontraktionszone die Strömung. Die erste Unterschall-Achsen-symmetrische Düse (Standarddurchmesser DN500 bis DN250) bietet ein moderates Kontraktionsverhältnis von etwa 3,7. Die zweite Düse beschleunigte die Flüssigkeit nach oben zu den gewünschten Zuflussbedingungen (siehe Abbildung 3b). In der vorliegenden Studie wurde die zweite Kontraktion wurde durch eine dreidimensionale Düse auf Basis additiver Fertigung hergestellt.

Die zweite Düse ermöglichte eine dreidimensionale Querschnittsänderung von rund zur rechteckigen Verengung (Standarddurchmesser DN250) auf einen rechteckigen Querschnitt von 50 mm x 100 mm), was zu einem Gesamtkontraktionsverhältnis von 39 führt. Nach dem Durchlaufen der zweistufigen In der Kontraktionszone gelangte die Flüssigkeit in den Hochgeschwindigkeits-Testabschnitt der Kaskade, wie in Abbildung 3b,c. Unterschiedliche Turbulenzintensitäten beim Einströmen konnten durch variable Siebsätze in der Absetzkammer. Dennoch wurde während der vorliegenden Studie kein zusätzlicher Siebsatz wurde implementiert, um eine moderate Einströmturbulenzintensität von etwa $Tu = 0,5\%$ zu erreichen für Kaskadenversuche. Der Turbulenzgrad wurde experimentell durch Hitzdrahtanemometrie bestätigt, wie von Reinker und aus der Wiesche [13] erläutert. Die Einströmturbulenz Taylor-Mikro Die Längenskala lag in der Größenordnung von $\lambda = 4$ bis 6 mm.

Für die Experimente wurde hauptsächlich Novec 649TM von 3M als Arbeitsflüssigkeit verwendet. Typische Druck- und Temperaturwerte bei Einlassstagnationsbedingungen waren 2,5 bar und 97 °C. Zusätzlich zu den organischen Dämpfen wurden einige Kaskadentests mit trockene Luft bei atmosphärischen Bedingungen (1 bar und 25 °C). In Tabelle 2 sind einige relevante thermodynamische Daten für typische Prozessbedingungen während der vorliegenden Kaskadentests aufgeführt. Die thermodynamischen Daten von Novec 649 und Luft wurden mit REFPROP und dessen Die zugrundeliegende Zustandsgleichung (siehe McLinden et al. [14]) wurde unter Verwendung tatsächlicher Druck- und Temperaturmessungen berechnet. Wie Baumgärtner et al. [10] hervorheben, ist der Isentropenexponent γ von einiger Bedeutung für den Profilverlust sein. Tabelle 2 zeigt, dass der Isentropenexponent γ war für Novec 649TM deutlich niedriger als für Luft. Aufgrund der hohen Dichte ρ von Novec 649TM wurden für die Kaskadenströmung hohe Zufluss-Reynoldszahlen $Re_1 = c_1 \rho \dot{m} / \mu_1$ erreicht.

Die Gesamtenthalpie h_0 wurde mithilfe des Wanddrucks p_0 bestimmt, die (Gesamt-)Temperatur T_0 wurde an der Beruhigungskammer (gekennzeichnet durch Index 0) gemessen und der Massenstrom Rate \dot{m} im Rücklauf des Windkanals. Da inkompressible Strömung im Spiel war, der Absetzkammer (mit Machzahl der Größenordnung $Mo = 10\sqrt{2}$), die Dichte ρ_0 in der Absetzkammer Die Kammer wurde einfach mit p_0 und T_0 berechnet. Im stationären Betrieb beträgt die Gesamt Die Enthalpie h_0 wurde für die Kontraktions- und Teststrecke als konstant angenommen. leichte zeitliche Drift des Systemdrucks und der Temperatur wurde bei der den langfristigen Betrieb des Windkanals.

Tabelle 2. Thermophysikalische Eigenschaften von trockener Luft und Novec 649TM bei typischem Druck und Temperatur Ebenen (berechnet mit REFPROP 9.0).

Flüssigkeit	Luft	Novec 649
Druckniveau p [MPa]	0,10	0,25
Temperaturniveau T [K]	298	370
Dichte ρ [kg/m ³]	1,17	28,46
Isentropenexponent γ [γ]	1,40	1,05
Kompressibilitätsfaktor Z [γ]	1,000	0,903
Schallgeschwindigkeit a [m/s]	346,2	90,8
Dynamische Viskosität μ [Pas]	$1,848 \times 10^{-5}$	$1,389 \times 10^{-5}$

Zu Beginn des Hochgeschwindigkeitstestabschnitts, weit stromaufwärts, wurde der statische Zuflusswanddruck p_1 durch einen statischen Druckmessstutzen gemessen, der zentral am Eingang des Testabschnitts platziert war. Weitere statische Endwanddruckmessstutzen befanden sich nahe der Kaskadenwand stromabwärts (p_1) und stromaufwärts (p_2) der Kaskade an Ebenen, an denen die Gesamtdrücke p_{01} und p_{02} mithilfe von durchquerenden Pitotsonden gemessen wurden, wie in Abbildung 3c. Zusätzlich zu den Messungen des statischen Drucks nahe der Hinterkantenebene des Kaskadengitters wurde unabhängig davon der statische Druck p_2 weit stromabwärts gemessen. Die verwendeten Pitotsonden hatten einen Schaftdurchmesser von 3 mm und der Sondenkopfdurchmesser betrug 1 mm. Eine vorherige Kalibrierungsstudie zeigte, dass die verwendeten Pitotsonden gegenüber dem Strömungswinkel innerhalb von $\pm 10^\circ$ robust waren. Daher waren die Sonden unempfindlich gegenüber den erwarteten Strömungswinkeländerungen, wie im Fall der Studie von Shelton et al. [15]. Da die Abflusszone des Kaskadentestabschnitts alles andere als optimal war, wie in Abbildung 2 gezeigt, wurde entschieden, die Nachlauftraversierungsmessungen relativ nahe an der Hinterkantenebene (in einem Abstand von etwa 2 mm) durchzuführen. Im Hinblick auf die Vermischungsverluste war es nicht möglich, auf einer stromabwärts gelegenen Ebene (p_{02}) zu traversieren, die weit genug vom Kaskadengitter für den vorliegenden Zweck (d. h. einen Vergleich von rauhen und glatten Klingen) war dieser Aspekt jedoch von untergeordneter Bedeutung.

Die genaue Bestimmung der Drücke für den organischen Dampfstrom erfordert besondere Aufmerksamkeit. Bei trockener Luft können Messungen des statischen Drucks und des Gesamtdrucks mit Standardinstrumenten unter Verwendung von Druckwandlern oder Manometern durchgeführt werden. Bei organischen Dampfströmen können Kondensationsprobleme in Druckleitungen außerhalb des Heißstrombereichs die Messungen erheblich beeinflussen. Zum Scannen der Drücke im Kaskadentestabschnitt (d. h. p_1 , p_2 , p_{01} und p_{02}) wurde ein drehbares Schaltgerät entwickelt, das an einem Seitenflansch des Testrohrs montiert ist, und für die beteiligten Ventile verwendet. Alle Verbindungsleitungen und Ventile zum Scannen des Kaskaden-

Darüber hinaus wurde eine von Reinker et al. [16] ausführlich beschriebene thermische Entkopplungsvorrichtung eingesetzt, um Kondensationsprobleme am außen montierten Druckmessumformer. Obwohl frühere Funktionstests nahelegten, dass der Leckeffekt bei der drehbaren Schaltvorrichtung vernachlässigbar schien, zeigten Experimente bei höheren Mach-Zahlen, dass bei den Messungen der statischen Druckabgriffe p_2 einige systematische Fehler auftraten. Zur Datenreduktion wurde daher der unabhängig weit stromabwärts der Kaskade gemessene statische Druck p_2^* verwendet.

2.3. Datenreduktion

Die Zufluss-Mach-Zahl M_1 war der primäre Strömungs-Eingangsparameter, da der Anstellwinkel (oder Zuflusswinkel γ_1) für die vorliegende Studie festgelegt war (siehe Abbildung 1). Die Zufluss-Mach-Zahl M_1 wurde durch eine isentropische Beziehung $M_1 = f(p_{01}, p_1)$ für eine gegebene Stagnationsenthalpie h_0 und einen gegebenen statischen Druck p_1 berechnet. Die isentropische Beziehung f für die Zufluss-Mach-Zahl wurde durch eine separate Routine bereitgestellt, die in REFPROP implementiert ist (siehe McLinden et al. [14] für Details). In der nicht-perfekten Gasdynamik sind die isentropischen Beziehungen f keine universellen Funktionen wie im Fall der perfekten Gasdynamik; stattdessen hängen sie von den gegebenen Anfangszuständen h_0 und p_0 ab. Nach Shelton et al. [15] wurde die isentropische Ausfluss-Mach-Zahl M_{2is} durch eine isentropische Beziehung $M_{2is} = f(p_{01}, p_{2avg})$ mit dem Zufluss-Gesamtdruck p_{01} und dem durchschnittlichen Ausflussstatischen Druck p_{2avg} berechnet. Im Fall eines perfekten Gases ist die isentropische Beziehung f für die Ausfluss-Mach-Zahl M_2 durch eine isentropische Beziehung $M_2 = f(p_2, p_{02})$ mit dem statischen Druck p_2 und dem statischen Gesamtdruck p_{02} verknüpft. Bei nicht perfekten Gasströmungen ist ein wesentlich höherer Aufwand erforderlich. Für die vorliegende Studie schlugen Passmann et al. [17] eine Methode vor, die REFPROP-Daten von Novec 649 verwendet. Für den gesamten Druck stromabwärts bei Überschallströmung tritt ein Bugstoß vor einer Pitotsonde auf. Bei Überschallströmungen ist der von der Pitot-Sonde gemessene Gesamtdruck p_{02m} durch eine Normalstoßbeziehung mit dem tatsächlichen Gesamtdruck p_{02} verknüpft. Im Fall eines idealen Gases kann die analytische Rayleigh-Pitot-Gleichung zur Berechnung der tatsächlichen Austritts-Machzahl M_2 unter Verwendung der statischen Druckdaten p_2 und des Pitot-Sondensignals p_{02} verwendet werden. Bei Überschallströmungen organischer Dämpfe ist es notwendig, den gekoppelten Satz von Bilanzgleichungen (Masse, Energie und Impuls) numerisch für Stationen vor und nach

geeignete Zustandsgleichungen [17]. Selbst bei starkem Unterschall-Luftstrom für organische Dämpfe können die Abweichungen zwischen einer perfekten Gasformulierung und einer korrekten thermodynamischen Behandlung der Pitot-Sonde erheblich sein [16]. In der vorliegenden Studie lagen die Abweichungen zwischen der Rayleigh-Pitot-Gleichung (2) und der numerisch ermittelten Mach-Zahl M_2 in der Größenordnung von 4 bis 8 %.

$$\frac{\text{Teil 2}}{\text{Teil 2}} = \frac{\tilde{\gamma} + 1}{2} M_2^2 \frac{(\tilde{\gamma} + 1) 2 M_2^2}{4 \tilde{\gamma} M_2^2 \tilde{\gamma} 2 (\tilde{\gamma} - 1)} \quad (2)$$

In einem idealen Kaskadenexperiment würde p_{01} nicht von der Querkoordinate y abhängen; in tatsächlichen Tests kann jedoch eine schwache Fehlverteilung auftreten. Im vorliegenden Kaskadentestabschnitt wurde keine merkliche Fehlverteilung des Gesamtdrucks p_{01} am Zufluss festgestellt. Ein Beispiel für die Verteilung des Gesamtdrucks stromaufwärts und stromabwärts für einen typischen Lauf ist in Abbildung 4 dargestellt. Während der Gesamtdruck p_{01} am Zufluss über die normalisierte Querkoordinate y/s nahezu konstant war, wurde die spezifische Verteilung des Nachlaufs in der Verteilung des Gesamtdrucks am Ausfluss $p_{02}(y)$ sichtbar.

Eine ernste Frage besteht darin, wie die Durchflussmengen für einen bestimmten Zweck gemittelt werden können (eine Diskussion des „richtigen“ Mittelungsverfahrens finden Sie bei Cumpsty und Horlock [18]). Die statischen Austrittsdrücke müssen über den Abstand s arithmetisch gemittelt werden, um p_{2av} zu erhalten. Im Fall der Gesamtdrücke wird typischerweise der so genannte massengewichtete Mittelwert bevorzugt (Dixon und Hall [19]). Experimentalphysiker verwenden jedoch häufig auch flächengemittelte Gesamtdrücke [18]. Für die vorliegende Behandlung wurde letztgenannte Methode gewählt, ähnlich wie Scholz [5] oder Speidel [4]. Neben dieser Mittelungsproblematik werden unterschiedliche Möglichkeiten verwendet, um Leistung und Verluste der Kaskade auszudrücken. Nach Shelton et al. [15] wurde ein Gesamtdruckverlustkoeffizient $\gamma = (p_{01} - p_{02})/p_{01}$ unter Verwendung der gemittelten Gesamtaustrittsdrücke p_{02} definiert (der Gesamteintrittsdruck p_{01} war praktisch konstant, Abbildung

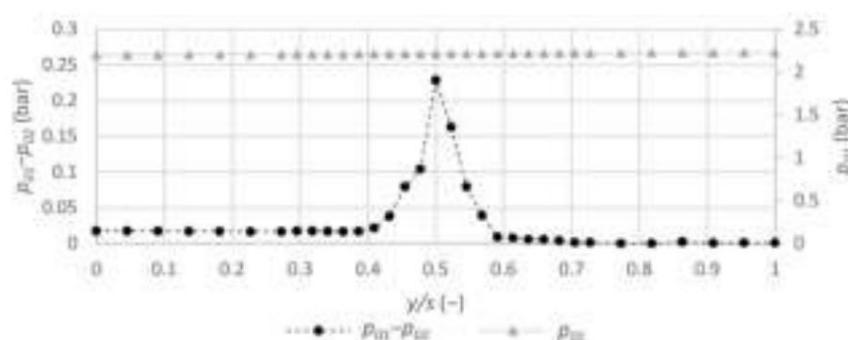


Abbildung 4. Beispiele für die Verteilung der gesamten Druckdifferenz stromaufwärts und stromabwärts (Novec 649, $M_{2is} = 0,68$).

Kiock et al. [9] bevorzugten einen Energieverlustkoeffizienten $\tilde{\gamma} = 1 - \frac{c_2^2}{c_{2is}^2}$ definiert durch die tatsächliche Austritts- und die isentropische Austrittsgeschwindigkeit c_2 bzw. c_{2is} . Für den vorliegenden Zweck war die von Kiock et al. [9] veröffentlichte Studie zur Profilverlustleistung von besonderer Bedeutung, da in dieser Studie Messungen verglichen wurden, die unabhängig voneinander in vier verschiedenen führenden Forschungseinrichtungen durchgeführt wurden. Moffat [20] unterschied zwischen drei Replikationsebenen: N-te Ordnung, erste Ordnung und nullte Ordnung. Die N-te Ordnung umfasst Variationen zwischen verschiedenen Forschern mit physisch unterschiedlichen Testeinrichtungen. Die erste Ordnung umfasst Variationen aufgrund von Änderungen der Kalibrierung der Instrumente und Änderungen der Umgebungsbedingungen in einer bestimmten Testeinrichtung. Bei der Replikation nullter Ordnung ist der Prozess in einer bestimmten Testeinrichtung stabil und die Hauptfehlerquelle ist die Ungenauigkeit der Instrumentenanzeigen. Bei der Validierung analytischer Tools oder Simulationen der numerischen Strömungsdynamik (CFD) ist es wünschenswert, die Größenordnung der Fehler zu beurteilen, die Es ist auch nützlich, diese Fehler zu kennen, um die Auswirkungen nicht-perfekter Gase auf die Kaskadenleistung für die vorliegende Studie zu bewerten. Kiock et al. [9] berichteten über erhebliche Abweichungen bei den Verlustergebnissen zwischen den vier Testanlagen, indem sie dieselbe Konfiguration un

Luft. Diese Beobachtung muss berücksichtigt werden, wenn neue Verlustergebnisse für organische Dämpfe vorgelegt werden.

2.4. Unsicherheitsanalyse

Experimente mit organischem Dampfstrom bei erhöhtem Druck und erhöhten Temperaturen erfordern besondere Anstrengungen. Die Unsicherheit der Flussvariablen kann zwei Unsicherheitsquellen haben: Verzerrung und Präzision. Die Gesamtunsicherheit einer Variable ist eine Kombination aus beiden. Obwohl das Unsicherheitsniveau der verwendeten Druckmessumformer in der Größenordnung von 0,1 bis 0,2 % (abhängig vom tatsächlichen Druckniveau) lag, ergab sich ein viel höheres Gesamtunsicherheitsniveau (in der Größenordnung von $\dot{p}/p = 0,5$ bis 1,6 %). Dieses erheblich höhere Unsicherheitsniveau war hauptsächlich auf systematische Fehler aufgrund von Kondensation in den Druckleitungen zurückzuführen [16]. Im vorliegenden Fall war das Kondensationsproblem die Hauptquelle der Unsicherheit der Druckmessungen. Der Beitrag der Präzision war nahezu vernachlässigbar (der Präzisionsfehler lag in der Größenordnung von 0,01 bis 0,05 %). Die absolute Unsicherheit der Temperaturmessungen (unter Verwendung von Temperatursensoren PT100 1/10 DIN B) lag in der Größenordnung von $\dot{T} = 0,1$ K (nahezu unabhängig vom tatsächlichen Temperaturniveau), was zu einem relativen Gesamtunsicherheitsniveau von $\dot{T}/T = 0,06$ bis 0,1 % führte, einschließlich der Beiträge des Datenloggers und der Präzision. Der Beitrag der Präzision lag bei den Te

Neben den oben genannten allgemeinen Unsicherheitsquellen für die Primärgrößen Druck und Temperatur mussten zur Datenreduktion auch die Berechnungsunsicherheit der thermodynamischen Stoffwerte aufgrund der gewählten Zustandsgleichung und Fluiddatenbank sowie die Streuungen durch den Windkanalbetrieb während eines Messlaufs berücksichtigt werden.

Für die Berechnung der thermodynamischen Variablen wurde die REFPROP-Datenbank mit der entsprechenden Zustandsgleichung für ein bestimmtes Fluid verwendet [14]. REFPROP lieferte Informationen über den Unsicherheitsbereich der thermodynamischen Variablen, und diese Unsicherheiten wurden bei der Unsicherheitsanalyse als systematische Fehler behandelt. So gab REFPROP beispielsweise an, dass die Unsicherheit bei der Schallgeschwindigkeit von Dampf lediglich 0,05 % beträgt. Dieser Wert wurde als entsprechender Beitrag zum systematischen Fehler zur Berechnung der Unsicherheit der Mach-Zahl verwendet. Ein erhebliches Maß an Unsicherheit ergab sich bei den Dichteberechnungen. Ohne Berücksichtigung des systematischen Fehlers aufgrund der endlichen Genauigkeit der thermodynamischen Zustandsgleichung betrug das gesamte relative Unsicherheitsniveau für die Dichte $\dot{\rho}/\rho = 0,7$ bis 2,0 % (je nach Druck- und Temperaturniveau). Unter Berücksichtigung der systematischen Unsicherheit aufgrund der thermodynamischen Zustandsgleichung ergab sich $\dot{\rho}/\rho = 1,6$ bis 3,0 %. Der Unsicherheitsgrad der Dichte beeinflusste die Gesamtunsicherheit des Massenstroms, und die relative Gesamtunsicherheit in der Größenordnung von $\dot{m}/m = 1,6$ bis 4,5 % führte zu dieser Größe. Diese Unsicherheit

Die Streuung der Windkanalmessungen (Druck, Temperatur und Massenstrom) lag innerhalb der experimentellen Unsicherheit der verwendeten Messgeräte (siehe oben). Der transiente Temperaturdrift überschritt 10³ K/s nicht.

3. Ergebnisse und Diskussion

In der vorliegenden geschlossenen Windkanalanlage bestand eine nahezu lineare Beziehung zwischen der Zufluss-Mach-Zahl M_1 und der Reynolds-Zahl Re_1 , wie aus Abbildung 5 hervorgeht. In der Nähe der Drossel-Mach-Zahl bei etwa $M_{1,ch} = 0,27$ verursachte die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom Druck für Novec 649 ein nichtlineares Verhalten. Die Austritts-Reynolds-Zahl lag in der Größenordnung von 106 bis 3×10^6 und war damit geringfügig höher als in den Literaturstudien von Kiock et al. [9], in denen $Re_2 = 0,9 \times 10^6$ nicht überschritt. Die Beziehung zwischen den Zufluss- und Austritts-Mach-Zahlen stimmte mit den in der Literatur für Luft erhaltenen Daten überein (Abbildung 6). Unter Verwendung der Kaskadendaten aus Abbildung 1 und des von Scholz [5] zitierten Ausdrucks für ideale Gase ergab sich ein theoretischer Wert von $M_{1,ch} = 0,27$ für die Drossel-Mach-Zahl, der ausgezeichnet mit der beobachteten Drossel-Mach-Zahl übereinstimmt. Kiock et al. [9] berichtete, dass Drosselbedingungen für Luft bei $M_2 = 0,9$ erreicht würden. Dieses Verhalten wurde auch für den organischen Dampfstrom durch die Kaskade beobachtet. Offensichtlich waren der Isentropenexpo

im verdünnten Gasbereich eines organischen Dampfes. Es wurde kein Einfluss der Rauheit auf das allgemeine Drosselverhalten festgestellt.

Der Energieverlustkoeffizient $\dot{\gamma}$ gegenüber der Austritts-Machzahl M_2 kann mit Literaturdaten von Kiock et al. [9] verglichen werden, obwohl in der vorliegenden Studie Novec 649 anstelle von Luft als Arbeitsmedium verwendet wurde. In Abbildung 7 ist der Verlustkoeffizient $\dot{\gamma}$ gegenüber der Austritts-Machzahl M_2 dargestellt und mit Literaturdaten verglichen. Die für den organischen Dampfstrom durch die fertig gedruckte Kaskade ermittelten Verlustkoeffizienten stimmten gut mit Literaturdaten überein, die für Luft und eine glatte Kaskade bei höheren Unterschall-Machzahlen ermittelt wurden. Bei niedrigeren Austritts-Mach-Zahlen wurde ein etwas höherer Wert als in der Literatur beobachtet. Der Grund für diese Abweichung blieb unklar und könnte auf Reistrauheit und eine niedrigere Reynoldszahl zurückzuführen sein. Da Mach- und Reynoldszahlen in der vorliegenden Studie eng miteinander verwandt waren, entsprach eine niedrige Mach-Zahl einer niedrigeren Reynoldszahl. Es ist wahrscheinlich, dass es bei niedrigeren Reynoldszahlen zu Strömungsablösungen kam, was zu höheren Profilverlusten führte. Ein ähnliches Bild wurde auch von Yuan und Kind [21] beobachtet. Sie vermuteten, dass sich die Strömung eher stromaufwärts der Saugflächenhinterkante der rauen Schaufeln ablöste, zumindest bei niedrigeren Machzahlen (d. h. niedrigeren Reynoldszahlen). Der Verlustkoeffizient $\dot{\gamma}$ bei $M_2 = 0,68$ war für die ursprüngliche, grob gedruckte Kaskade deutlich höher als für die behandelte Kaskade (siehe Abbildung 8). In Tabelle 3 sind drei verschiedene Koeffizientenergebnisse aufgeführt. Das Niveau des lokalen Druckverlustkoeffizienten γ , der von Shelton et al. [15] verwendet wird, ist typischerweise viel niedriger als der von Kiock et al. [9] bevorzugte Energieverlustkoeffizient $\dot{\gamma}$. In nahezu der gleichen Größenordnung wie die Energieverluste liegen die Verluste γ_P . Diese Verlustdefinition wird von Yuan und Kind [21] in ihren Untersuchungen verwendet. Die Reduktion durch Oberflächenbehandlung war für alle drei Definitionen vergleichbar. Tabelle 3 zeigt, dass die Verlustreduktion für die drei verschiedenen Definitionen in einem Bereich von etwa $32 \pm 2\%$ liegt.

Entsprechende Details der beiden lokalen Verlustkoeffizientenverteilungen in den Nachläufen sind in Abbildung 8 dargestellt, wo der lokale Energieverlustkoeffizient $\dot{\gamma}$ gegenüber der normalisierten Verfahrkoordinate y/s für eine Austritts-Mach-Zahl $M_2 = 0,68$ aufgetragen ist.

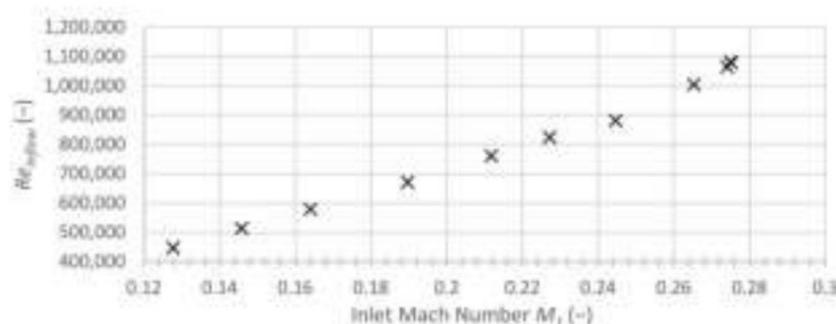


Abbildung 5. Zufluss-Reynoldszahl Re_{inflow} gegen Zufluss-Machzahl M_1 .

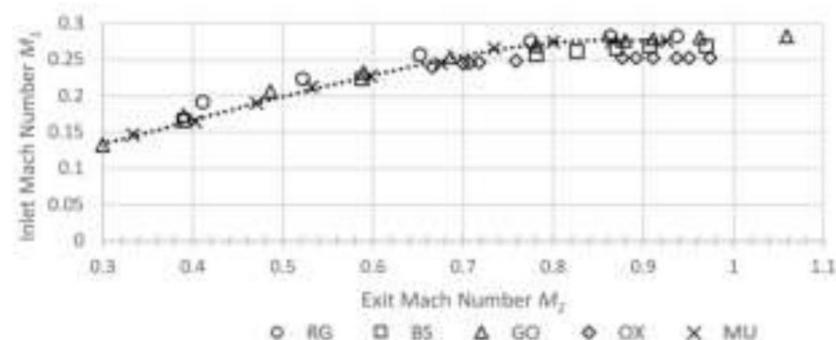


Abbildung 6. Einlass-Machzahl M_1 gegenüber Austritts-Machzahl M_2 und Drosselverhalten (MU = neue Daten aus Münster und Literaturdaten adaptiert von Kiock et al. [9]; RG = von Karman-Institut für Fluidodynamik, GO = Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) Göttingen, BS = TU Braunschweig, OX = Oxford University).

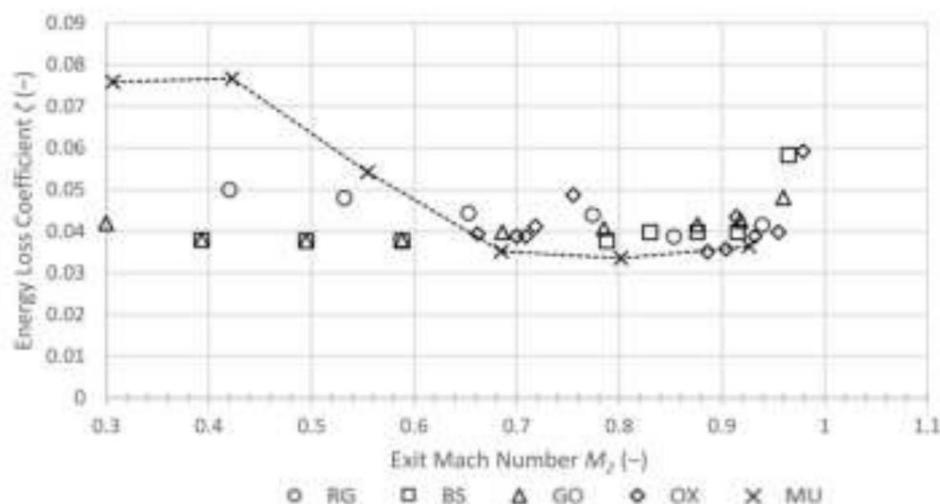


Abbildung 7. Verlustkoeffizient ζ gegenüber Austritts-Mach-Zahl M_2 für NOVEC 649 und Literaturdaten für Luft und glatte Schaufeln (adaptiert von Kiock et al. [9]; RG = von Karman-Institut für Fluidodynamik, GO = Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) Göttingen, BS = TU Braunschweig, OX = Oxford University).

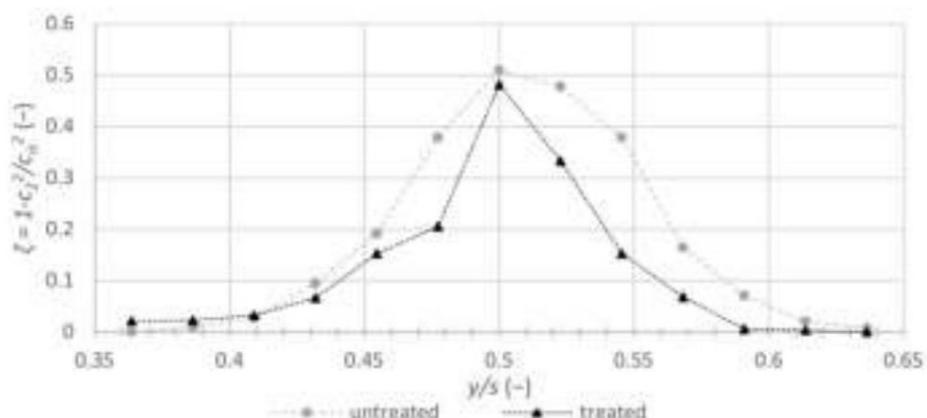


Abbildung 8. Energieverlustkoeffizient ζ gegenüber der Koordinate des Quer-/Raumverhältnisses ($M_2 = 0,68$).

Tabelle 3. Drei verschiedene Ansätze für den Verlustkoeffizienten und den durchschnittlichen Verlustkoeffizienten für Novec 649 bei $M_2 = 0,68$.

Verlustkoeffizient	Unbehandelter Zustand * (Original)	Behandelter Zustand * (Fertig)	Prozentsatz Verbesserung
$\zeta = 1 - \frac{c_1^2}{c_2^2}$	1,1 %	0,747 %	32,1 %
$\zeta_{p0} = \frac{p_{01} - p_{02}}{p_{01}}$	5,71 %	4 %	30 %
$\zeta_{c2} = 1 - \frac{c_2^2}{c_{2s}^2}$	5,3 %	3,51 %	33,8 %

Rauheit R_t : Original $54,8 \pm 4,9 \mu\text{m}$, fertig $32,5 \pm 7,4 \mu\text{m}$.

Die lokalen Verlustverteilungen zeigten eine dickere Grenzschicht und damit einen höheren Profilverlust im Fall der raueren Gitter. Sowohl die Dicke der Grenzschicht auf der Druck- als auch der Saugseite wurde durch die Oberflächenbehandlung reduziert; der Einfluss schien jedoch auf der Saugseite stärker zu sein. Dieser Rauheitseffekt ist in der Gitteraerodynamik nicht ungewöhnlich.

Die Beobachtungen der Nachlaufströmung in Abbildung 8 zeigen, dass sich bei einer Austritts-Machzahl von $M_2 = 0,68$ eine turbulente Grenzschichtströmung hinter den Tragflächen bildete. Daher ist es interessant, die Verlustreduzierung durch das Auslaufen mit den Vorhersagen der Grenzschicht

Schichttheorie. Die Verhältnisse $Y_{fertig}/Y_{original}$, $Y_{P,fertig}/Y_{P,original}$ und $\bar{y}_{fertig}/\bar{y}_{original}$ betragen 0,68 bzw. 0,65 (siehe Tabelle 3). Während der vorliegenden Experimente bei $M_2 = 0,68$ lagen die entsprechenden Einlass- und Ausgangs-Reynoldszahlen in der Größenordnung von $Re_1 = 1 \times 10^6$ bzw. $Re_2 = 2,8 \times 10^6$. Die relative Rauheit der fertigen Oberfläche betrug $k_s/l = 10^{-3}$ und $k_s/l = 1,8 \times 10^{-3}$ für das Originalteil. Dann läge das Verhältnis der Oberflächenreibungskoeffizienten der fertigen und der Originaloberfläche in der Größenordnung von 0,75 (siehe Scholz [5], insbesondere Seite 402). Dieser Wert liegt relativ nahe an den beobachteten Verlustkoeffizientenverhältnissen. Diese Übereinstimmung stützt die Hypothese, dass die Oberflächenrauheit den Profilverlust im üblichen Rahmen der Grenzschichttheorie beeinflusst. Aufgrund des moderaten Machzahlniveaus wurden die Mantelreibungs- und Verlustkoeffizienten nicht signifikant durch Kompressibilitätseffekte beeinflusst. Bei kleineren Reynoldszahlen kommt es jedoch zu einem deutlichen Anstieg der Profilverluste. Diese sind mit der Theorie von Scholz [5] nicht mehr nachvollziehbar. Daher wird angenommen, dass im unteren Geschwindigkeitsbereich (siehe Abbildung 7) Reibungsverluste an den Schaufelblättern auftreten und die lokale Ablösung des Mittelblattes zu den Verlusten beiträgt. In diesem Zusammenhang ist es weiterhin interessant festzustellen, dass die empirische Profilverlustkorrelation von Traupel [22] einen Wert von $\bar{y} = 3,6\%$ für das fertige Blatt vorhersagen würde.

4. Schlussfolgerungen

Es wurden Ergebnisse zu Profilverlusten aus einer experimentellen Studie mit einer additiv gefertigten linearen Turbinenkaskade berichtet, die im Testabschnitt eines geschlossenen Windkanals für organische Dämpfe platziert wurde. Für die Kaskade wurde ein Schaufelprofil aus der frei zugänglichen Literatur ausgewählt, und der organische Dampf war Novec 649. Pitotsonden wurden eingesetzt, um das Strömungsfeld vor und nach der Kaskade zu messen. Die ursprünglichen Rauheitsparameter der metallgedruckten Schaufeln, wie vom Hersteller geliefert, wurden bestimmt und die erste Reihe von Strömungsmessungen durchgeführt. Dann wurde das gedruckte Teil fertiggestellt und die zweite Reihe von Strömungsmessungen ermöglichte eine

Obwohl das Reynoldszahlniveau relativ hoch war, zeigte sich, dass eine weitere Oberflächenbehandlung den Profilverlust merklich reduzierte, wie im Fall von organischen Dampfströmungen durch die gedruckte Schaufel. Nach einem zusätzlichen Nachbearbeitungsprozess konnte ein ähnliches Profilverlustverhalten erreicht werden, wie es für glatte Schaufeln berichtet wurde. Darüber hinaus zeigte sich, dass die Reistrahigkeit einen massiven Einfluss auf die Profilverluste im unteren Unterschallgeschwindigkeitsbereich hat. Dieses Phänomen, dass die Verluste im unteren Geschwindigkeitsbereich ansteigen, wurde auch in einer Studie zum Reistrahigkeitseffekt festgestellt. Die Reduzierung der Profilverluste lag für alle drei Verlustansätze nahezu im gleichen Bereich. Damit ist bestätigt, dass die Verlustbetrachtung

Es wurden keine signifikanten neuen nicht-perfekten Gasdynamikeffekte für die globale Kaskadenleistung in diesem stark unterschallstarken bis transsonischen Strömungsbereich verdünnter Gase.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, SadW und LH; Methodik, LH; Software, LH; Validierung, MS, SadW und LH; formale Analyse, LH; Untersuchung, FR, RW und LH; Ressourcen, SadW; Datenkuratierung, LH; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, SadW; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, LH; Visualisierung, LH; Überwachung, FR; Projektverwaltung, SadW; Mittelbeschaffung, SadW. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen

Finanzierung: Diese Forschungsarbeit wurde durch das Programm „progress.nrw-Forschung“ des Landes Nordrhein-Westfalen unter dem Förderkennzeichen 005-2003-0076_037/PtJ 2003pr006 gefördert. Wir danken auch J. Hollekamp für seine Unterstützung bei der Erhebung der Oberflächenrauheitsdaten.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

A	Schallgeschwindigkeit	MS
C		MS
		-
fh		J/kg
ks	Strömungsgeschwindigkeit	μm
	Isentropische	mm
l lx	Beziehung Spezifische Enthalpie Sandkornerosion Sehnenlänge Axialsehne	
M	Machzahlverengung	-
o	statischer	mm
p	Druck	Bar
p0	Gesamtdruck	Bar
Ra	mittlere Rauigkeit	μm
Re	Reynoldszahl mittlere	-
Rp	Rauhtiefe μm	
Rt	maximale Oberflächenrauheit μm	
Rz	Höhenabstand Spezifische	μm
s	Entropie	mm
s	Raumtiefe	J/(kg·K)
s/w	Sehnenverhältnis	-
T	Temperatur	K
jj/	Vertikale Querlinie	mm
s	Querabstandsverhältnis	-
Y	Gesamtdruckverlustkoeffizient	-
YP	Druckverlustkoeffizient	-
Z	Kompressibilitätsfaktor	-
Griechische Symbole		
$\dot{\gamma}1$	Einströmwinkel	$\dot{\gamma}$
$\dot{\gamma}2$		$\dot{\gamma}$
$\dot{\gamma}$	Austrittswinkel energetischer	-
$\dot{\gamma}$	Verlustkoeffizient	Pa·s
zu	dynamische Viskosität	-
μ		μ
$\dot{\gamma}$	Isentropenexponent Mikrodichte	kg/m ³
Indizes		
1	Zufluss	
2	Ausfahrt	
<small>Durchschnitt</small>		
ch	Drossel	
T	gesamt	
Ist	isentrop	

Verweise

- Magerramova, L.; Vasilyev, B.; Kinzburskiy, V. Neuartige Designs von Turbinenschaufeln für die additive Fertigung. In Proceedings of the ASME Turbo Expo 2016: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen (GT2016-56084). Seoul, Korea, 13.–17. Juni 2016.
- Albright, B. Siemens druckt Turbinenschaufeln in 3D. Digital Engineering. 12. Juni 2017. Online verfügbar: www.digitalengineering247.com/article/siemens-3d-prints-power-turbine-blades (abgerufen am 25. Mai 2020).
- Adair, D.; Kirka, M.; Ryan, D. Additive Fertigung von Turbinenschaufel-Prototypen zur Leistungsvalidierung heißgefeuerter Motoren Versuche. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2019, (GT2019-90966). Phoenix, AZ, USA, 17.–21. Juni 2019.
- Speidel, L. Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Strömungsverluste in ebenen Schaufelgittern. Forschung. Ing. 1954, 20, 129–140. [\[CrossRef\]](#)
- Scholz, N. Aerodynamik der Schaufelgitter; G. Braun: Karlsruhe, Deutschland, 1965.
- Bammert, K.; Sandstede, H. Einflüsse von Fertigungstoleranzen und Oberflächenrauheit von Schaufelblättern auf die Leistungsfähigkeit von Turbinen. ASME J. Eng. Power Jan. 1976, 98, 29–36. [\[CrossRef\]](#)
- Sieverding, CH Experimentelle Daten zu zwei transsonischen Turbinenschaufelabschnitten und Vergleich mit verschiedenen theoretischen Methoden VKI-Vorlesungsreihe 59 – Band 3 (Transsonische Strömungen in Turbomaschinen); 21.–25. Mai 1973; Teil 3. VKI PP 1972-05.

8. **Lehthaus, F.** Berechnung der transsonischen Strömung durch ebene Turbinengitter nach dem Zeit-Schritt-Verfahren. VDI-Forsch. 1978, 586, 5–24.
9. **Kiock, R.; Lehthaus, F.; Baines, NC; Sieverding, CH** Die transsonische Strömung durch ein ebenes Turbinengitter, gemessen in vier Europäische Windkanäle. ASME J. Eng. Gas Turbines Power 1986, 108, 277–284. [[CrossRef](#)]
10. **Baumgärtner, D.; Otter, JJ; Wheeler, APS** Der Einfluss des Isentropenexponenten auf die transsonische Turbinenleistung. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2019, Phoenix, AZ, USA, 17.–21. Juni 2019. (GT2019-90251).
11. **Reinker, F.; Kenig, EY; aus der Wiesche, S.** CLOWT: Eine multifunktionale Testanlage zur Untersuchung organischer Dampfströme. In Proceedings of the ASME 2018 5th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting, (V002T14A004). Montreal, QC, Kanada, 15. Juli 2018.
12. **Reinker, F.; Kenig, EY; aus der Wiesche, S.** Closed Loop Organic Vapor Wind Tunnel CLOWT: Inbetriebnahme und Betrieb Erfahrung. In Proceedings of the ORC, Athen, Griechenland, 9.–11. September 2019; S. 47.
13. **Reinker, F.; aus der Wiesche, S.** Anwendung der Heißdraht-Anemometrie im stark unterschallstarken Strömungsregime organischer Dämpfe. In Proceedings des 3. Internationalen Seminars über nicht-ideale kompressible Fluidodynamik für Antrieb und Energie, Delft, Niederlande, 29.–30. Oktober 2020.
14. **McLinden, MO; Perkins, RA; Lemmon, EW; Fortin, TJ** Thermodynamische Eigenschaften von 1,1,1,2,2,4,5,5,5-Nonafluor-4(trifluormethyl)-3-pentanon: Dampfdruck, (p , ρ , T)-Verhalten und Schallgeschwindigkeitsmessungen sowie eine Zustandsgleichung. J. Chem. Eng. Data 2015, 60, 3646–3659. [[CrossRef](#)]
15. **Shelton, ML; Gregory, BA; Doughty, RL; Kiss, T.; Moses, HL** Ein statistischer Ansatz zur experimentellen Auswertung von Transsonische Turbinenschaufeln in einer linearen Kaskade. ASME J. Turbomach. 1993, 115, 366–375. [[CrossRef](#)]
16. **Reinker, F.; Wagner, R.; Passmann, M.; Hake, L.; aus der Wiesche, S.** Leistung einer rotierbaren Zylinder-Pitotsonde in stark unterschallschnellen nicht-idealen Gasströmungen. In Proceedings des 3. Internationalen Seminars über nicht-ideale kompressible Fluidodynamik für Antrieb und Energie, Delft, Niederlande, 29.–30. Oktober 2020.
17. **Passmann, M.; aus der Wiesche, S.; Joos, F.** Eine eindimensionale analytische Berechnungsmethode zur Ermittlung von Normalstoßverlusten in Überschall-Realgasströme. IOP Conf. Ser. J. Phys. Conf. Ser. 2017, 821, 012004. [[CrossRef](#)]
18. **Cumpsty, NA; Horlock, JH** Mittelwertbildung ungleichförmiger Strömungen für einen bestimmten Zweck. ASME J. Turbomach. 2006, 128, 120–129. [[CrossRef](#)]
19. **Dixon, SL; Hall, CA** Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery, 6. Aufl.; Butterworth-Heinemann: Burlington, MA, USA, 2010.
20. **Moffat, RJ** Beiträge zur Theorie der Unsicherheitsanalyse von Einzelstichprobenexperimenten. In Proceedings der 1980–81 AFOSR-HTTM-Stanford-Konferenz über komplexe turbulente Strömungen, Stanford, CA, USA, 1. Februar 1982; Band 1, Seiten 40–56.
21. **Yuan, LQ; Kind, RJ** Messungen und Berechnungen der kompressiblen Strömung durch eine Turbinenkaskade mit Oberflächenrauheit. In Proceedings of the ASME Turbo Expo 2006, (GT2006-90018). Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006.
22. **Traupel, W.** Thermische Turbomaschinen, Erster Band; Springer: Berlin/Heidelberg, Deutschland, 1966.

Artikel

Betrieb von Turbomaschinen mit Magnetlagern in Überkritische Kohlendioxidumgebung

Alexander Johannes Hacks * und Dieter Brillert

Lehrstuhl für Strömungsmaschinen, Universität Duisburg-Essen, Lotharstraße 1, 47057 Duisburg, Deutschland;
dieter.brillert@uni-due.de *

Korrespondenz: alexander.hacks@uni-due.de

Zusammenfassung: Im Projekt sCO₂-HeRo entwickelte, baute und testete der Lehrstuhl für Turbomaschinen der Universität Duisburg-Essen eine Turbomaschine mit Integralbauweise, bei der Kompressor, Generator und Turbine in einem einzigen hermetischen Gehäuse untergebracht sind. Kugellager schränkten den Betrieb jedoch ein, da ihre Schmiermittel mit überkritischem CO₂ (sCO₂) nicht kompatibel waren und sie stattdessen in gasförmigem CO₂ betrieben werden mussten. Um dieses Problem zu lösen, wurde die Turbomaschine im Projekt sCO₂-4-NPP neu konstruiert und gebaut. Anstelle von Kugellagern werden nun Magnetlager verwendet, um die Turbomaschine mit dem gesamten Rotor in sCO₂ zu betreiben. In diesem Artikel wird das überarbeitete Design vorgestellt, wobei der Schwerpunkt auf der Verwendung von Magnetlagern liegt. Außerdem wird untersucht, ob das sCO₂ den Betriebsbereich einschränkt. Testläufe zeigen, dass eine Erhöhung der Dichte und der Drehzahl zu einer stärkeren Auslenkung des Rotors und größeren Kräften auf die Lager führt. Die Messungen werden auch im Hinblick auf den Einfluss der Dichteerhöhung auf die destabilisierenden Kräfte in den Rotor-Stator-Hohlräumen analysiert. Fazit: Für den Betrieb der Turbomaschine müssen die Regelparameter der Magnetlager nicht nur an die Rotordrehzahl, sondern auch an die Fluiddichte angepasst werden. Damit gelang

Schlüsselwörter: überkritisches Kohlendioxid; Magnetlager; Rotordynamik



Zitat: Hacks, AJ; Brillert, D.

Turbomaschinenbetrieb mit
Magnetlagern in überkritischer
Kohlendioxidumgebung. Int. J.

Turbomach. Propuls. Power 2022, 7, 18.

[https://doi.org/10.3390/](https://doi.org/10.3390/ijtp7020018)

ijtp7020018

Wissenschaftlicher Redakteur: Marcello Manna

Erhalten: 2. Dezember 2021

Akzeptiert: 8. Juni 2022

Veröffentlicht: 14. Juni 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche
in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeits-
ationen.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel,
der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-
NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

1. Einleitung

Dieser Forschungsbericht konzentriert sich auf die Arbeit des Lehrstuhls für Turbomaschinen der Universität Duisburg-Essen im Projekt sCO₂-4-NPP zur Entwicklung und Erprobung einer kompakten Turbomaschine mit integralem Design und aktiven Magnetlagern (AMB) in CO₂ im überkritischen Zustand (sCO₂). Sie ist Teil eines neuartigen Wärmeabfuhrsystems für Restzerfallswärme in Kernkraftwerken, das im Vorgängerprojekt sCO₂-HeRo (Benra et al. [1] und Starflinger et al. [2]) entwickelt wurde. Die Anwendung erfordert, dass das Gesamtsystem und die Turbomaschine kompakt, robust und einfach sind. Daher besteht die ursprüngliche Turbomaschine, genannt sCO₂-HeRoB TAC, die von Hacks et al. [3] vorgestellt wurde, aus einem einstufigen Kompressor und einer Turbine an beiden Enden einer Welle mit einem Wechselstromgenerator in der Mitte. Während die TAC die Anforderungen an Kompaktheit und Einfachheit erfüllt, da alle Komponenten in einem einzigen hermetischen Gehäuse angedockt sind, Leider erwies sich das Fett als nicht mit sCO₂ kompatibel. Daher musste eine zusätzliche Hilfspumpe eingesetzt werden, um den Druck des CO₂ an den Lagern zu senken und sie stattdessen mit gasförmigem CO₂ zu betreiben. Dies machte das System weniger kompakt und schwieriger zu steuern, da der Auslassdruck der Hilfspumpe und des Kompressors gegeneinander ausgeglichen werden musste. Darüber hinaus sorgte ein Sicherheitsventil für unterkritischen Druck an den Lagern. Ein Ausfall der Pumpe führt daher zu einem Verlust des CO₂-Vorrats und macht das Wärmeabfuhrsystem weniger robust. Um diesen Nachteil des ursprünglichen Designs zu überwinden, muss der neue TAC mit allen Rotor-Stator-Hohlräumen betrieben werden, die mit sCO₂ gefüllt sind, wie durch die dunkleren blauen und violetten Farben in Abbildung 1 angezeigt. AMBs benötigen keine Schmiermittel. Daher stellen sie eine geeignete Technologie dar, um die Kugellager im ursprünglichen Design zu ersetzen und die zusätzlich

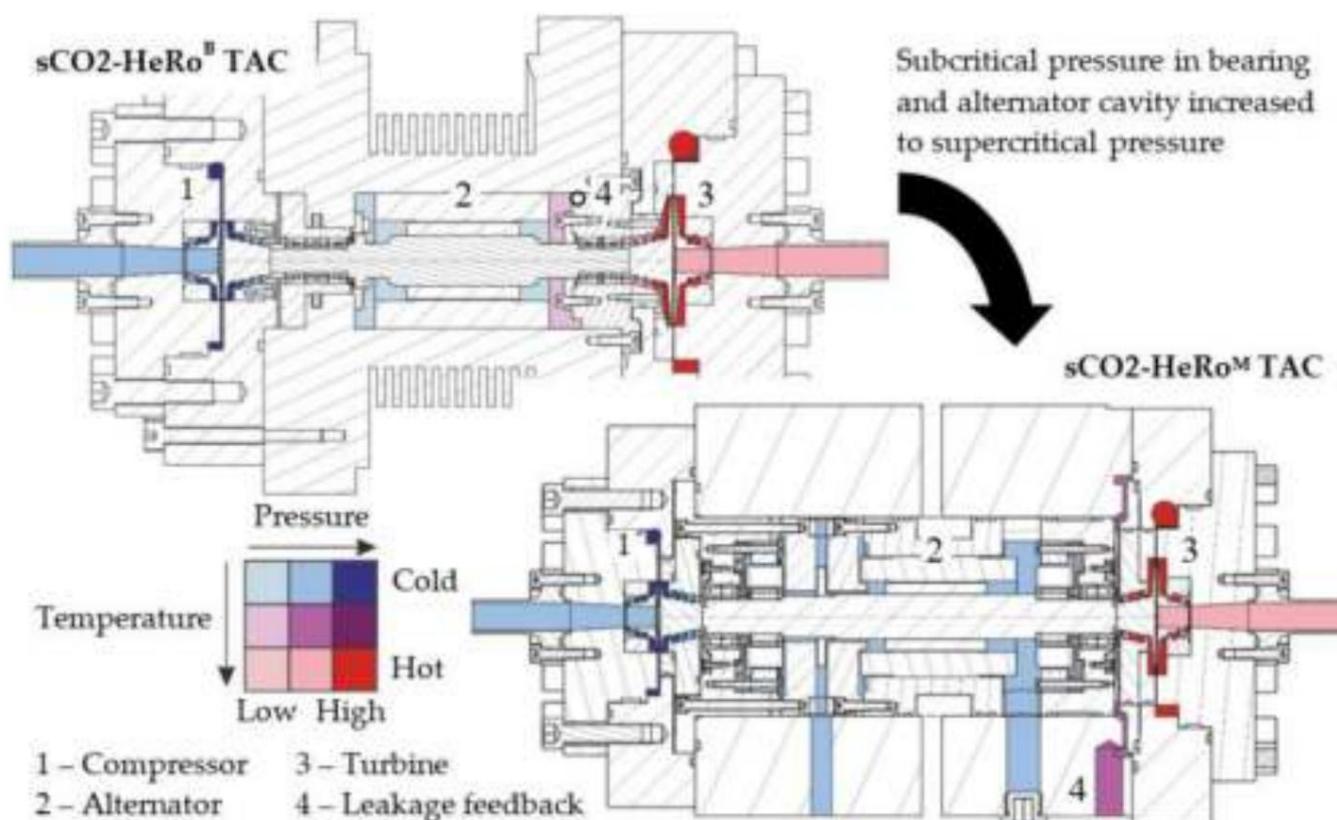


Abbildung 1. Querschnitte von sCO₂-HeRo^B TAC [3] (oben links) und sCO₂-HeRo^M TAC (unten rechts) mit Anzeige von CO₂- Druck und Temperatur in den Rotor-Stator-Hohlräumen.

In der Literatur gibt es jedoch kaum Forschungsdokumente zum Betrieb von Turbomaschinen für sCO₂ mit AMB. Nach Kenntnis des Autors hat nur eine Zusammenarbeit zwischen dem Korea Atomic Energy Research Institute (KAERI, Daejeon, Korea) und dem Korea Advanced Institute of Science and Technology (KAIST, Daejeon, Korea) Experimente zu AMB-Betrieb in sCO₂ veröffentlicht. Ziel ist es, einen hermetischen Kompressor mit Hochdruck-sCO₂ an den Lagern zu betreiben, ähnlich dem TAC, den die Autoren für das sCO₂-HeRo-System beschrieben haben. Im Jahr 2016 berichteten Cha et al. [4], dass die Eigenschaften des sCO₂-Fluids eine Instabilität des Lagerrotors verursachen, was zur Errichtung eines AMB-Prüfstands führte. Im Jahr 2019 veröffentlichten Kim et al. [5] erste Ergebnisse. Basierend auf ihren Experimenten zeigen sie, dass sCO₂ aufgrund seiner hohen Dichte und der Drucksensitivität tatsächlich das Potenzial hat, den Rotor zu beeinträchtigen [6]. Daher arbeiten sie an einem Modell zur Vorhersage der Auswirkungen von sCO₂ in den Turbomaschinenhohlräumen auf den Rotor.

In diesem Dokument werden das Design und der Betrieb des neu gebauten TAC mit AMB (genannt sCO₂-HeRo^M TAC) beschrieben. Die wichtigsten Merkmale und Abmessungen werden in diesem Dokument hervorgehoben. Ähnlich wie bei früheren Studien bei KAERI und KAIST wurde eine theoretische Analyse durchgeführt, die das Potenzial von sCO₂ im Generatorhohlraum zeigt, im Vergleich zu den anderen Hohlräumen die größten destabilisierenden Kräfte zu verursachen. Folglich wurde ein Kühlkonzept entwickelt, um die sCO₂-Dichte im Rotor-Stator-Hohlraum und die daraus resultierenden destabilisierenden Kräfte zu reduzieren. Während der ersten Testläufe im sCO₂-HeRo-Zyklus Es werden Messungen zur Erhöhung der Drehzahl bei unterschiedlichen Dichtenniveaus vorgestellt. Darauf aufbauend werden zusätzliche Messungen bei konstanter Drehzahl durchgeführt, um das Potenzial der sCO₂-Dichte zur Destabilisierung des Rotors zu bewerten. Während dieses Prozesses erreichte der sCO₂-HeRo^M TAC die vorgesehene Drehzahl von 50.000 U/min in Luft und etwa 30.000 U/min bei einer Kompressoreinlassdichte von fast 650 kg/m³. Darüber hinaus werden Beobachtungen zur Anpassung der Steuerparameter des AMB-Systems an die sCO₂-Fluidichte vorgestellt. Insgesamt wird die Funktionsfähigkeit des sCO₂-HeRo^M TAC

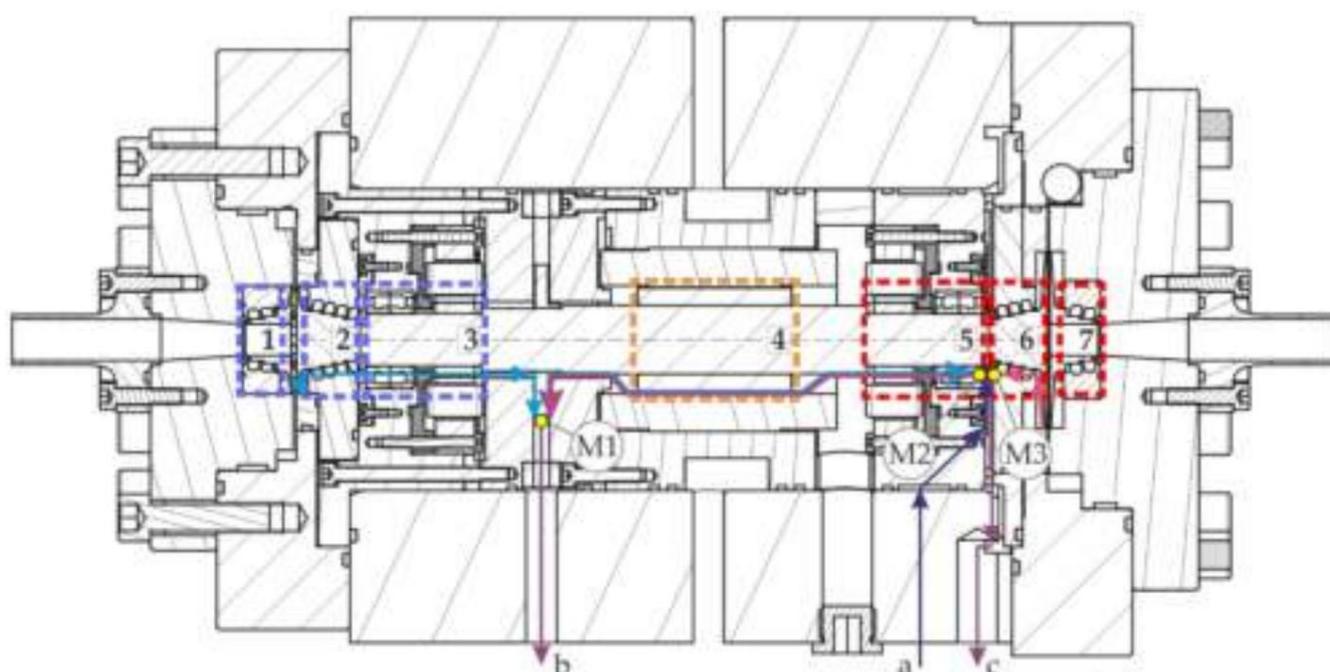
2. Aufbau der sCO₂-HeRoM Turbomaschine mit aktiver Magnetlagerung

Das Design des sCO₂-HeRoM TAC basiert auf dem des sCO₂-HeRoB TAC. Hacks et al. [3] beschreiben das Design des letzteren im Detail und zeigen die wichtigsten Zyklusparameter. Die Kompressor- und Turbinengeometrie [3,8] sowie Leistungsmessungen [9,10] sind ebenfalls öffentlich. Abbildung 1 zeigt das Gesamtlayout der TACs. Es ist für den sCO₂-HeRoM TAC und den sCO₂-HeRoB TAC identisch und lagert eine Turbine, einen Generator und einen Kompressor auf einer einzigen Welle in einem hermetischen Gehäuse. Konstruktionsmerkmale wie die Kompressor- und Turbinengeometrie sind ebenfalls identisch. Der Hauptunterschied ist die Art des Lagers. Beim sCO₂-HeRoM TAC wurden die ursprünglichen Kugellager durch AMB ersetzt, um die durch das Fett bedingten Einschränkungen zu beseitigen. Letzteres löst sich in sCO₂ und wurde daher im sCO₂-HeRoB TAC in gasförmigem CO₂ gehalten, indem der CO₂-Druck mit einer zusätzlichen Pumpe auf einen unterkritischen Druck reduziert wurde, der in Abbildung 1 durch eine hellere blaue Farbe angezeigt wird. AMB benötigen kein Schmiermittel und überwinden daher die Einschränkungen, die gasförmiges CO₂ an den Lagern mit sich bringt. Sie weisen jedoch bestimmte Eigenschaften auf, die bei Konstruktion und Betrieb berücksichtigt werden müssen. Im Allgemeinen erfordern AMB-Systeme zwei Radiallager und ein separates Axialdrucklager, was sich von den ursprünglich verwendeten hybriden Schrägkugellagern unterscheidet. Bisher waren nur ein einzelnes Radiallager und ein kombiniertes Axial-Radiallager erforderlich, da dieser Lagertyp Darüber hinaus erfordert AMB Sensoren zur Kontrolle der Position des schwebenden Rotors und zusätzliche Sicherheitslager, um zu verhindern, dass der Rotor bei einem AMB-Ausfall oder einer Überlastung gegen den Stator prallt. Dies hat mehrere Auswirkungen auf den neuen TAC. Erstens ist der Rotor aufgrund des zusätzlichen Axiallagers, der Sensoren und der Sicherheitslager. Daher muss die Welle einen größeren Durchmesser haben, um die kritische Drehzahl über der Konstruktionsdrehzahl zu halten. Zweitens trägt die Anlaufscheibe des Axiallagers erheblich zu den ohnehin schon hohen Luftverlusten bei. Diese sind beim sCO₂-HeRoM TAC im Vergleich zum sCO₂-HeRoB TAC aufgrund des generell größeren Wellendurchmessers, der neuen Anlaufscheibe und weil sCO₂ dichter ist als gasförmiges CO₂, größer. Darüber hinaus kann eine ungleichmäßige Druckverteilung auf beiden Seiten der Anlaufscheibe zu hohem Axial Schub führen. Drittens wird der Labyrinthdichtungsspalt wegen des geringen Konstruktionsmassenstroms des Zyklus von lediglich 0,65 kg/s auf 0,1 mm gehalten. Daher muss die maximale Auslenkung des Rotors an den Dichtungen unter 0,1 mm bleiben und beträgt an den Fanglagern nur 0,08 mm. Dies erfordert eine präzise Herstellung und Montage. Es begrenzt außerdem die maximale radiale Auslenkung des Rotors während des Betriebs.

2.1. Gestaltung interner Fließwege

Weitere Anforderungen beziehen sich auf die Gestaltung der Strömungswege innerhalb des TAC. AMB und Sensoren sind elektronische Komponenten, die unterhalb ihrer Temperaturgrenze von etwa 150 °C bleiben müssen. Die CO₂-Temperaturen an der Turbine betragen jedoch bis zu 200 °C, was über der Grenze liegt und eine Kühlung mit kaltem CO₂ erfordert. Darüber hinaus wirken sich die sCO₂-Eigenschaften innerhalb des TAC auf den Rotor und Komponenten wie Lager und Generator aus und erfordern eine interaktive Gestaltung des Rotors, der Einerseits muss das sCO₂ den Generator und AMB kühlen, was eine hohe Wärmekapazität und folglich eine hohe Dichte des sCO₂ erfordert. Andererseits bedeutet eine hohe Dichte eine stärkere Wechselwirkung zwischen dem Rotor und dem umgebenden sCO₂, was zu höheren Luftverlusten und höheren Druckgradienten in den Rotor-Stator-Hohlräumen führt, die größere Kräfte auf den Rotor ausüben. An der Druckscheibe und den Laufrädern können die Druckgradienten einen erheblichen Axial Schub verursachen, der durch die Tragfähigkeit des Axialdrucklagers abgedeckt werden muss. Druckgradienten in radialer Richtung verursachen Kräfte, die von Gleitlagern aufgenommen werden müssen. Wenn diese zu groß sind, nimmt die Auslenkung des Rotors zu, bis der Rotor die Sicherheitslager berührt, was zum Abschalten des TAC führt. Um die widersprüchlichen Anforderungen an hohe bzw. niedrige Dichte in den Rotor-Stator-Hohlräumen zu erfüllen, wurden im zentralen Teil des TAC zusätzliche sCO₂-Einlässe und -Auslässe implementiert, um die CO₂-Flussrate, -Richtung und -Dichte zu steuern. Die Positionen der zusätzlichen Einlässe und Auslässe sind im Querschnitt in

Das vereinfachte Schema in Abbildung 3 zeigt zwei resultierende Konfigurationen für die internen Strömungswege. Konfiguration 1 verwendet den Leckageauslass (c) und ähnelt dem ursprünglichen Design, das in Abbildung 1 dargestellt ist. Sie hat den Vorteil, dass kein zusätzlicher Kühlstrom durch (a) erforderlich ist. Allerdings fließt kaltes sCO₂ aus Kompressorleckagen mit hoher Dichte entlang großer Teile des Rotors, um die Axialschubscheibe herum und durch den Generatorhohlraum, bevor es am Mischpunkt M3 mit heißen Turbinenleckagen vermischt wird. Dies führt zu hohen Luftwiderstandsverlusten, großen Bei Konfiguration 2 wird die Leckage an der Anlaufscheibe (b) des Axiallagers abgesaugt. Es handelt sich um eine Mischung aus Kompressorleckage und Kühlstrom durch den Generator, gemischt im Punkt M1. Der Kühlstrom (a) wird im Mischpunkt M2 zwischen Turbinennabdichtung (6) und Radiallager (5) mit heißem Turbinenleck vermischt. Somit ist die Dichte des durch den Generatorhohlraum (4) strömenden sCO₂ geringer und durch Dies führt zu geringeren Luftverlusten, geringeren radialen Flüssigkeitskräften und geringerem Axial Schub.



Sections considered for calculation of stiffness and damping coefficients

- Compressor: Shroud seal (1); Hub seal (2); Radial bearing (3)
- Generator Rotor-Stator cavity (4)
- Turbine: Shroud seal (7); Hub seal (6); Radial bearing (5)
- Mixing point
- a Cooling flow inlet
- b, c Outlets - feedback to cooler inlet

Abbildung 2. Für die Berechnung der Steifigkeits- und Dämpfungskoeffizienten berücksichtigte Abschnitte.

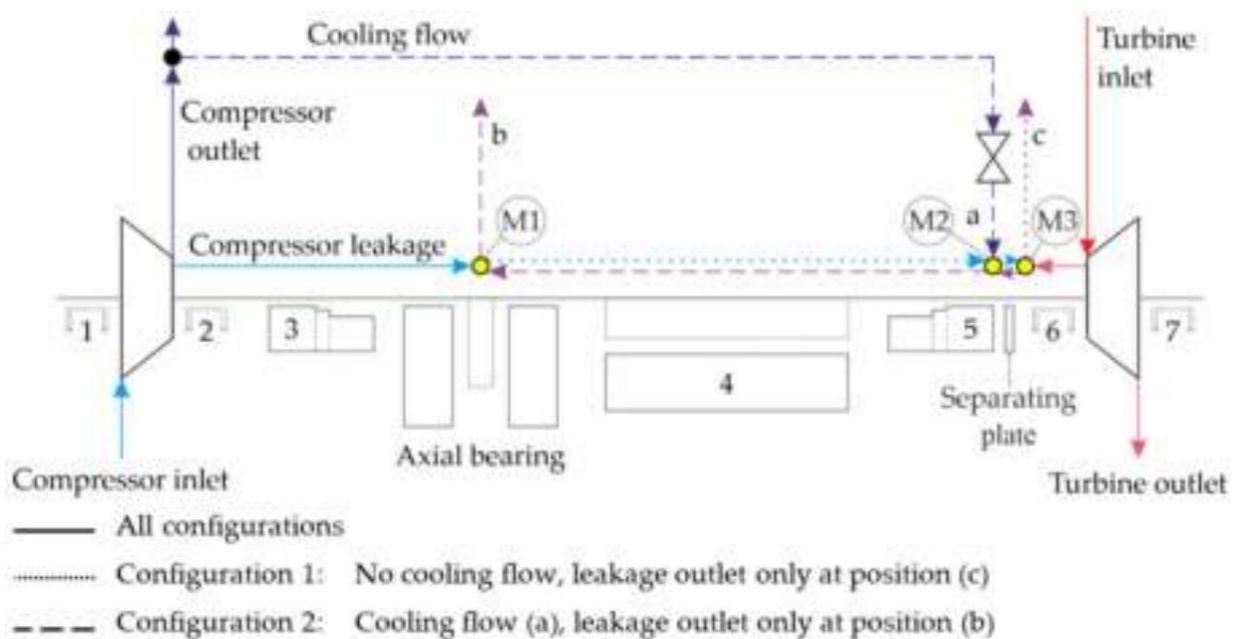


Abbildung 3. Vereinfachtes Schema von zwei CO₂-Flusspfadkonfigurationen innerhalb von sCO₂-HeRoM TAC mit Labyrinthdichtungen 1, 2, 6, 7, radialem magnetischem Lagerspalt 3, 5 und Generatorhohlraum 4 (Farben gemäß Abbildung 1).

2.2. Fluidkräfte von sCO₂ in Rotor-Stator-Hohlräumen der sCO₂-HeRoM- Turbomaschine

Da sich dieser Beitrag auf das in sCO₂-HeRoM TAC verwendete AMB bezieht, werden Windverluste, Axialschub und die mit einem eigenen Code berechnete Kühlwirkung von sCO₂ nicht im Detail erörtert. Der Schwerpunkt liegt auf der radialen Auslenkung des Rotors und den radialen Kräften. Diese werden durch Kräfte auf den Rotor aufgrund von Unwucht und rotationsasymmetrischen Druckfeldern um den Rotor herum verursacht. Letztere treten in den Laufrädern und in den Rotor-Stator-Hohlräumen auf. Die Rotor-Stator-Hohlräume sind die Labyrinthdichtungen und Hohlräume in der Art von zylindrischen Schalen wie die Gleitlager (Fanglager, Sensorringe, Radiallager) und der Generatorhohlraum. Im Radiallager ist der Raum zwischen den Elektromagneten ähnlich wie beim von Jin et al. [7] gezeigten Gleitlager geschlossen, um eine nahezu zylindrische Oberfläche zu erhalten und große Kräfte aufgrund der unregelmäßigen Geometrie zu vermeiden, von der Kim et al. [5] be-

Um die Kräfte (F) in der Rotordynamikanalyse zu berücksichtigen, werden äquivalente Steifigkeits- (K) und Dämpfungskoeffizienten (C) zusammen mit der Auslenkung x und y verwendet (siehe Gleichung (1)). Diese werden mit dem kommerziell erhältlichen Tool xLRotor [11] für verschiedene in Abbildung 2 angegebene Abschnitte berechnet. Für Labyrinthdichtungen wurde ein Modell verwendet, das für eine komprimierbare Gasdichtung entwickelt wurde, während die anderen Hohlräume als Ringdichtungen angenähert wurden. Die Berechnungen der Steifigkeits- und Dämpfungskoeffizienten wurden für die Abschnitte in Abbildung 2 unter Berücksichtigung der Druck- und Dichteverteilung entlang des Strömungswegs von sCO₂ innerhalb des TAC durchgeführt. Für das Ringdichtungsmodell wurden jedoch eine konstante durchschnittliche Dichte und Viskosität als Eingaben verwendet, und das Modell der komprimierbaren Gasdichtung verwendete einen konstanten Kompressibilitätsfaktor, um die Fluideigenschaften zu berücksichtigen. Aufgrund der geringen Änderung der Fluideigenschaften innerhalb der ringförmigen Hohlräume und der relativ geringen Druckdifferenz über die Dichtungen hinweg werden die durch die Ungenauigkeit der Fluideigenschaften verursachten Abweichungen als begrenzt erachtet. Sie zeigen, dass alle betrachteten Hohlräume eine destabilisierende Wirkung haben, d. h. die Kräfte des Fluids wirken auf den Rotor in einer Richtung, die die Auslenkung des Rotors erhöht. Unter Berücksichtigung der Strömungspfadkonfiguration 1 zeigt Abbildung 4 die Ergebnisse einer Beispielberechnung. Die Koeffizienten der verschiedenen Abschnitte in Abbildung 2 werden als Bruchteil derjenigen im Generatorhohlraum (4) angezeigt. Beachten Sie, dass die Abschnitte (3) und (5) in die verschiedenen Elemente des Radiallagers, des Fanglagers, des Sensorrings und des Radiallagers selbst unterteilt sind. Laut Abbildung 4 dominiert der Generatorhohlraum (4) den rotordynamischen Einfluss des

10-mal höher für direkte Steifigkeit $K_{xx} = K_{yy}$ und gekoppelte Dämpfung $C_{xy} = C_{yx}$. Der Grund für die Dominanz des Generatorhohlraums liegt in dessen Größe, die den doppelten Durchmesser und die doppelte Länge des Hohlraums in Fanglagern aufweist. Letzterer weist aufgrund einer schmalen radialen Spaltbreite von nur 0,08 mm hohe Koeffizienten auf. Darüber hinaus führt das flüssigkeitsähnliche sCO₂ zu höheren Koeffizienten für Dichtungen und Lager auf der Kompressorseite, obwohl die auf der Turbinenseite dieselbe Geometrie aufweisen. Da **Abbildung 4** nahelegt, dass die im Generatorhohlraum entstehenden Kräfte gegenüber denen in anderen Hohlräumen dominieren, wird der Auswirkung von Dichteänderungen innerhalb dieses Hohlraums auf die radiale **Ablenkung und die Lagerkräfte besondere Aufmerksamkeit gewidmet**.

$$\text{Effekt } \begin{matrix} K_{xx} & K_{xy} \\ F_y & K_{yx} & K_{yy} \end{matrix} \begin{matrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{matrix} \begin{matrix} \ddot{x} \\ \dot{j} \end{matrix} \quad (1)$$

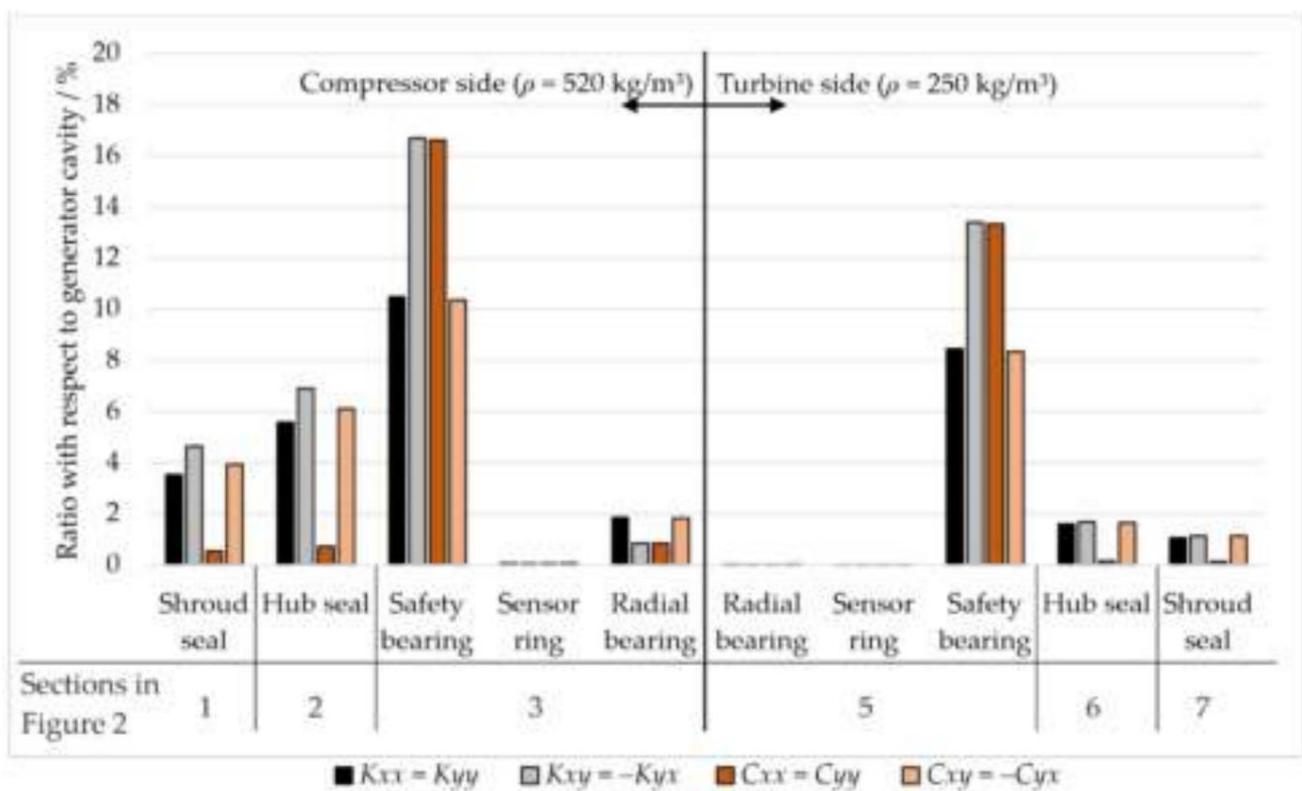


Abbildung 4. Verhältnis der Steifigkeitskoeffizienten (K) und Dämpfungskoeffizienten (C) in Bezug auf die Koeffizienten des Generatorhohlraums (Dichte = 310 kg/m³), berechnet für Strömungspfadkonfiguration 1.

Abbildung 5 zeigt eine Sensitivitätsstudie des radialen Abstands, der Dichte im Generatorhohlraum und der Drehzahl auf die Steifigkeits- und Dämpfungskoeffizienten. In der Studie wird nur ein Parameter geändert, während die anderen konstant bleiben. Um den radialen Abstand zu erhöhen, wird der Rotordurchmesser reduziert. Die Dichte wird bei konstantem Druck geändert. Die Studie wird mit xLRotor [11] unter Verwendung eines Modells für eine kurze ringförmige Dichtung durchgeführt. Obwohl der Hohlraum die Anforderungen einer kurzen Dichtung nicht erfüllt, werden die Beziehungen in Bezug auf die untersuchten Parameter für Modelle mit langer und kurzer Dichtung als gleich angesehen. Abbildung 5 zeigt, dass die Spalthöhe einen deutlich größeren Einfluss auf die gekoppelte Steifigkeit (und die direkte Dämpfung) hat als auf die direkte Steifigkeit. Andererseits führt eine Verringerung der Dichte und der Drehzahl zu einer größeren Verringerung der direkten Steifigkeitskoeffizienten. In Bezug auf die Kräfte bedeutet dies, dass Dichte und Drehzahl mehr Einfluss auf Kräfte haben, die auf das Rotationszentrum zu (stabilisierend) oder von diesem weg (destabilisierend) weisen. Bei sCO₂-HeRoM TAC liegt der Fokus auf diesen Kräften und folglich auf den direkten Steifigkeitskoeffizienten. Der Grund dafür ist, dass in der (ursprünglichen) Strömungspfadkonfiguration 1 (siehe Abbildung 3) die di

um die Dichte im Generatorhohlraum zu reduzieren und den Betrieb des sCO₂-HeRoM TAC zu ermöglichen. Dies und der allgemeine Einfluss der Dichte, der in Abbildung 5 dargestellt ist, bedeutet, dass sie während des Betriebs kontrolliert werden muss.

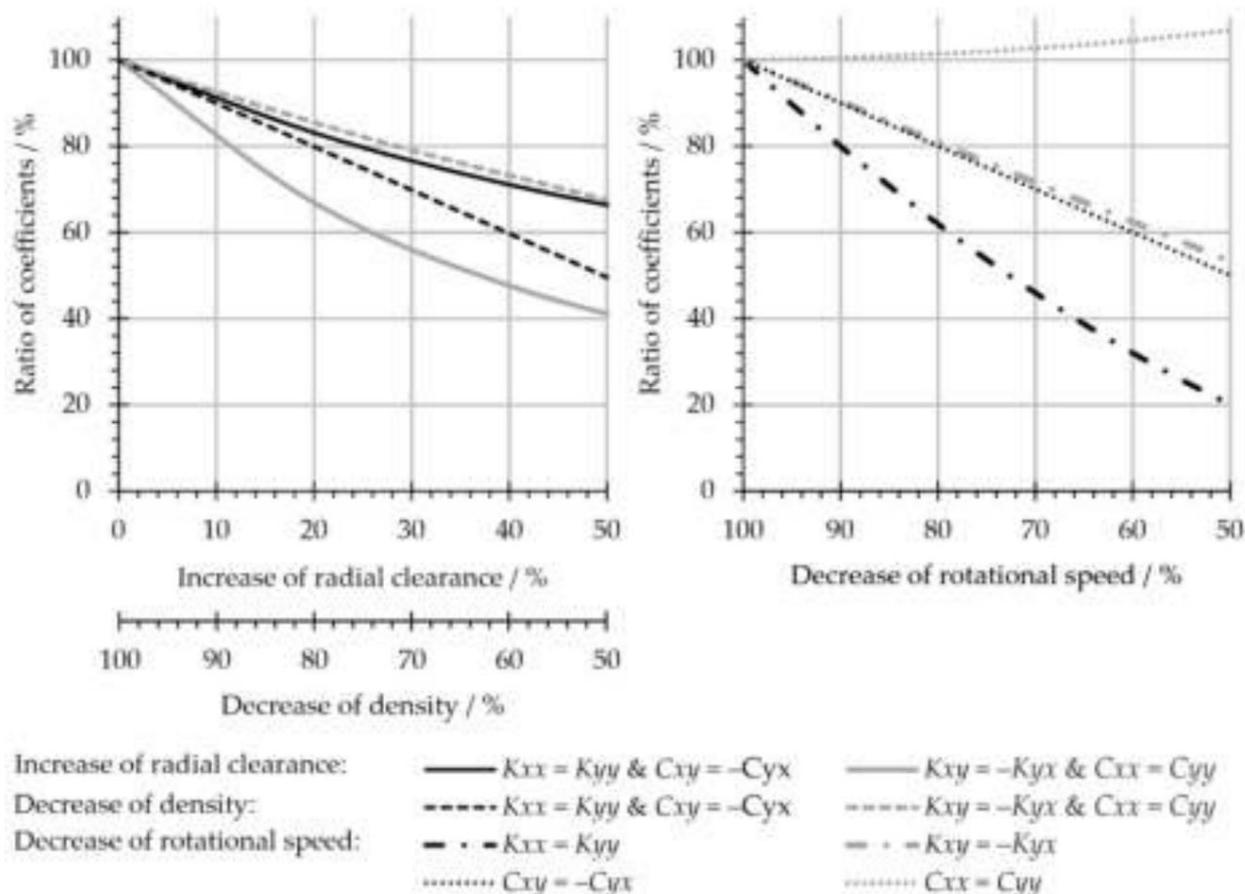


Abbildung 5. Verhältnis der Steifigkeits- und Dämpfungskoeffizienten bei Verringerung der Drehzahl, Erhöhung des radialen Abstands und Verringerung der Dichte im Generatorhohlraum von sCO₂-HeRoM TAC.

3. Betrieb der sCO₂-HeRoM- Turbomaschine Ziel

des ersten Betriebs des sCO₂-HeRoM TAC ist es, seine Funktionsfähigkeit im sCO₂-HeRo-Zyklus zu beweisen. Außerdem soll das Konzept der internen Strömungswege überprüft und das Verständnis der Auswirkungen von Drehzahl und Dichte auf den Betrieb des TAC in sCO₂ verbessert werden. Basierend auf den Erkenntnissen des vorherigen Kapitels und den Veröffentlichungen von Cha et al. [4] und Kim et al. [5] wird der Betrieb eines TAC mit AMB mit zunehmender Dichte schwieriger. Daher beginnen die Tests mit dem Betrieb in Luft bei atmosphärischem Druck, was als bekannte Bedingungen gilt. Dann werden sie mit CO₂ in gasförmigem Zustand und geringer Dichte fortgesetzt. Wie in Abbildung 6 gezeigt, nahm die Dichte am Kompressoreinlass, die die höchste Dichte im Zyklus darstellt, allmählich zu, beginnend mit dem gasförmigen Zustand von CO₂ bei 160 kg/m³ in Region I, bis zum ersten Mal in Region III überkritische Bedingungen mit einer Dichte von über 300 kg/m³ erreicht wurden. Schließlich erreichte Region V die Auslegungsdichte und den Auslegungsstatik- Einlassdruck von 566 kg/m³ bzw. 78,3 bar am Kompressoreinlass. Zusammen mit den Regionen III, IV und VI deckten die Tests den gesamten Bereich möglicher Kompressoreinlassbedingungen ab. Dies umfasst höhere statische Einlassdrücke von bis zu 90 bar, eine maximale Einlassdichte von 650 kg/m³ und Bedingungen um den kritischen Punkt. Während des Betriebs des TAC in den verschiedenen Regionen der Kompressoreinlassbedingungen in Abbildung 6 wurden die Auslenkung des Rotors und die für die Lager berechneten radialen, magnetischen Kräfte überwacht. Radiale Auslenk

Es werden verschiedene Parameter verwendet. Zunächst wird die Drehzahlsteigerung in verschiedenen Bereichen der Kompressoreinlassbedingungen dargestellt. Anschließend werden Messungen bei konstanter Drehzahl im Hinblick auf den Einfluss der Dichte diskutiert. Die Messungen werden verglichen, um ein qualitatives Verständnis der Abhängigkeit der Ablenkungs- und Lagerkräfte von Drehzahl und sCO₂- Dichte zu erhalten .

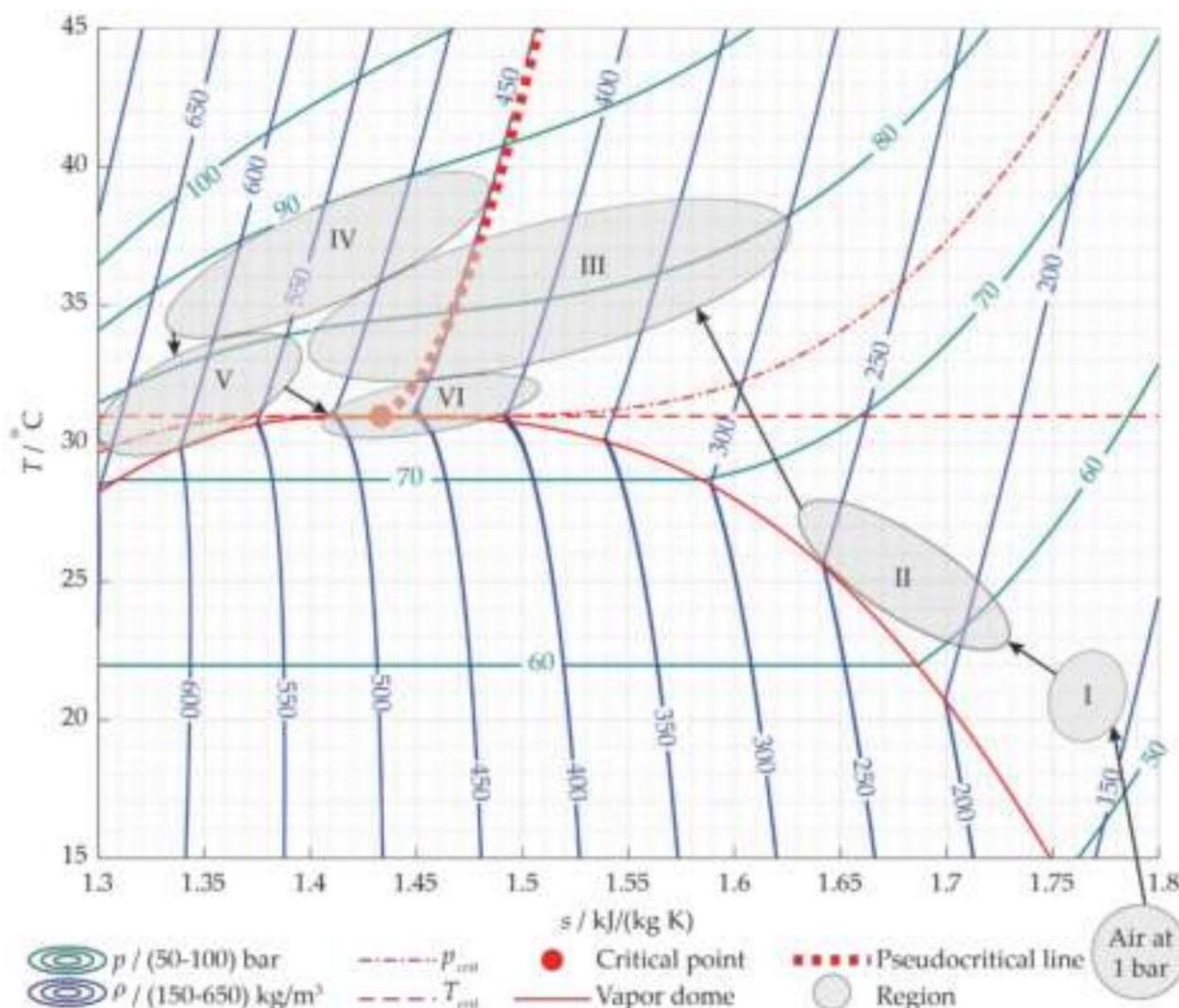


Abbildung 6. Bereiche der Kompressoreinlassbedingungen während der Schritte des Erstbetriebs, dargestellt im Ts- Diagramm für CO₂ mit Linien konstanter Drücke (p) und konstanter Dichte (ρ).

3.1. Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit

Hier wird ein Vergleich zwischen Testläufen in verschiedenen Regionen von Abbildung 6 dargestellt. Jeder Testlauf zeigt auch die Auswirkungen der Drehzahl auf die radiale Auslenkung des Rotors und die radialen Kräfte in den Lagern. Abbildung 5 lässt darauf schließen, dass bei zunehmender Drehzahl und Dichte eine Zunahme der Kraft und/oder Auslenkung zu beobachten ist. Wobei die Drehzahl einen größeren Effekt haben dürfte. Die Analyse beginnt mit einem Vorversuch in Luft. Der TAC erreichte eine Auslegungsdrehzahl von 50.000 U/min, wie in Abbildung 7 dargestellt. Aus Gründen der Lesbarkeit sind die (Tausende) von Messpunkten nicht dargestellt. Stattdessen stellen die schattierten Bereiche den Bereich dar, in dem sich 90 % der Messpunkte befinden. Das bedeutet, dass für jede Drehzahl die Unter- und Obergrenze des schattierten Bereichs so gewählt werden, dass 90 % der Messungen bei der jeweiligen Drehzahl einbezogen werden. Bei den Vorversuchen in Luft wurde ein einfacher AMB-Regler verwendet, ohne die rotordynamischen Koeffizienten von Dichtungen und Hohlräumen zu berücksichtigen. Da die Luftdichte nur 1 % der Dichte im Betriebsbereich I in CO₂ darstellt (siehe Abbildung 7) und

sogar noch weniger, nämlich nur 0,3 % der Einlassdichte des Kompressors, werden Kräfte aufgrund von Flüssigkeit in den Laufrädern und Hohlräumen im Vergleich zum Betrieb in CO₂ als vernachlässigbar erachtet. Abbildung 7 zeigt, dass die Durchbiegung des Rotors im Stillstand durchschnittlich 3 µm für das Kompressorlager und 2 µm für das Turbinenlager beträgt und im gleichen Bereich schwankt. Mit zunehmender Drehzahl nehmen sowohl die Durchbiegung als auch die Kräfte leicht zu. Bei 50.000 U/min erreichte die maximale Durchbiegung ungefähr 12 µm oder 15 % des maximalen Spiels in den Fanglagern. Die Kräfte blieben deutlich unter 10 % der maximalen Lagerkraft.

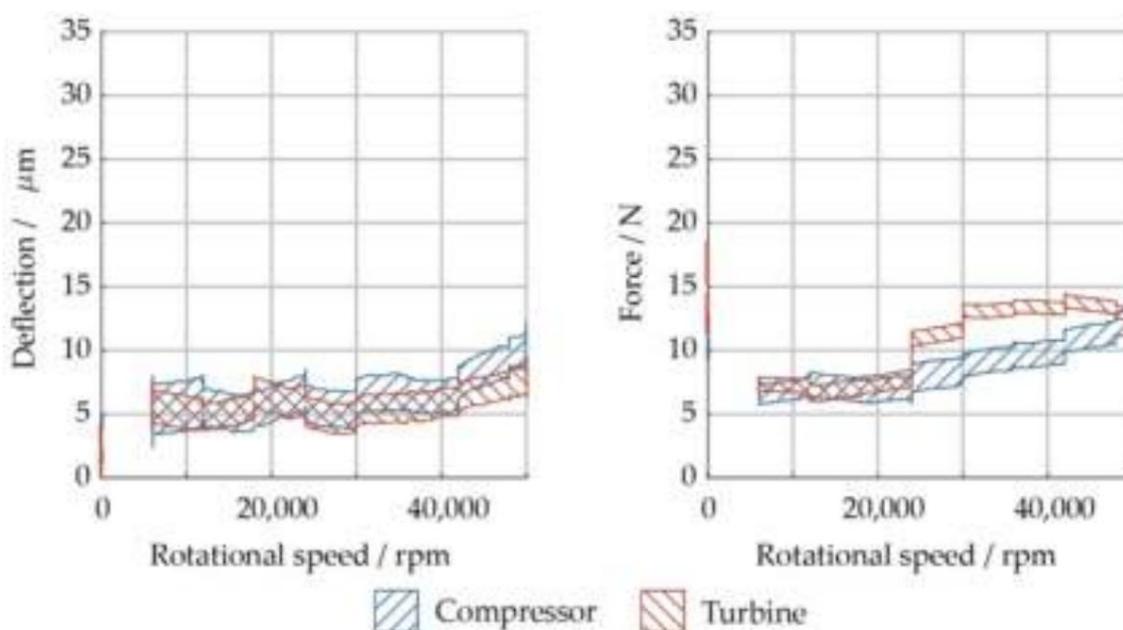


Abbildung 7. Durchbiegung und Kräfte an Radiallagern auf der Kompressor- und Turbinenseite während Luftvortests für Drehzahlen von 0 U/min bis 50.000 U/min.

Im Allgemeinen erreichte der vorläufige Lufttest 50.000 U/min und zeigte, dass der Rotor gut ausbalanciert war und die Abstände wie vorgesehen lagen. Er bewies die allgemeine Funktionsfähigkeit des TAC und lieferte die Grundlage für weitere Tests in CO₂.

Der nächste Schritt umfasste die ersten Tests der Bereiche I–III in Abbildung 6, in denen CO₂ in gasförmigem oder gasähnlichem Zustand vorlag. Von den Bereichen I–III nimmt die Dichte am Kompressoreinlass und im gesamten Zyklus zu. Darüber hinaus ist der Dichteunterschied zwischen Turbineneinlass und Kompressoreinlass gering, da die maximale Temperatur von CO₂ deutlich unter 60 °C gehalten wird. Schließlich ist die maximale Drehzahl während dieser Tests auf 40.000 U/min begrenzt, da der TAC im Gegensatz zu Tests in Luft auf die Turbinenleistung angewiesen ist, um die maximale Drehzahl zu erreichen, da die höhere Dichte am Kompressor mehr Leistung erfordert.

Abbildung 8 zeigt einen Vergleich der Messungen für drei Testläufe und den Testlauf in Luft. Die Testläufe Ia und Ib liegen in der Dichte in Region I und Lauf II in Region II. Während des Laufs Ia wurde das ursprüngliche Reglerdesign, das für den Lufttest verwendet wurde, nicht geändert. Wie beim Lufttest wurden mit zunehmender Drehzahl erhöhte Auslenkungen und Kräfte beobachtet. Darüber hinaus scheinen nun auch die Schwankungen in den Messungen (dargestellt als größerer umschlossener Bereich) zu sein. Oberhalb von 20.000 U/min sind die Ausschläge größer als beim Luftversuch, insbesondere auf der Verdichterseite. Abbildung 8 zeigt große Ausschläge von etwa 25 µm oder 31 % des Spiels am Verdichterslager bei einer Drehzahl von 33.000 U/min oder 66 % der Auslegungsdrehzahl. Dies ist bereits mehr als das Doppelte der Ausschläge, die im Luftversuch bei Auslegungsdrehzahl festgestellt wurden. Zu beachten ist der Peak bei ca. 5000 U/min, der das Einschalten des Unwuchtreglers anzeigt. Dieser ist bei größeren Drehzahlen aktiv und reduziert die Auslenkung des Rotors stark. Ähnliches wird bei den Versuchsläufen Ib und II noch einmal durchgeführt. Dabei werden die Reglerparameter so verändert, dass die Auslenkung des Rotors bei Drehzahlen über 27.000 U/min reduziert wird.

Daher ist die Rotorauslenkung bei Drehzahlen über 27.000 U/min im Vergleich zu Lauf Ia deutlich geringer. Bei etwa 38.000 U/min sind die Werte jetzt 40–50 % höher als die Werte bei der Auslegungsdrehzahl im Testlauf mit Luft. Betrachtet man die Radialkraft in beiden Lagern, sind die Kräfte im Kompressorlager größer als im Luftgehäuse. Andererseits bleiben die Kräfte im Turbinenlager ähnlich, allerdings mit größeren Schwankungen (größerer umschlossener Bereich). Lauf Ia ist eine Ausnahme und weist eine viel größere Kraft auf. Interessant ist, dass eine Änderung der Steuerparameter bei Überschreiten von 27.000 U/min zu einem steileren Anstieg der Kräfte als Funktion der Drehzahl führt.

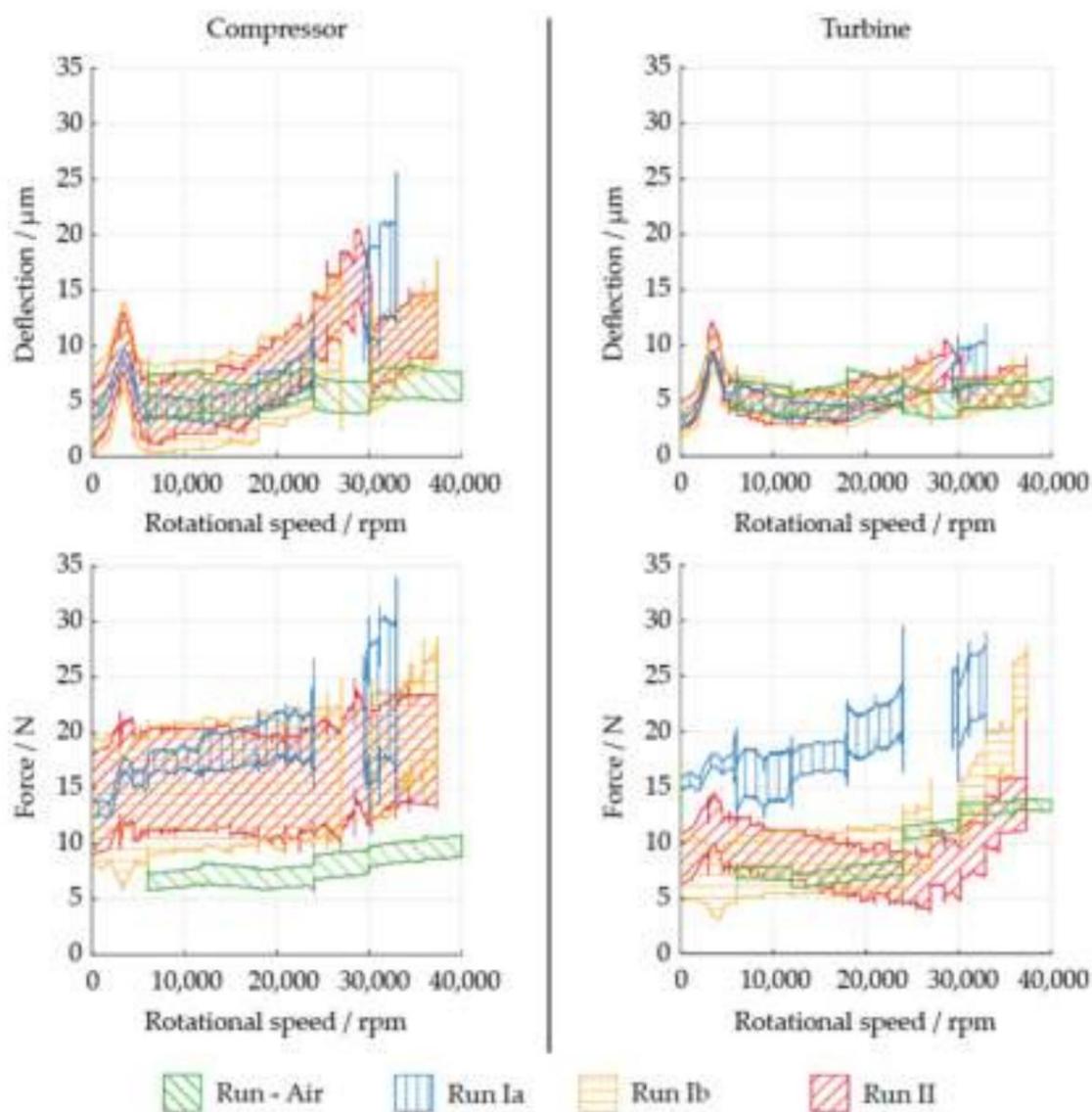


Abbildung 8. Auslenkungen und Kräfte dargestellt als Funktion der Geschwindigkeit für Bereich I und II in Abbildung 6 für drei Testläufe im Vergleich zum Lufttest: (oben) Auslenkungen; (unten) Kräfte; (links) am Kompressorlager; (rechts) am Turbinenlager.

Diese Beobachtungen legen nahe, dass die CO₂-Bedingungen tatsächlich einen Einfluss auf den Betrieb des TAC mit AMB haben. Der Grund für das beobachtete Verhalten liegt wahrscheinlich in der etwa 100-fach höheren Dichte. Darüber hinaus ist eine Änderung der Steuerparameter erforderlich, um die Wirkung von CO₂ auf den Rotor auszugleichen.

Der nächste Schritt ist Testlauf III, bei dem sich CO₂ in überkritischem, gasähnlichem Zustand im Bereich III rechts von der pseudokritischen Linie befindet (siehe Abbildung 6). Die Dichte beträgt jetzt 150–200 % der Dichte von Testlauf II, der mit einer Kompressoreinlassdichte von etwa 200 kg/m³ durchge-

Bei einer Drehzahl von 20.000 U/min steigt die Abweichung sowohl am Turbinenlager als auch am Kompressor stärker an als zuvor beobachtet (siehe Abbildung 9). Daher wird die Drehzahl zur Anpassung der Steuerparameter zur Begrenzung der Abweichungen von 27.000 U/min auf knapp über 18.000 U/min gesenkt. Daraus resultieren Ausschläge bei Drehzahlen über 18.000 U/min, die im gleichen Bereich liegen wie bei den vorherigen CO₂- Testläufen. Es ist eine ähnliche Kraftänderung wie vorher zu beobachten. Allerdings vergrößert sich die umschlossene Fläche, die die Streuung der Radialkräfte der Lager darstellt, statt des Mittelwertes. Die Schwankungen sind etwa doppelt so groß wie bisher gemessen. Auch hier wird vermutet, dass dies mit der zunehmenden Wechselwirkung des CO₂ mit dem Rotor aufgrund der höheren Dichte zusammenhängt.

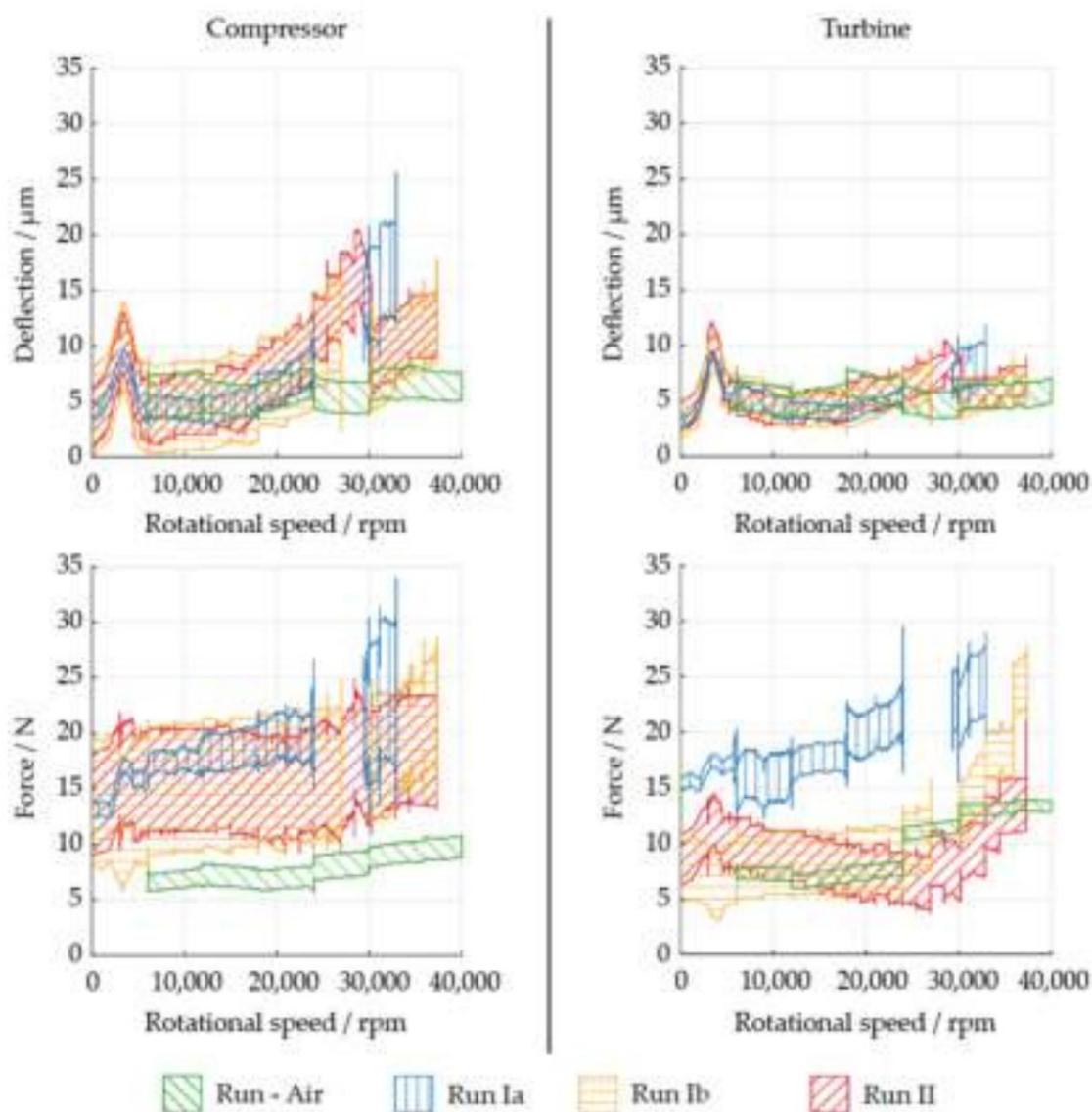


Abbildung 9. Auslenkungen und Kräfte dargestellt als Funktion der Geschwindigkeit für Bereich III in Abbildung 6 im Vergleich zu früheren Testläufen: (oben) Auslenkungen; (unten) Kräfte; (links) am Kompressorlager; (rechts) am Turbinenlager.

Schließlich werden die Kompressoreinlassbedingungen für Testlauf IV und V auf flüssigkeitsähnliche sCO₂- Bedingungen links der pseudokritischen Linie in den Bereichen III, IV und V gebracht. Die Testläufe wiesen Kompressoreinlassdichten von etwa 450 kg/m³ bzw. 600 kg/m³ auf. Beachten Sie, dass die Dichte am Turbineneinlass aufgrund der erhöhten Einlasstemperatur ähnlich wie bei Testlauf III bleibt. Wie im vorherigen Lauf nimmt die maximale Auslenkung hauptsächlich am Kompressorlager zu (siehe Abbildung 10). Die m

Höhe bei etwa 30.000 U/min (60 % der Auslegungsdrehzahl). Während die maximale Kraft in Abbildung 10 und ihre Schwankung am Kompressor früheren Tests ähneln, nimmt die Streuung der Messwerte für die Auslenkung zu. Beim Turbinenlager ist bei 15.000 U/min eine Kraftreduzierung zu erkennen, wenn das zuvor vollständig geöffnete Turbinenbypassventil auf 30 % geschlossen wird. Bei 25.000 U/min wird es auf 10 % geschlossen, was zu einer Kraftzunahme am Turbinenlager führt. Darüber hinaus steigt die Kraft mit steigender Drehzahl schneller an. Zwischen 11 % und 30 % Öffnung des Turbinenbypasses markiert die Stelle, an der sich die Strömungsrichtung an der Turbine ändert. Während das Turbinenlaufrad sCO₂ „pumpt“, z. B. aufgrund von Reibung an der Scheibe, wenn das Druckverhältnis über der Turbine aufgrund des offenen Bypassventils niedrig ist, bedeutet das Schließen des Ventils, dass der Pumpeffekt das steigende Druckverhältnis nicht mehr überwinden kann. Eine „falsche“ Strömungsrichtung an der Turbine führt also zu einer größeren Kraft auf das Turbinenlager. Darüber hinaus liegen die Ausschläge bis 15.000 U/min in einem ähnlichen Bereich wie bei den Lufttests, werden aber bei Drehzahlen nahe 30.000 U/min deutlich größer. Daher erfordern zukünftige Testläufe weitere Änderungen der Steuerparameter, um Drehzahlen über 30.000 U/min zu erreichen.

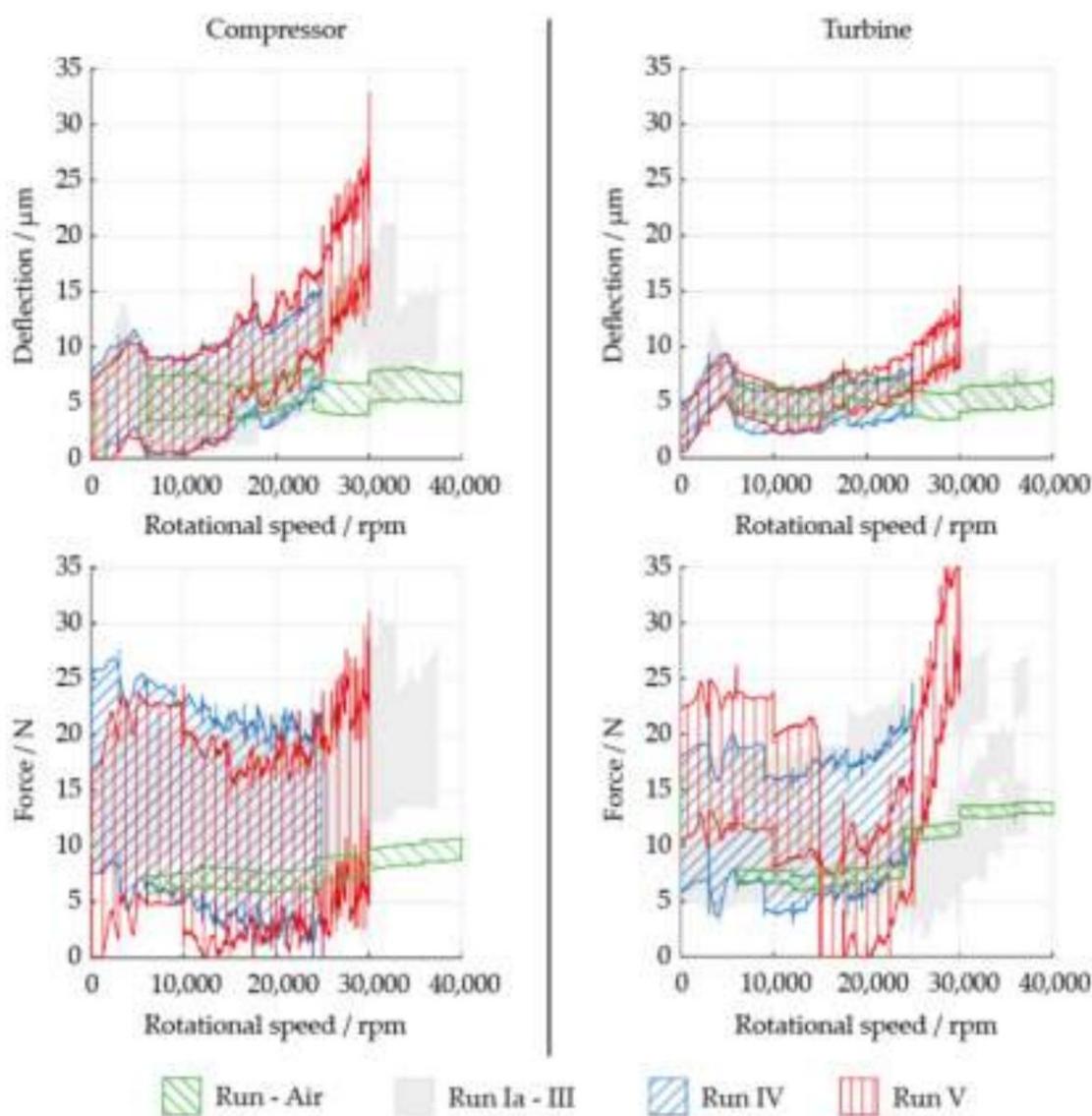


Abbildung 10. Auslenkungen und Kräfte dargestellt als Funktion der Geschwindigkeit für Bereich IV und V in Abbildung 6 im Vergleich zu früheren Testläufen: (oben) Auslenkungen; (unten) Kräfte; (links) am Kompressorlager; (rechts) am Turbinenlager.

Die Beschleunigungstests zeigten, dass bei niedrigen Drehzahlen von bis zu 15.000 U/min die Auslenkung unabhängig von der Dichte ähnlich ist wie beim Testlauf in Luft. Es scheint, dass das AMB in der Lage ist, den Einfluss von sCO_2 zu kompensieren, obwohl größere Kräfte erforderlich sind. Bei höheren Drehzahlen bleiben die radialen Auslenkungen und Kräfte beim Testlauf mit Luft nahezu konstant, während die Werte und die Streuung der Messungen bei Testläufen in CO_2 deutlich zunehmen. Der Unterschied wird größer, wenn die Dichte am Kompressoreinlass zunimmt. Wie gezeigt, kann eine Änderung der AMB-Steuerparameter die Auslenkungen auf Kosten größerer Kräfte reduzieren. Daher sind AMBs in der Lage, den Effekt von sCO_2 auf den Rotor im untersuchten Drehzahl- und Dichtebereich aktiv zu kompensieren.

3.2. Zunehmende Dichte

Der vorherige Abschnitt zeigt deutlich, dass die radiale Auslenkung des Rotors und die Radialkräfte in den Lagern mit der Drehzahl zunehmen. Er zeigt auch eine Zunahme der Auslenkung und der Lagerkräfte bei Testläufen in Regionen mit höherer Verdichtereintrittsdichte. Ein ähnliches Ergebnis wird von Kim et al. [6] präsentiert, die die Wirkung verschiedener sCO_2 -Bedingungen auf die Radialkraft auf den Rotor für einen zylindermantelförmigen Rotor-Stator-Hohlraum beschreiben. Sie zeigen, dass eine Zunahme der Dichte auch die sCO_2 -Kräfte auf den Rotor erhöhen kann. Um die Wirkung genauer zu untersuchen, werden Messungen bei konstanter rationaler Drehzahl vorgestellt. Abbildung 11 zeigt, dass eine Zunahme der Verdichtereintrittsdichte tatsächlich die radiale Auslenkung des Rotors und die Radialkräfte in den Lagern erhöht. Es ist jedoch zu beachten, dass die Zunahme der Verdichtereintrittsdichte mehrere Wirkungen hat. Sie führt beispielsweise zu einer Erhöhung des Druckverhältnisses und damit der Kraft, die auf die Schaufeln des Laufrads wirkt.

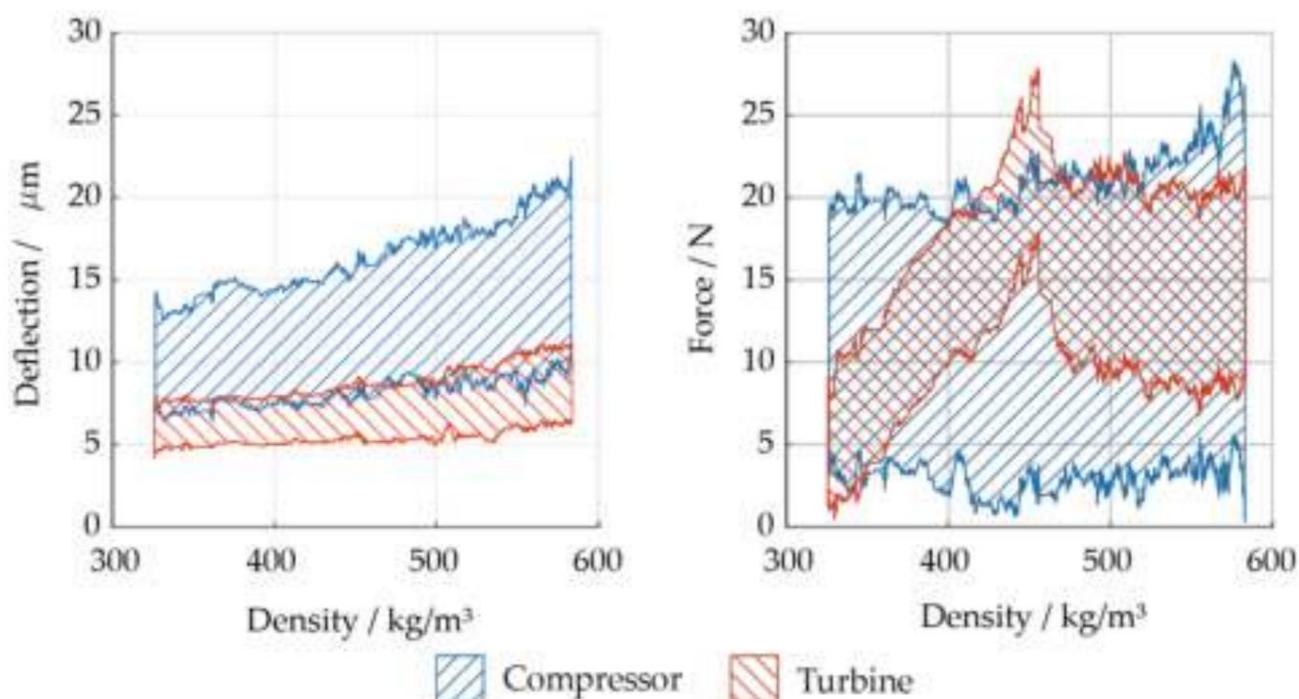


Abbildung 11. Durchbiegung des Rotors und Radialkraft der Lager auf der Turbinen- und Kompressorseite über der Kompressoreinlassdichte bei konstanter Drehzahl von 25.000 U/min: (links) Durchbiegung; (rechts) Radialkraft.

Um die verschiedenen Effekte der Dichteerhöhung voneinander zu trennen, wird das Druckverhältnis genauer untersucht. Das Druckverhältnis kann normalerweise durch eine Änderung der Durchflussrate des Kompressors geändert werden. Der sCO_2 -HeRo-Zyklus verfügt zu diesem Zweck über ein Bypassventil. Die Änderung des Druckverhältnisses durch das Schließen des Bypassventils ist jedoch gering und es wurde kein Einfluss auf die Durchbiegung oder die radialen Lagerkräfte beobachtet. Dies ist auf flache Kurven konstanter Drehzahl im Kompressorkennfeld zurückzuführen (vgl. Hacks et al. [3]). Der Druckanstieg im Kompressor hängt jedoch stark von seiner Einlassdichte ab (vgl.

Hacks et al. [9,10]). Im Fall von Abbildung 11 verdoppelt sie sich, wenn die Einlassdichte von 325 kg/m^3 auf 580 kg/m^3 zunimmt. Daraus kann geschlossen werden, dass eine Änderung der Durchflussrate am Kompressoreinlass nicht für die Erhöhung der Lagerkräfte und die radiale Auslenkung des Rotors verantwortlich ist, sondern der direkte Effekt der Dichte auf den Druckanstieg.

Zweitens wird der Effekt der Dichte in den Rotor-Stator-Hohlräumen analysiert. Wie Abbildung 5 zeigt, nehmen die Fluidkräfte in den Rotor-Stator-Hohlräumen mit der lokalen Dichte zu, was auch von Kim et al. [6] berichtet wurde. Hier wird nur der Effekt der Dichteänderung im Generatorhohlraum berücksichtigt, da Konstruktionsberechnungen darauf hindeuteten, dass die größten destabilisierenden Kräfte durch CO_2 im Hohlraum verursacht werden (siehe Abbildung 4). Abbildung 12 zeigt die radiale Auslenkung des Rotors und die radialen Lagerkräfte für eine Reihe von Messungen, bei denen das Ventil zur Steuerung der Kühldurchflussrate (a) gedrosselt wurde. Je weiter dieses Ventil gedrosselt wird, desto geringer wird die Dichte im Generatorhohlraum. Es wird erwartet, dass eine geringere Dichte die Auslenkung des Rotors und die Radialkraft im Kompressor hohlräum (b) erhöht. Abbildung 12 zeigt jedoch (entgegen den Erwartungen) keine nennenswerte Änderung der Auslenkung und der größeren Kräfte bei geringerer Dichte im Hohlraum. Das Verhalten wurde auch bei anderen Messreihen überprüft. Während die Änderung der Radialkraft oft weniger ausgeprägt ist als in Abbildung 12, ist mit zunehmender Dichte keine deutliche Zunahme der Auslenkung oder der Radialkraft zu sehen. Der Grund hierfür ist unklar, könnte aber mit einem der folgenden Gründe zusammenhängen. Der Leckagestrom über der Nabendichtung des Turbinenlaufrads vermischt sich mit dem Kühlstrom (a) im TAC (siehe Abbildung 3). Keiner der beiden Massenströme kann direkt gemessen werden, sondern muss berechnet werden. Da die Vermischung mit dem Leckagestrom im TAC erfolgt, wird nur die Dichte im Hohlraum berechnet und unterliegt daher Unsicherheiten bei der Berechnung des Massenstroms über die Dichtung und das Ventil. Ein weiterer Grund könnte sein, dass der direkte Steifigkeitskoeffizient gemäß dem für Abbildung 5 verwendeten Modell eine quadratische Abhängigkeit von der Drehzahl aufweist. Deshalb könnten die radialen Kräfte in der Kavität nur bei höheren Rotationsgeschwindigkeiten von Bedeutung sein.

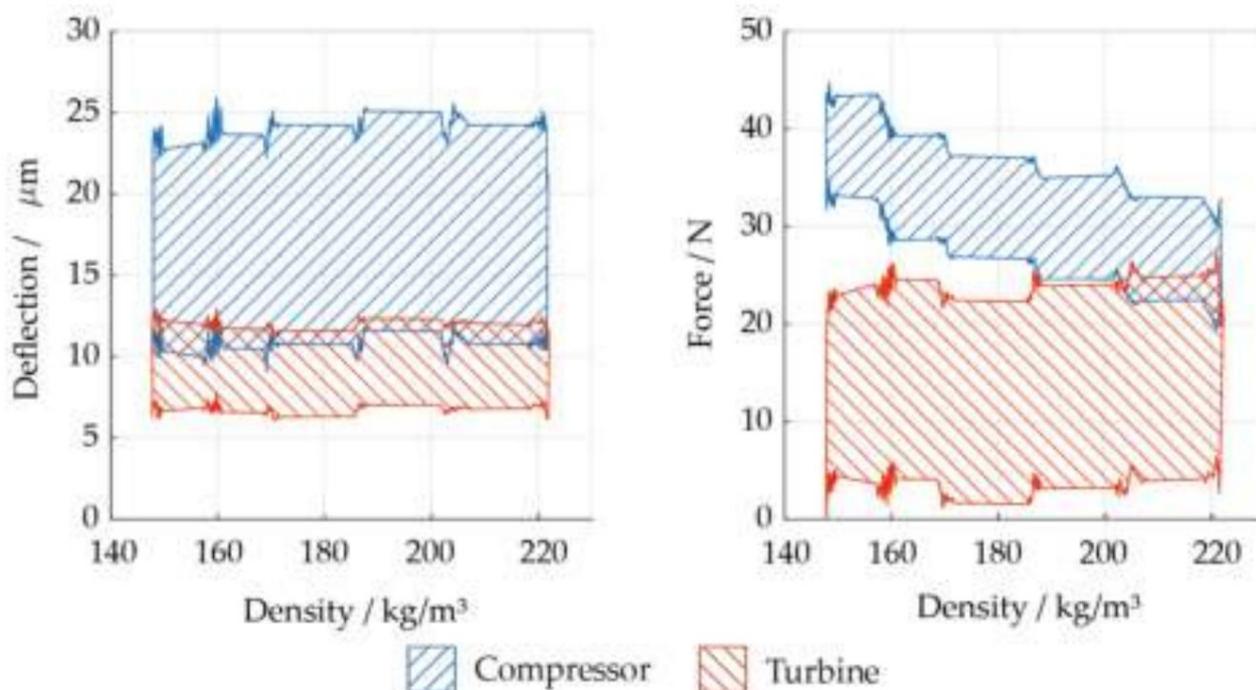


Abbildung 12. Durchbiegung des Rotors und Radialkraft der Lager an Turbine und Kompressor über der Dichte im Generatorhohlraum bei konstanter Drehzahl von 27.500 U/min: (links) Durchbiegung; (rechts) Kraft.

Schließlich wurde festgestellt, dass eine Zunahme der Dichte am Kompressoreinlass nicht zu einer Zunahme der Dichte im Generatorhohlraum führt, obwohl der Kühlfluss steigt und die Temperatur sinkt. Stattdessen bleibt die Dichte nahezu konstant, da der Druck im Hohlraum abnimmt. Dies deutet auch darauf hin, dass Kräfte, die auf den Kompressor wirken,

Lauftrad dominieren die Fluidkräfte, die im Generatorhohlraum entstehen. Daher dominieren die Auswirkungen auf das Kompressorlauftrad die Zunahme der radialen Auslenkung des Rotors und die Zunahme der radialen Lagerkräfte, zumindest im untersuchten Geschwindigkeits- und Dichtebereich.

4. Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Das Papier stellt zunächst das Design des sCO₂-HeRoM TAC vor. Seine Welle wird durch AMBs gestützt, sodass das CO₂ im gesamten TAC in einem überkritischen Zustand bleiben kann und die Fesseln der zuvor verwendeten Fettschmierung, die gasförmiges CO₂ erfordert, abgeschüttelt werden. Um die AMBs in den TAC zu integrieren, wurde das Kühlkonzept überarbeitet, um die Kühlung des AMBs auf der Turbinenseite sicherzustellen und Luftverluste, Axialschub und destabilisierende Kräfte zu reduzieren. Es wird gezeigt, dass letztere durch Steifigkeits- und Dämpfungskoeffizienten ausgedrückt werden können und die Koeffizienten des Generatorhohlraums voraussichtlich dominieren. Sie steigen mit steigender Drehzahl und Dichte und sinken mit größerer Spalthöhe. Darüber hinaus wird gezeigt, dass die Ziele der Kühlung einerseits und der Reduzierung von Luftverlusten und Fluidkräften andererseits widersprüchlich sind, da das eine kaltes und das andere warmes CO₂ mit hoher bzw. niedriger Dichte erfordert. Das neue Kühlkonzept ermöglicht einen Kompromiss, da die Regulierung des Kühlstroms die Temperaturen und Dichten im TAC reguliert. Darüber hinaus kann die Dichte im Generatorhohlraum konstant gehalten werden, selbst wenn die Dichte am Kompressoreinlass zunimmt. Daher ist Kühlkonzept 2 für sCO₂-HeRoM TAC mit AMBs geeignet. Schließlich wurden die ersten Testläufe mit dem sCO₂-HeRoM TAC erfolgreich abgeschlossen. Durch Anpassen der Reglerparameter an die Fluideigenschaften wurde ein stabiler Betrieb des TAC bei 30.000 U/min bei einer Kompressoreinlassdichte von bis zu 650 kg/m³ erreicht. Die Schlussfolgerung ist, dass ein TAC mit AMBs in sCO₂ betrieben werden kann, wenn die mit der hohen Dichte verbundenen Kräfte berücksichtigt werden.

Darüber hinaus werden Messungen der radialen Auslenkung des Rotors und der radialen Kräfte in den AMBs während mehrerer Testläufe vorgestellt. In einem ersten Schritt erreichte der sCO₂-HeRoM TAC eine Konstruktionsdrehzahl von 50.000 U/min in Luft und bewies damit seine Funktionsfähigkeit mit vernachlässigbaren flüssigkeitsinduzierten Kräften. Eine Erhöhung der Dichte und Drehzahl am Kompressoreinlass zeigte eine erwartete Zunahme der radialen Auslenkung des Rotors und der radialen Kräfte in den Lagern sowohl bei zunehmender Dichte als auch bei zunehmender Drehzahl. Darüber hinaus wurde gezeigt, dass durch die Anpassung der Reglerparameter die Möglichkeit besteht, die Auslenkung des Rotors zu reduzieren, indem größere Kräfte in den AMBs angewendet werden, um die flüssigkeitsinduzierten Kräfte zu kompensieren.

Darüber hinaus wird auch die Dichtezunahme bei konstanter Drehzahl analysiert. Eine Zunahme der Dichte am Kompressoreinlass ist mit einer Zunahme der radialen Auslenkung des Rotors und größeren Radialkräften verbunden. Die Dichte auf der Turbinenseite und im Generatorhohlraum bleibt bei den entsprechenden Messungen ungefähr konstant. Der Druckanstieg nimmt jedoch mit der Dichte am Kompressoreinlass stark zu. In einem weiteren Versuch, die Auswirkung der Dichte auf destabilisierende Kräfte im Inneren von Rotor-Stator-Hohlräumen des Zylindermanteltyps zu demonstrieren, wurde die Dichte im Generatorhohlraum geändert, während andere Eigenschaften ungefähr konstant gehalten wurden. Entgegen den Erwartungen wurde keine signifikante Änderung der radialen Auslenkung beobachtet. Die Radialkräfte neigten sogar dazu, abzunehmen. Es scheint, dass zumindest bei der untersuchten Drehzahl die Kraft im Generatorhohlraum die gesamten Radialkräfte auf den Rotor nicht dominiert. Dies kann mit einer quadratischen Abhängigkeit des direkten Steifigkeitskoeffizienten von der Drehzahl zusammenhängen, die das verwendete Modell anzeigt. Daher könnte die Beziehung zwischen den im Hohlraum entstehenden Fluidkräften und der gesamten Radialkraft auf den Rotor bei höheren Drehzahlen zunehmen und dominant werden. Im untersuchten Drehzahl- und Dichtebereich scheinen jedoch andere radiale Kräfte, die auf das Verdichterlauftrad oder in den Hohlräumen auf der Verdichterseite wirken, die Fluidkräfte auf den Rotor zu dominieren und müssen in zukünftigen Studien berücksichtigt werden. Eine detaillierte experimentelle Analyse der verschiedenen Komponenten der destabilisierenden Kraft auf den Rotor erfordert eine Rotorgeometrie mit reduzierter Komplexität.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, AJH; Methodik, AJH; Validierung, AJH; formale Analyse, AJH; Untersuchung, AJH; Datenkuratierung, AJH; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, AJH; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, AJH und DB; Visualisierung, AJH und DB; Überwachung,

DB; Projektverwaltung, DB; Mittelbeschaffung, DB. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Dieses Projekt wurde im Rahmen der Finanzhilfvereinbarung Nr. 847606 aus dem Euratom-Forschungs- und Ausbildungsprogramm 2014–2018 gefördert .



Datenverfügbarkeitserklärung: Daten auf Anfrage erhältlich. Die in dieser Studie präsentierten Daten sind auf Anfrage beim entsprechenden Autor erhältlich.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Verweise

1. Benra, F.-K.; Brillert, D.; Frybort, O.; Hajek, P.; Rhode, M.; Schuster, S.; Seewald, M.; Starflinger, J. Ein überkritischer CO₂-Brayton-Zyklus bei niedrigen Temperaturen zur Entfernung von Restwärme. In Proceedings des 5. Internationalen Symposiums – Überkritische CO₂-Kraftwerke, San Antonio, TX, USA, 29.–31. März 2016.
2. Starflinger, J.; Brillert, D.; Frybort, O.; Hájek, P.; Hennink, A.; Freutel, T. Die Sicherheit von Kernreaktoren auf ein höheres Niveau heben – Das überkritische CO₂-Wärmeabfuhrsystem – sCO₂-HeRo. In Proceedings der 26. Internationalen Konferenz „Kernenergie für das neue Europa“ NENE, Bled, Slowenien, 11.–14. September 2017.
3. Hacks, A.; Schuster, S.; Dohmen, HJ; Benra, F.-K.; Brillert, D. Turbomaschinendesign für überkritisches Kohlendioxid im sCO₂-HeRo.eu Projekt. J. Eng. Gas Turbines Power 2018, 140, 121017. [\[CrossRef\]](#)
4. Cha, JE; Cho, SK; Lee, JI Betriebstest des überkritischen CO₂-Kompressors mit aktivem Magnetlager. In Proceedings of the Transactions of the Korean Nuclear Society Autumn Meeting, Gyeongju, Korea, 27.–28. Oktober 2016.
5. Kim, D.; Baik, S.; Lee, JI Untersuchung von Instabilitätsproblemen magnetischer Gleitlager in überkritischen CO₂-Turbomaschinen. In Proceedings der ASME-JSME-KSME 2019 8. Joint Fluids Engineering Conference, San Francisco, CA, USA, 28. Juli–1. August 2019. [\[Querverweis\]](#)
6. Kim, D.; Baik, S.; Lee, J. Instabilitätsstudie eines magnetischen Gleitlagers unter S-CO₂-Bedingungen. Appl. Sci. 2021, 11, 3491. [\[CrossRef\]](#)
Jin, S.-H.; Cha, J.-E.; Chang, J.-U.; Choi, S.-H.; Ahn, H.-J. Kontrolle der durch Flüssigkeit verursachten Instabilität eines überkritischen CO₂ 7. Magnetgelagerter Kompressor. KSPE 2020, 37, 737–742. [\[CrossRef\]](#)
8. Hacks, AJ; Abd El Hussein, I.; Ren, H.; Schuster, S.; Brillert, D. Experimentelle Daten von überkritischem Kohlendioxid (sCO₂) Kompressor bei verschiedenen Fluidzuständen – Ergänzende Daten. DuEPublico 2021. [\[CrossRef\]](#)
9. Hacks, A.; Vojacek, A.; Dohmen, HJ; Brillert, D. Experimentelle Untersuchung des sCO₂-HeRo-Kompressors. In Proceedings of the 2. Europäische sCO₂-Konferenz, Essen, Deutschland, 30.–31. August 2018; S. 50–59. [\[CrossRef\]](#)
10. Hacks, AJ; Abd El Hussein, I.; Ren, H.; Schuster, S.; Brillert, D. Experimentelle Daten von überkritischem Kohlendioxid (sCO₂) Kompressor bei verschiedenen Fluidzuständen. J. Eng. Gas Turbines Power 2022, 144, 41012. [\[CrossRef\]](#)
11. Rotating Machinery Analysis, Inc. „XLRotor“. Online verfügbar: <https://www.xlrotor.com/solutions/xlrotor/> (abgerufen am 4. August 2021).

Artikel

Verbesserung der Stall Margin in einem Axialkompressor durch Kontinuierliche und gepulste Spitzeninjektion †

Joseph Moubogha Moubogha, Gabriel Margalida, Pierric Joseph, Olivier Roussette und Antoine Dazin  

UMR 9014 – LMFL – Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille – Kampé de Fériet, Arts et Métiers Institute of Technology, Centrale Lille, Universität Lille, CNRS, ONERA, F-59000 Lille, Frankreich; joseph.moubogha-moubogha@ensam.eu (JMM); gabriel.margalida@ensam.eu (GM); pierric.joseph@ensam.eu (PJ); olivier.roussette@ensam.eu (ODER)

* Korrespondenz: antoine.dazin@ensam.eu †

Dieses Manuskript ist eine erweiterte Version unseres Tagungspapiers, das in den Proceedings der 14. European Turbomachinery Conference, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021, veröffentlicht wurde.

Zusammenfassung: Strömungsabriss und Druckanstieg sind starke Einschränkungen im Betriebsbereich von Kompressoren und damit eine der Haupteinschränkungen der Leistung von Strahltriebwerken. Eine vielversprechende Methode, die Stabilitätsgrenze von Kompressionsmaschinen zu verschieben, besteht darin, eine kleine Menge Luft an der Blattspitze einzuspritzen, um den physikalischen Mechanismus zu verändern, der für den Strömungsabriss verantwortlich ist. Diese Studie konzentriert sich auf die experimentelle Leistung eines solchen Systems. Zu diesem Zweck wurde ein Axialkompressor-Prüfstand mit 40 Aktuatoren ausgestattet, die an ein zusätzliches Druckluftversorgungssystem angeschlossen waren. Sie konnten einen Hochgeschwindigkeits-Strahl direkt an der Spitze der Rotorblätter erzeugen. Dadurch konnten kontinuierliche oder gepulste Strahlen mit Frequenzen von bis zu 500 Hz bei verschiedenen Arbeitszyklen erzeugt werden. Die Leistung des Steuersystems wurde für verschiedene Steuerstrategien untersucht, bei denen die eingespritzte Durchflussrate, der Einspritzwinkel, die Anzahl der Injektoren, die Strahlfrequenz und der Arbeitszyklus systematisch variiert wurden. Dieser Artikel wird durch eine Untersuchung der Energiebilanz des Systems für verschiedene Konfigurationen abgeschlossen. Nach bestem Wissen der Autoren handelt es sich dabei um eine in der Literatur selten anzutreffende Analyse.



Zitat: Moubogha, JM; Margalida, G.; Joseph, P.; Roussette, O.; Dazin, A.

Verbesserung der Stall-Marge in einem Axialkompressor durch

kontinuierliche und gepulste Spitzeneinspritzung. Int. J.

Turbomach. Propuls. Power 2022, 7, 10.

<https://doi.org/10.3390/ijtp7010010>

Erhalten: 14. Oktober 2021

Akzeptiert: 6. März 2022

Veröffentlicht: 16. März 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-

NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

Schlüsselwörter: Axialkompressor; aktive Strömungssteuerung; Verbesserung des Strömungsabrisses; Anblasen der Turbinenspitze; Energiekosten

1. Einleitung

Das Problem der in Axialkompressoren auftretenden Strömungsabriss- und Pumpinstabilitäten ist fast so alt wie die erste Gasturbine [1,2], und der Stabilitätsverlust von Axialkompressoren bei einem hohen Druckverhältnis ist auch heute noch eine wichtige Einschränkung der Gesamtleistung moderner Flugtriebwerke, da das Auftreten dieser Phänomene dramatische Ereignisse verursachen kann. Dies führt dazu, dass Triebwerkhersteller eine entsprechende Sicherheitsmarge (die sogenannte Stall Margin (SM)) anwenden, um den Kompressor weit von seiner Stabilitätsgrenze entfernt zu halten. Dadurch werden den Maschinen ihre Betriebsbereiche mit höherem Druckverhältnis und höherer Effizienz vorenthalten, was die Gesamtleistung des Triebwerks beeinträchtigt. Verbesserungen der Stall Margin (SMI) können durch verschiedene Methoden erreicht werden: Eine große Anzahl von Arbeiten in der Literatur befasst sich mit passiven Steuerungstechniken, wie z. B. Gehäusebehandlungen [3]. Diese Methoden beinhalten permanente Änderungen des Gehäuses, die mit Änderungen der Strömungsbedingungen nicht zurecht kommen. Die Verwendung aktiver Strömungssteuerungssysteme, die leicht ein- und ausgeschaltet werden können, ist daher eine attraktive Alternative, und es wurden viele Forschungsarbeiten zu dieser Art von Techniken durchgeführt und kürzlich von Li et al. [4] zusammengefasst. Man sollte jedoch bedenken, dass solche Methoden einige technische Nachteile in Bezug auf Komplexität, zusätzliches Gewicht und möglicherweise Zuverlässigkeitsprobleme mit sich bringen. Laut Day's Übersicht [2] ist der häufigste Beginn des Strömungsabrisses in modernen Triebwerken der Spike, der durch Phänomene an der Schaufelspitze verur-

Belastung und/oder Einfluss auf die Dynamik des Wirbels am Düsenspalt. In der gesamten Literatur zu diesem Thema besteht Einigkeit über einige spezifische Eigenschaften des Steuersystems, die verwendet werden müssen, um einen signifikanten Effekt in Bezug auf

den SMI zu erzielen: • Der Strahl muss so nah wie möglich an der Gehäusewand sein; daher haben viele Autoren erfolgreich den Coandă-Effekt verwendet, um einen an der Wand befestigten Strahl zu erhalten [10,11]. • Ein hoher Impuls (oder eine hohe Geschwindigkeit) und eine gute Winkel

Dennoch bleiben einige Punkte unklar. Wie Li et al. [4] feststellen, besteht kein Konsens über die Wirkung des Gierwinkels (positive Winkelwerte werden durch die Rotordrehrichtung vorgegeben). Während im ersten Artikel [12] ursprünglich behauptet wurde, dass ein positiver Gierwinkel besser sei, haben andere Autoren das Gegenteil nachgewiesen [13,14]. Darüber hinaus wurde nach bestem Wissen der Autoren das Gleichgewicht zwischen den Energiekosten des Blasens und der positiven Wirkung auf die Maschinenleistung nie eindeutig hergestellt. Daher ist es schwierig, die Frage zu beantworten, ob sich ein solches System in einem echten Motor „lohnt“. Schließlich wurde das potenzielle Interesse am gepulsten Blasen kaum angesprochen [7], obwohl es seine Effizienz in einigen anderen Anwendungen zur Durchflussregelung, wie z. B. der Trennungskontrolle, gezeigt hat [15].

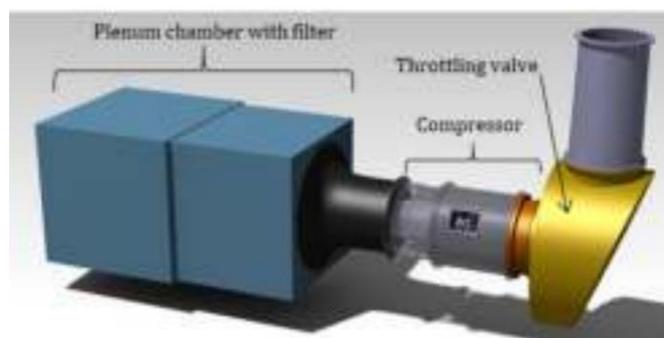
In früheren Laborstudien desselben Forscherteams wurden insbesondere die Strömungsmechanismen analysiert, die beim Einsetzen des Strömungsabrissses mit und ohne aktive Strömungsregelung eine Rolle spielen. Das Steuersystem konnte den Betriebsbereich des Kompressors effektiv erweitern, indem es die Spike-Mechanismen neutralisierte und den letzten Stabilitätspunkt in die Nähe des Maximums der Leistungskurve brachte. Bei einigen Steuerkonfigurationen tritt bei den Druckmessungen ein Niederfrequenzphänomen auf, das auf einen Übergang vom Spike-Typ-Störungsabriss zum modalen Strömungsabriss hindeutet. Darüber hinaus wurden einige wichtige Effekte, wie der eingespeiste Impuls, untersucht [16,17].

Ziel dieses Artikels ist es, diese vorherige Studie zu ergänzen, indem die oben genannten Fragen zum Gierwinkel und zur Energiebilanz des Systems bei gepulster Betätigung behandelt werden. Diese Studie basiert auf einer experimentellen parametrischen Studie, die am gleichen Prüfstand für einstufige Axialkompressoren durchgeführt wurde, der mit einem modularen Strömungsinjektionssystem ausgestattet ist [17]. Nach einer Beschreibung des experimentellen Aufbaus konzentriert sich der Artikel auf die Wirkung des Anblaswinkels bei verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten, um die Wirkung des Anblasens auf den rotierenden Rahmen deutlich herauszustellen. Anschließend widmet sich der Artikel einer Schätzung der Energiekosten und -einsparungen des Steuerungssystems, um die interessantesten Anblasstrategien beim gepulsten oder kontinuierlichen Anblasen aufzuzeigen. Diese Arbeit ist der erste Teil des von der EU finanzierten Horizont- 2020-Forschungsprojekts ACONIT [18], das auf die Entwicklung, Herstellung und Prüfung von Aktua

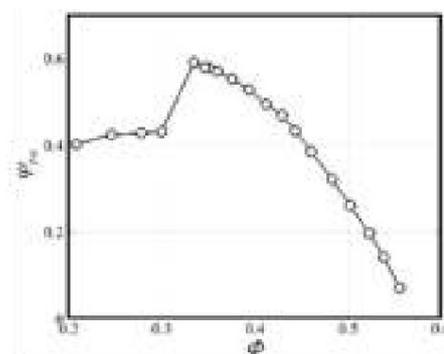
2. Versuchsaufbau Die

Grundlage für die in dieser Forschungsarbeit durchgeführten Experimente ist der langsam laufende, einstufige Axialkompressor CME2 am Arts et Métiers Institute of Technology in Lille (Frankreich). Dieser Kompressor ist eine Unterschallmaschine, vergleichbar mit einer Stufe einer Hochdruckkomponente eines Flugzeugtriebwerks [2]. Ursprünglich als praktisches Werkzeug zur Untersuchung des rotierenden Strömungsabrissses [19,20] konzipiert, wurde dieser spezielle Prüfstand in den letzten Jahren mit einem aktiven Strömungskontrollsystem (AFC) ausgestattet, das auf Magnetventilen

Der Kompressor selbst, der in Abbildung 1a dargestellt ist und dessen Eigenschaften in Tabelle 1 aufgeführt sind, wird bei Drehzahlen von 3200 U/min bis 4500 U/min betrieben. Eine typische Leistungskurve ist in Abbildung 1b dargestellt, in der der Gesamt-zu-statische Druckanstiegskoeffizient $\dot{y}_t/\dot{y}_s = \dot{y}_{Pt}/\dot{y}_s / 0,5\dot{y}U^2$ als Funktion des Durchflusskoeffizienten $\dot{y} = V_x/U_{tip}$ dargestellt wird. Tipp: Der Massenstrom wird mithilfe eines Drosselventils variiert, das sich hinter der Verdichterstufe befindet (siehe Abbildung 1a). In diesem Dokument wird der Strömungsabriss durch kontinuierliches Schließen des Drosselventils bis zum instabilen Teil der Leistungskurve ausgelöst.



(A)



(B)

Abbildung 1. CME2-Prüfstand: (a) schematische Beschreibung; (b) typische Leistungskurve des Kompressors bei 3200 U/min.

Tabelle 1. Kompressorparameter bei 3200 U/min.

Parameter	Wert	Einheiten
Auslegungsmassenstrom	5.3	kg·s ⁻¹
Auslegung axialgeschwindigkeit, LE *	43	MS
Rotorblattnummer	30	
Statorblattnummer	40	
Gehäusedurchmesser	550	mm
Naben-Spitzen-Verhältnis, LE	0,75	
Verhältnis, LE	84	mm
Rotorspitzensehne Rotorspitzen-	54	mm
Versatzwinkel	0,5	°
Rotorspitzenpalt	94	MS

Rotorspitzen geschwindigkeit * LE, Vorderkante.

Die Leistung des Kompressors wird mithilfe von zwei Differenzdrucksensoren bewertet befindet sich auf dem Prüfstand. Der erste Sensor misst die Differenz zwischen dem Gesamtdruck gemessen im Luftkasten und einem mittleren statischen Druck am Ende des Konvergenzrohr, das sich direkt hinter der Luftkammer befindet. Dieser Wert ermöglicht Erfassung des dynamischen Drucks am Kompressoreinlass und dann der Durchflussrate. Die zweite Der Sensor wird verwendet, um die Bühnenleistung durch Messung des statischen Drucks vor des Rotors und nach unten des Stators. Die Genauigkeit dieser Messungen wurde ausgewertet auf $\pm 0,012 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ und $\pm 1,5 \text{ Pa}$ für den Durchfluss und den totalen statischen Druck steigen bzw. [16].

Das Regelsystem [17] (siehe Gesamtbeschreibung in Bild 2) besteht aus 20 Einspritzventilen Blöcke mit jeweils zwei Injektoren. Diese Konfiguration wurde gewählt, weil Platzmangel durch die Gehäusekrümmung. Ein Magnetventil (Matrix MX821), deren Antriebsfrequenz zwischen 0 (kontinuierlich) und 500 Hz eingestellt werden kann, mit einer Versorgung Druck von bis zu 8 bar versorgt jeden Injektor. Jeder Injektor kann dann unabhängig betrieben werden und kann eine Strahlgeschwindigkeit von bis zu 200 m·s⁻¹ erzeugen durch einen Schlitz von $10 \times 0,5 \text{ mm}^2$. Dementsprechend Der eingespeiste Massenstrom kann von 0 bis ca. 2,5 % des Hauptdurchflusses des Stufe entweder durch Änderung des Versorgungsdrucks oder durch Änderung des Arbeitszyklus (DC) des Magnetventile bei gepulster Einspritzung. Der Arbeitszyklus ist definiert als die Blasgeschwindigkeit Zeitdauer geteilt durch die Gesamtperiodendauer (also die Summe aus Blasen und Nichtblasen Zeit). Alle Magnetventile werden durch das gleiche Steuersignal angesteuert, und der Hersteller Daten zeigen eine Reaktionszeit von weniger als 1 ms. Wie in der Literatur angegeben, ist das Blasen am wirksam vor der Rotorvorderkante [14], und der kritische Bereich befindet sich an der Spitze, nahe am Gehäuse [4]. Folglich befinden sich die Aktuatoren 10 mm vor dem Rotor ($x = \dot{y}20 \% \cdot Cx$) und die Injektoren sind so geformt, dass sie den Coandă-Effekt nutzen, um entlang des Gehäuses zu blasen

direkt im Düsenspalt [11]. Injektoren können auch um ihre Achse gedreht werden, um den Einspritzwinkel in Winkelschritten von 15° zu variieren .

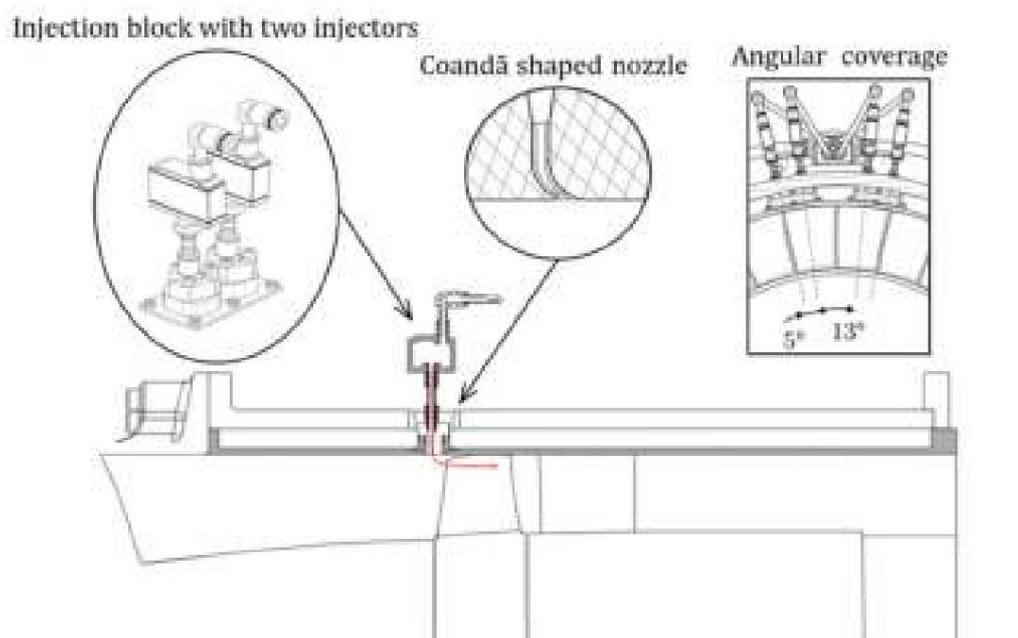


Abbildung 2. Beschreibung des aktiven Durchflusskontrollsystems.

Das Versuchsprotokoll wurde in einem früheren Artikel [17] ausführlich beschrieben, aber der Vollständigkeit halber werden hier die wichtigsten Informationen wiedergegeben. Bei einem typischen Strömungsabrisstest wird der Arbeitspunkt des Kompressors durch kontrolliertes Schließen eines Drosselventils entlang der Leistungskurve verschoben. Der Strömungsabrisstest ist durch einen abrupten Abfall des Massenstroms und des Druckverhältnisses leicht erkennbar. Die Basiscurve wird mit einer kontrollierten Kurve verglichen, die bei aktivierter Regelung für den gesamten Arbeitsbereich des Kompressors erreicht wird. Es gibt daher kein Problem mit der Aktivierungsverzögerung des aktiven Durchflussregelungssystems.

Abbildung 3 zeigt ein typisches Beispiel für die Ergebnisse des Durchflussregelungssystems. Dort ist der Anstiegskoeffizient vom Gesamtdruck zum statischen Druck als Funktion des Durchflusskoeffizienten dargestellt. Für jeden Kontrollfall wird der tatsächliche Wert des eingespritzten Gesamtmassestroms zusammen mit dem Arbeitszyklus (bei gepulstem Blasen) angegeben. Hier und im Folgenden entsprechen die Basisergebnisse der Leistung des Kompressors ohne Steuerung, und der eingespritzte Massestrom Q_{inj} wird in skaliertem Form ausgedrückt, \dot{q} als Prozentsatz des Kompressordurchflusses q_N , am letzten stabilen Betriebspunkt vor dem Stillstand ohne Steuerung, q_S . Aus diesen Ergebnissen geht hervor, dass sich das Blasen positiv auf den stabilen Betriebsbereich des Kompressors auswirkt.

Zur Beurteilung der Auswirkung des Regelungssystems auf die Leistungskurve der Maschine wird die Definition der Stall-Margin-Verbesserung von Weigl et al. [21] verwendet und mit den folgenden Gleichungen berechnet:

$$SM = \left(\frac{q_N}{q_S} \times \frac{\dot{y}_S}{\dot{y}_N} - 1 \right) \times 100 \quad \text{und} \quad \dot{y}_N \quad (1)$$

$$SMI = \frac{SMC \dot{y}_S SMB}{100 \cdot 100 \cdot KMU} \quad (2)$$

wobei q und \dot{y} jeweils die Durchflussrate und das Druckverhältnis sind. Bitte beachten Sie, dass sich in den Gleichungen (1) und (2) sowie in Abbildung 4 die Indizes N und S auf Werte am nominalen Betriebspunkt bzw. am letzten stabilen Betriebspunkt vor dem Stillstand beziehen (d. h. den Betriebspunkt mit der niedrigsten Durchflussrate vor dem Stillstand). In ähnlicher Weise bezieht sich der Index B auf den Basisfall ohne Kontrolle und C auf d

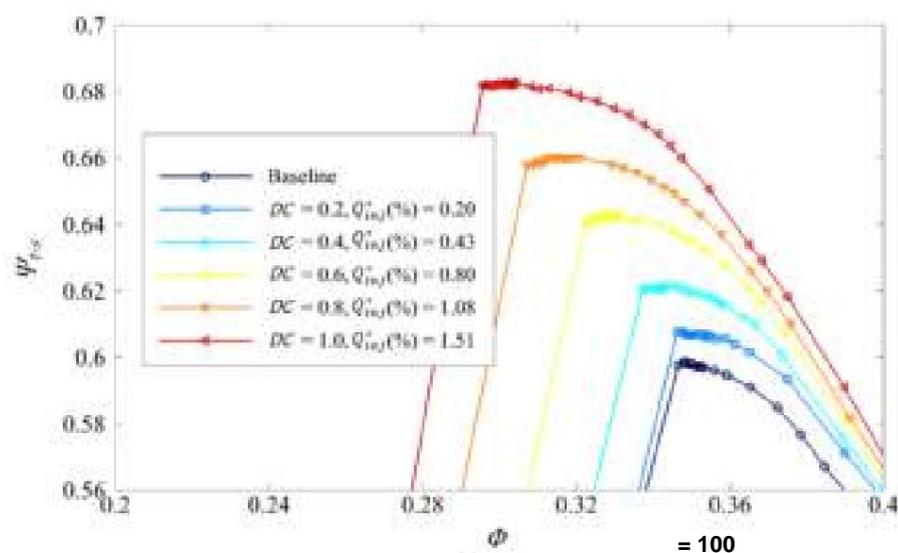


Abbildung 3. Leistungskurven, die mit dem Pulsstrahl-Steuerungssystem mit verschiedenen Arbeitszyklen erhalten wurden und globale Werte für den eingespritzten Massenstrom (Ansteuerfrequenz $f = 100$ Hz, 20 Einspritzdüsen aktiviert, absoluter Anströmwinkel $\beta_{jet} = 0^\circ$ und Drehzahl $\dot{\omega} = 3200$ U/min). Der Arbeitszyklus $DC = 1$ entspricht Dauerblasen.

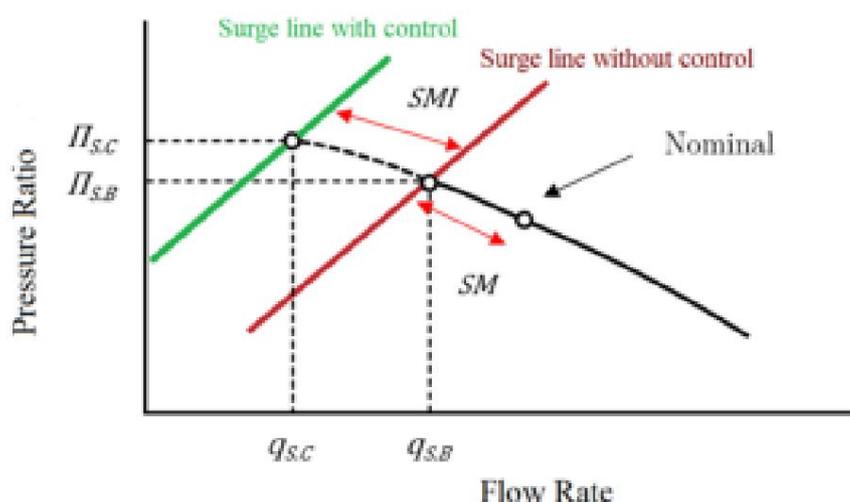


Abbildung 4. Schematische Beschreibung des SMI (adaptiert von [21]).

3. Einfluss des Einspritz-Gierwinkels

Um die Wirkung des Einspritz-Gierwinkels zu verdeutlichen, wurde eine erste Reihe von Experimenten bei 3200 U/min durchgeführt. Der absolute Anströmwinkel β_{jet} , die Geschwindigkeit (bzw. die eingespritzte Massenstrom) und die Anzahl der aktivierten Injektoren variiert. Absolute und relative Die Anblaswinkel sind in Abbildung 5 definiert. Positive absolute Anblaswinkelwerte sind gegeben durch die Rotordrehrichtung in der Studie; daher ist der absolute Anblaswinkel wird als negativ angesehen, wenn die Blasrichtung entgegengesetzt zur Rotordrehrichtung ist.

Einige grundlegende Testergebnisse der aktiven Durchflussregelung beim Dauerblasen bei 3200 U/min mit 40 aktivierten Injektoren und verschiedenen absoluten Einblaswinkeln und Einspritzmassen Die Durchflusswerte sind detailliert in Abbildung 6 dargestellt. Der Anstieg des Gesamtdrucks auf den statischen Druck Der Koeffizient wird als Funktion des Durchflusskoeffizienten für die sechs absoluten Blasströmungsraten aufgetragen. Untersuchte Winkel: 30° , 15° , 0° , -15° , -30° und -45° . Man sieht, dass wie bereits In Abbildung 3 ist zu sehen, dass bei jedem absoluten Einblaswinkel das Einblasen den Betriebswinkel verlängert. des Kompressors und erhöht gleichzeitig die Kompressorleistung. Es

Es ist auch ziemlich offensichtlich, dass bei negativen absoluten Anströmwinkeln größere Vorteile erzielt werden .

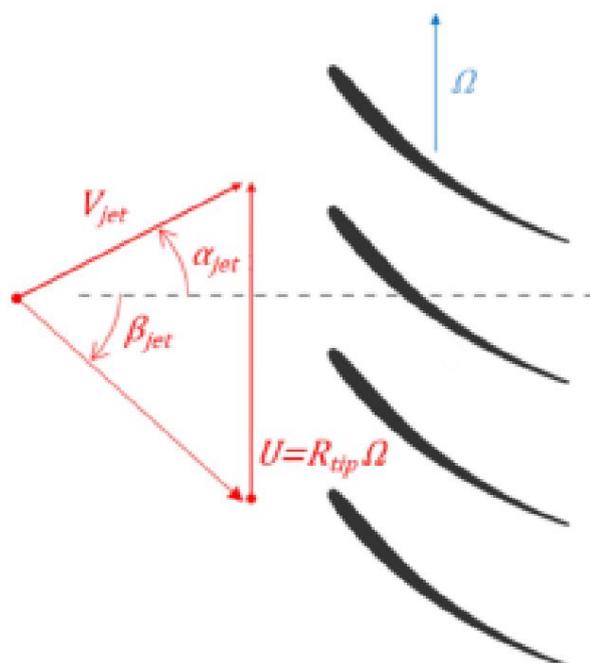


Abbildung 5. Definition und Darstellung der absoluten und relativen Anströmwinkel. Positive Winkelwerte ergeben sich aus der Rotordrehrichtung.

Um die Auswirkung des Anströmwinkels zu untersuchen, wurde die Verbesserung der Strömungsabrissgrenze für jedes in Abbildung 6 dargestellte Experiment berechnet und die Ergebnisse in Abbildung 7 dargestellt. Um den Vergleich der verschiedenen Parametersätze zu erleichtern, wurde die absolute Anströmgeschwindigkeit V_{jet} mit der Rotorspitzen­geschwindigkeit skaliert. Die Geschwindigkeit des Strahls, V_{jet} , wurde durch Hitzdrahtmessungen an den Injektoren in einem speziellen Prüfstand für Aktuatoren γ_1 γ_3 ermittelt [16]. Darüber hinaus werden die Ergebnisse als Funktion des relativen Anström­winkels β_{jet} dargestellt, d. h. des vom Blatt eingesehenen Strahlanström­winkels, der aus der absoluten Geschwindigkeit und dem Winkel des Strahls abgeleitet wurde, sowie der Rotorspitzen­geschwindigkeit $U = R_{tip} \cdot \Omega$.

Bei der Mehrzahl der getesteten Strahlgeschwindigkeiten zeigt die Verbesserung der Strömungsabrissgrenze einen deutlichen und monotonen Anstieg bei abnehmendem relativen Anblaswinkel und erreicht in den meisten Fällen einen Maximalwert bei relativen Anström­winkeln im Bereich zwischen γ_{60}° und γ_{70}° . Bei niedrigeren relativen Anström­winkeln scheint sie dann relativ konstant zu bleiben oder leicht abzunehmen.

Der Einfluss der Rotationsgeschwindigkeit wurde untersucht und ist in Abbildung 8 dargestellt. Aufgestellt ist die Verbesserung der Stallgrenze als Funktion des relativen Anblas­winkels für zwei Hauptrotorrotationsgeschwindigkeiten : 3200 und 4500 U/min. Nach Skalierung der absoluten Anblas­geschwindigkeit mit der entsprechenden Rotorspitzen­geschwindigkeit lagen die Ergebnisse für die beiden verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten ziemlich nahe beieinander. Der monotone Anstieg der Verbesserung der Stallgrenze mit abnehmendem relativen Anblas­winkel und das Plateau, das bei etwa γ_{60}° und γ_{70}° erreicht wird, ist erneut klar erkennbar. Es ist darauf hinzuweisen, dass der Eintrittsschaufel­winkel an der Spitze (in Abbildung 8 durch die vertikale blaue gestrichelte Linie dargestellt) dieses Verdichters γ_{65}° beträgt. Es scheint also, dass der größte Effekt der Verbesserung der Stallgrenze bei relativen Anblas­winkeln nahe dem Eintrittsschaufel­winkel erzielt wird, was mit einigen früheren experimentellen

Dies lässt sich auch leicht erklären, da dieser Anblas­winkel sicherlich am besten geeignet ist, die Blattbelastung an der Spitze zu verringern und somit den an der Spitze auftretenden Mechanismus zu verhindern, der zu einem rotierenden Strömungsabriss führt.

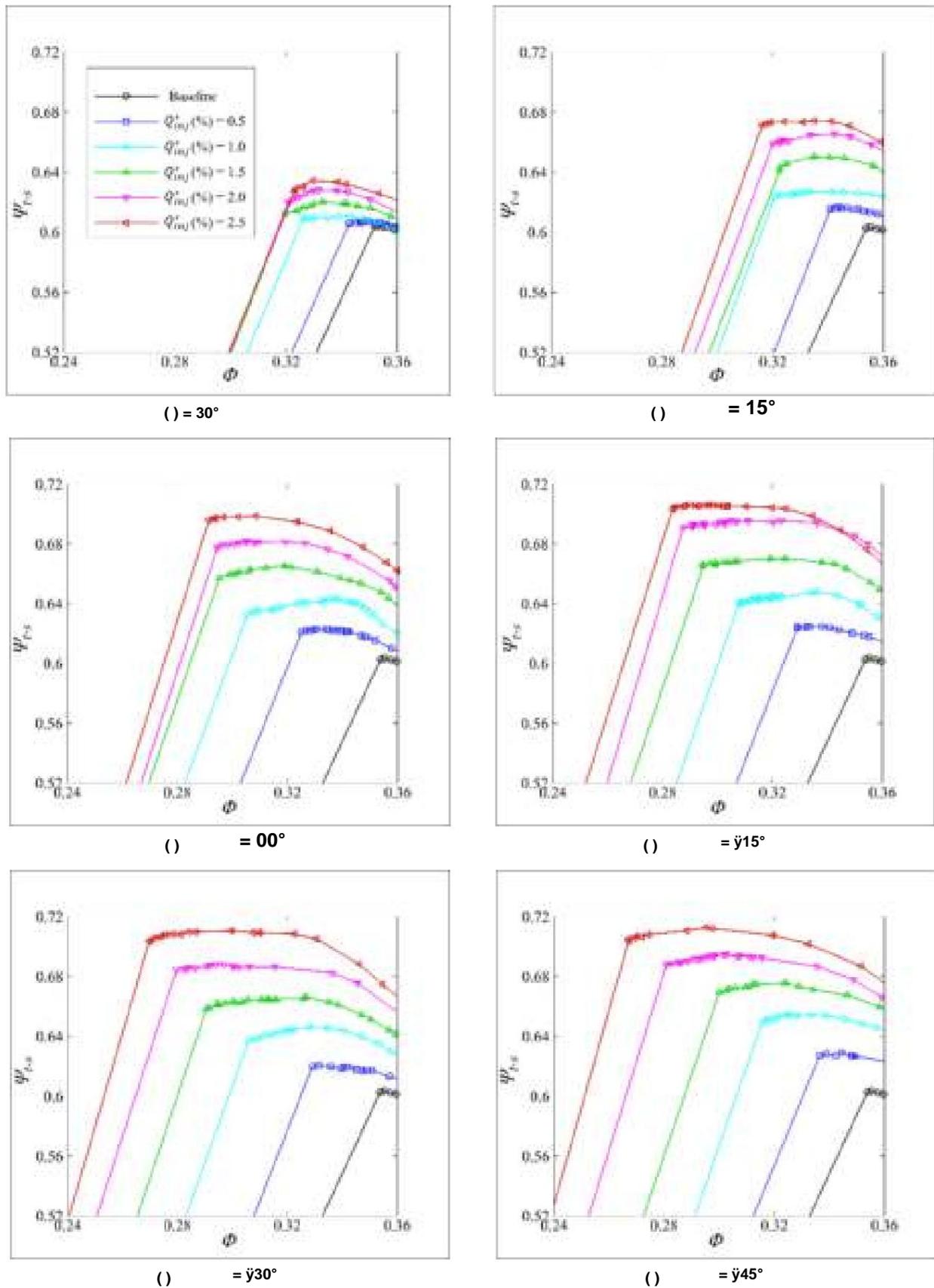


Abbildung 6. Leistungskurven, die bei kontinuierlichem Blasen mit verschiedenen absoluten Massen erhalten wurden Winkel von: (a) 30°, (b) 15°, (c) 0°, (d) 15°, (e) 30° und (f) 45° und verschiedene eingespritzte Massenstrom Werte (40 Injektoren aktiviert und Drehzahl $\dot{\gamma} = 3200$ U/min)³²⁰⁰

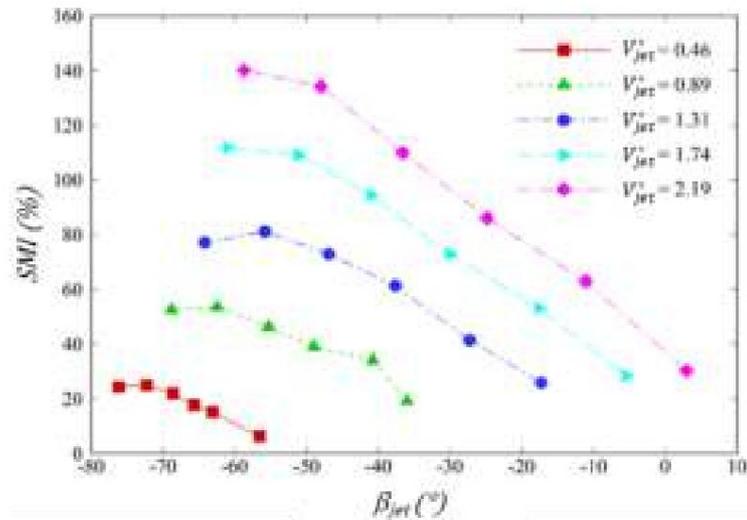


Abbildung 7. Wirkung des relativen Blasströmungswinkels bei 40 aktivierten Injektoren bei einer Drehzahl von 3200 U/min.

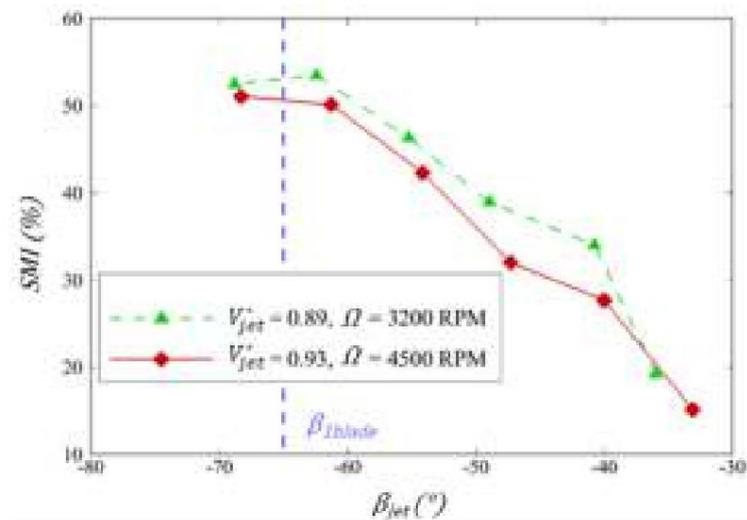


Abbildung 8. Wirkung des relativen Blasströmungswinkels bei 40 aktivierten Injektoren bei unterschiedlichen Drehgeschwindigkeiten.

4. Energiebilanz Das

Hauptziel des Steuersystems ist die Verbesserung der Kompressor-Abwürggrenze. Ein zusätzlicher Vorteil ist die Verbesserung des Druckanstiegs durch die Kompressorstufe (und damit eine Steigerung der Energie, die der Kompressor dem Durchfluss zur Verfügung stellt). Dennoch ist die Erzeugung von Strahlen mit Energiekosten verbunden. Die als nächstes eingeführte Leistungsbilanz kann als Nettonutzen (Energiegewinn – Energiekosten) des Steuersystems betrachtet werden. Wenn sie also negativ ist, kostet der Einsatz des Steuersystems mehr, als es einbringt.

Die Leistungsbilanz (PB) des Regelsystems wird somit durch Subtraktion der Leistungskosten (PC) des Blasens zu der damit verbundenen Leistungsgewinnung (PG), wie nachstehend definiert:

$$PB = PG - PC. \quad (3)$$

Was die Kosten betrifft, so handelt es sich um die vom Blasesystem verbrauchte Leistung. In diesem Fall verwenden wir einen Schraubenkompressor, um die Luft unter Druck zu setzen, und Magnetventile, um das gepulste Blasen durchzuführen. Es ist daher möglich, die Kosten der Injektion anhand der von all diesen Elementen verbrauchten elektrischen Leistung abzuschätzen. Dazu gehören Faktoren, die nicht von direktem Interesse sind, wie die Wahl des Magnetventils oder die Art und Weise der Druckluftherzeugung, die nachträglich verbessert werden können.

zweifelloos von der endgültigen Lösung in einem Motor abweichen. Folglich wird die vom Einspritzsystem auf der letzten Ebene verbrauchte Leistung durch Auswertung der von den Düsen hinzugefügten Luftleistung geschätzt. Bitte beachten Sie, dass in dieser Studie die Temperatur der eingespritzten Luft nahe an der Umgebungstemperatur lag, da im Druckluftversorgungssystem mehrere Puffertanks vorhanden sind (ein großer 500-Liter-Tank, gefolgt

Der Leistungsaufwand (PC) des Blasens wird als die kinetische Leistung definiert, die dem Luftstrom durch die Düsen zugeführt wird:

$$PC = Q_{inj} \frac{1}{2} \rho_{jet} V_{jet}^2 \quad (4)$$

wobei Q_{inj} der globale eingespritzte Massenstrom und V_{jet} die mittlere Strahlgeschwindigkeit am Antriebsdüse.

Der Leistungsgewinn (PG) wird durch Vergleich der Leistung des Kompressors mit und ohne Steuerung bei der Durchflussrate ermittelt, die dem letzten stabilen Betriebspunkt ohne Steuerung entspricht (siehe Darstellung in Abbildung 9). Genauer gesagt wird er als die Differenz zwischen der Nettoleistung definiert, die in der Flüssigkeit hinter dem Kompressor mit und ohne Steuerung verfügbar ist;

$$PG = q_s \left[\left(\frac{P_{2C}}{\rho_2} + \frac{1}{2} V_{2C}^2 \right) - \left(\frac{P_{2B}}{\rho_2} + \frac{1}{2} V_{2B}^2 \right) \right] \quad (5)$$

Dabei ist q_s die Durchflussrate am letzten stabilen Betriebspunkt vor dem Stillstand ohne Steuerung, P der statische Druck, V die Geschwindigkeit, ρ die Dichte und die Indizes 2, C und B jeweils der Stufenauslass, die kontrollierte Konfiguration und die Basislinie (Konfiguration ohne

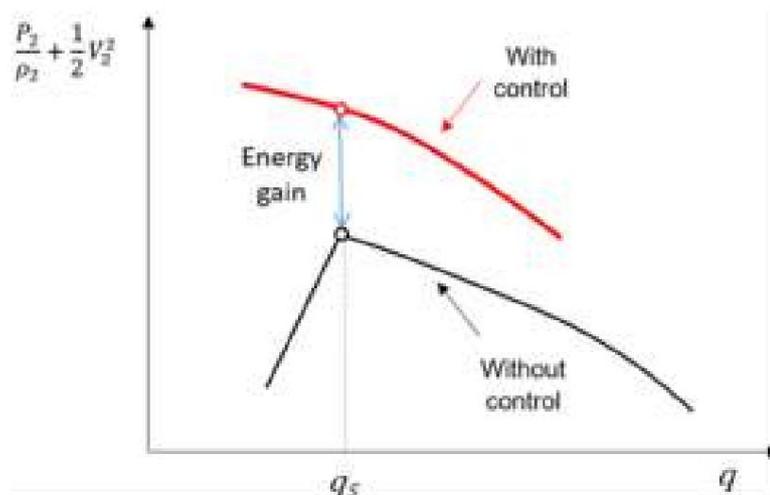


Abbildung 9. Energiegewinn durch das aktive Durchflusskontrollsystem.

4.1. Dauerbetrieb

Abbildung 10 zeigt die Ergebnisse einer Reihe von Tests, die an einem Kompressor bei 3200 U/min durchgeführt wurden. Alle in der Grafik dargestellten Experimente entsprechen einem kontinuierlichen Blasen mit einem absoluten Blasenwinkel von $\gamma_{jet} = \gamma_{30}^\circ$. Dieser absolute Blasenwinkel wurde für den Rest der Studie beibehalten, da er gemäß den in Abbildung 7 dargelegten Gründen das Erreichen des besten SMI ermöglichte. Die Auswirkungen der Anzahl der verwendeten Injektoren (N) und der Gesamtdurchflussrate des Blasens wurden untersucht. Die Abbildung zeigt für jede getestete Konfiguration den erreichten SMI im Vergleich zur Leistung. In diesem Diagramm befinden sich die oben und rechts in der Abbildung interessantesten Punkte, da sie den Kontrollparametern entsprechen, die einen signifikanten SMI mit einer positiven Leistungsbilanz e

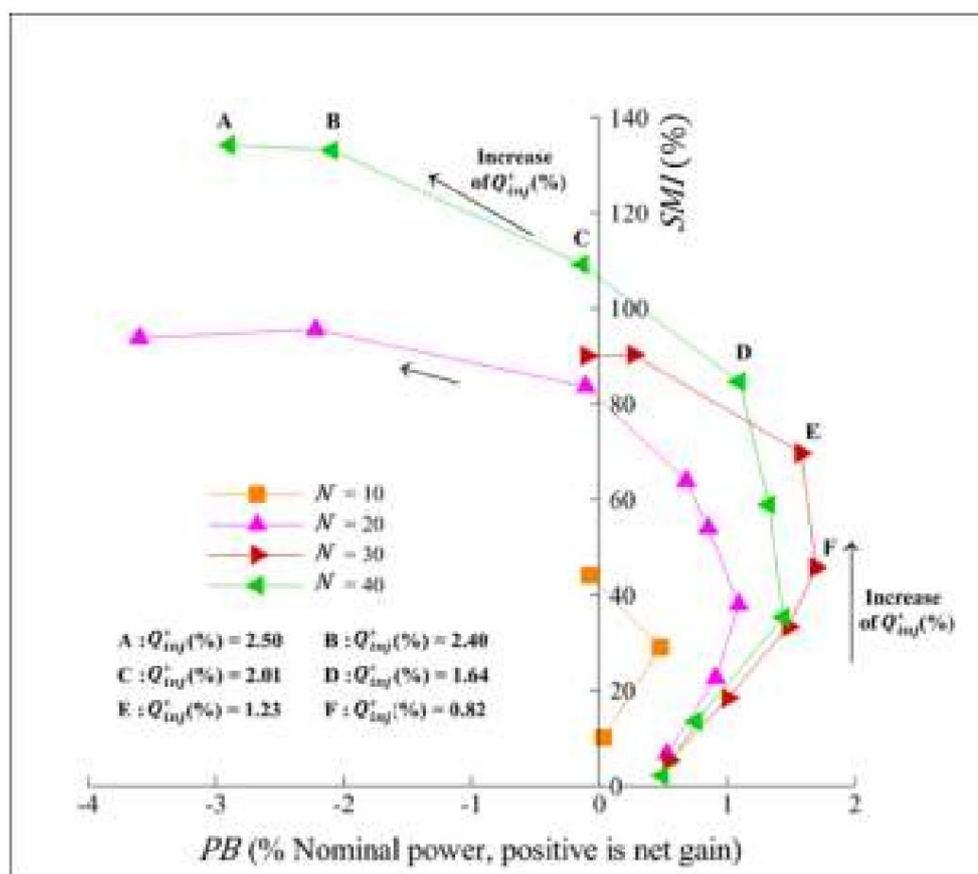


Abbildung 10. SMI und Leistungsbilanz des Steuersystems. Kontinuierliches Blasen mit dem absoluten Einspritzwinkel $\dot{\gamma}_{jet} = \dot{\gamma}_{30\dot{\gamma}}$ und der Drehzahl $\dot{\gamma} = 3200$ U/min. N ist die Anzahl der aktivierten Injektoren. $\dot{\gamma} = 30^\circ$

Einige bemerkenswerte Punkte in der Grafik sind mit Buchstaben von A bis F hervorgehoben. Die Punkte A, B und C entsprechen Strategien, mit denen der größte SMI erreicht werden kann. Diese Konfigurationen entsprechen jedoch der maximalen Anzahl von Injektoren mit der maximalen Durchflussrate (und Geschwindigkeit) pro Injektor. Folglich sind die Energiekosten hoch und die Energiebilanz für diesen speziellen Fall ungünstig. Die Punkte D, E und F entsprechen interessanten Anwendungskonfigurationen, da sie einen ziemlich guten SMI (von 55 % für Punkt F bis 80 % für Punkt D) mit einer positiven Leistungsbilanz ermöglichen, die 1,8 % der Nennleistung des Kompressors erreichen kann.

Diese äußerst interessanten Punkte werden alle für Konfigurationen mit 30 bis 40 aktivierten Injektoren erreicht, was bedeutet, dass eine gute Winkelabdeckung erforderlich ist, um einen guten Kompromiss zwischen dem SMI und der positiven Leistungsbilanz zu erreichen. Diese Notwendigkeit einer ausreichenden Winkelabdeckung wurde auch von Suder et al. [8] und in jüngerer Zeit von Margalida et al. Dieser Parameter ist ausschlaggebend für den Anstieg des SMI. Dies scheint auch für die Energiebilanz der Fall zu sein.

Die zweite Beobachtung aus Abbildung 10 besteht darin, dass sich, unabhängig von der Anzahl der verwendeten Injektoren, bei steigendem Durchfluss sowohl der SMI als auch die Leistungsbilanz verbessern, was zu den besten Konfigurationen wie den Punkten D, E oder F führt. Bei weiter steigendem Durchfluss steigt auch der SMI weiter an [14], während sich die Leistungsbilanz rapide verschlechtert.

Abbildung 11 zeigt die Entwicklung des Leistungsgewinns (a), der Leistungskosten (b) und der Leistungsbilanz (c) als Funktion der eingespritzten Durchflussrate. Deutlich zu erkennen ist, dass der Leistungsgewinn bei einer geringen eingespritzten Durchflussrate (weniger als 1 %) gering ist und dass der Leistungsgewinn nahezu linear und schneller wächst als die Leistungskosten, die sich ungefähr wie die dritte Potenz der Strahlgeschwindigkeit (oder der dritten Potenz der eingespritzten Durchflussrate) entwickeln. Diese Entwicklung führt zu einem schnellen Anstieg der Kosten bei Werten über 1–1,5 %, was zu einer s

(Abbildung 11c). In Abbildung 11b ist außerdem zu erkennen, dass bei einer gegebenen eingespritzten Durchflussrate die Energiekosten bei der Konfiguration mit mehr aktivierten Injektoren niedriger sind: In diesem Fall wird die Durchflussrate auf mehr Injektoren verteilt, was gemäß Gleichung (4) zu einer niedrigeren Geschwindigkeit pro Injektor und zu geringeren Kosten führt.

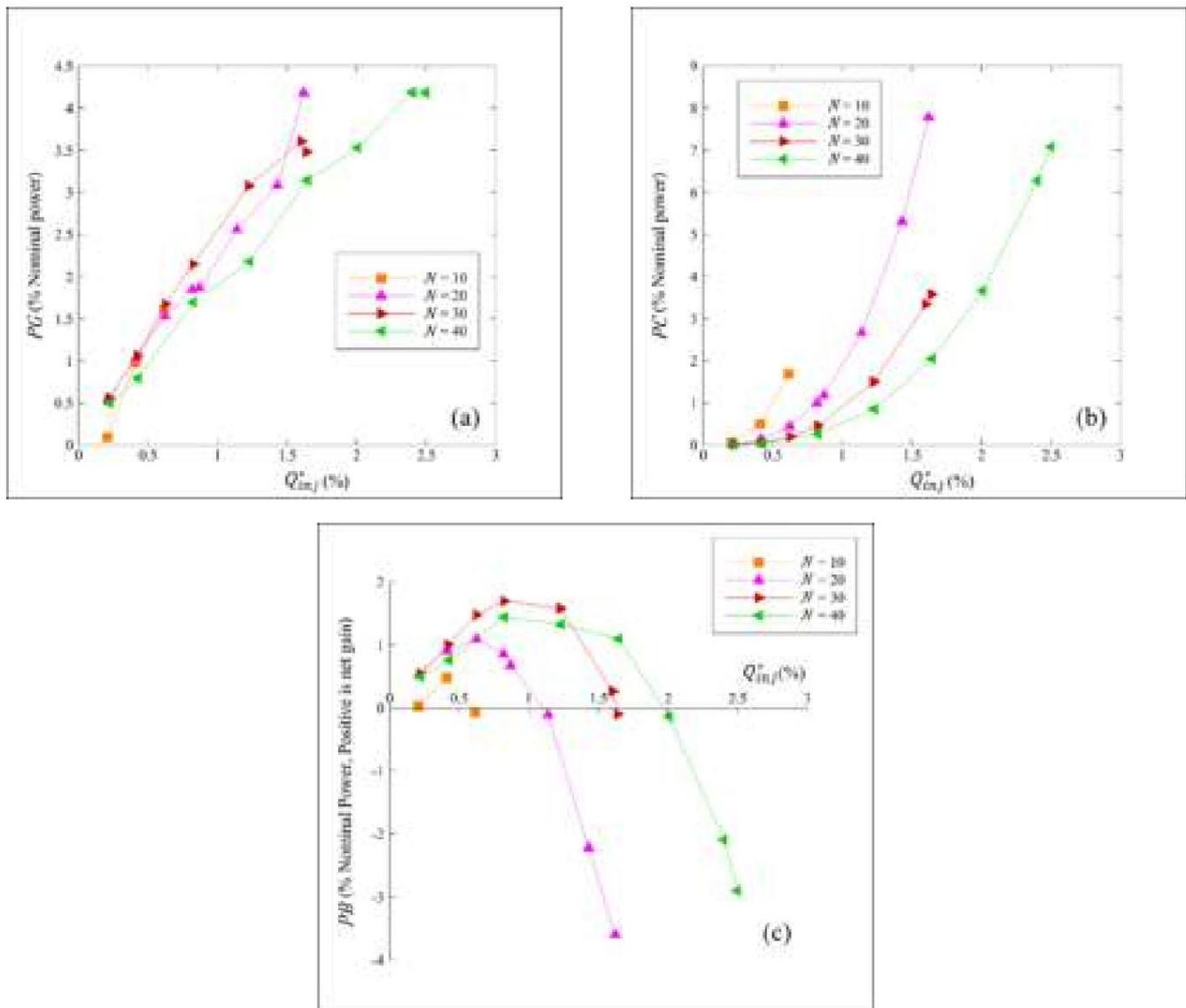


Abbildung 11. Entwicklung von (a) Leistungsgewinn, (b) Leistungskosten und (c) Leistungsbilanz als Funktion der eingespritzten Durchflussrate. Kontinuierliches Blasen mit dem absoluten Einspritzwinkel $\beta = 30^\circ$ und der Rotationsgeschwindigkeit $\dot{\gamma} = 3200$ U/min.

Die Tatsache, dass die Leistungsbilanz über einen großen Bereich von Q_{inj} positiv ist, weist darauf hin, dass die Anblasung auch zu einer Erhöhung der Schaufelarbeit an der Schaufelspitze und/oder zu einer Verringerung der Verluste führt (der Profilverluste in der Nähe der Schaufelspitze, da sich die Strömung entsprechend dem Schaufeleintrittswinkel neu ausrichtet, und sicherlich auch der Verluste, die mit den sekundären Spaltströmungen verbunden sind, wie im Fall einer isolierten Schaufel bei einigen Anblaskonfigurationen ge-

4.2. Gepulster Modus

Abbildung 12 zeigt eine typische Entwicklung der Verbesserung der Stall-Marge mit der Betätigungsfrequenz f_3 im gepulsten Modus. Beachten Sie, dass in Abbildung 12 für Frequenzen über 200 Hz kein Ergebnis dargestellt wird, da jenseits dieses Werts die Reaktionszeit des Ventils im Vergleich zur Blasdauer signifikant wird. In diesem Fall werden 40 Injektoren aktiviert und der globale eingespritzte Massenstrom wird bei verschiedenen Betätigungsfrequenzen mit demselben Arbeitszyklus ($DC = 0,7$) konstant gehalten (hier $0,03 \text{ kg/s}$). Der absolute gepulste Blaswinkel beträgt und die Rotordrehzahl ist auf 3200 U/min eingestellt. Es ist ersichtlich, dass eine starke Abhängigkeit zwischen dem SMI und der Betätigungsfrequenz besteht. Die Verbesserung der Stall-Marge wächst fast monoton mit der Frequenz und erreicht ihr Maximum bei einem Wert nahe der vom System zugelassenen Höchsthäufigkeit. Dieser Maximalwert wird jedoch fast schon bei einer Betätigungsfrequenz von etwa 200 Hz erreicht. Die hier vorgestellten Ergebnisse bei gepulster Ansteuerung entsprechen somit den besten Ergebnissen hinsichtlich des SMI. Dabei ist zu beachten, dass in dieser Studie alle Injektoren gleichzeitig pulsierten, mit diesem Aufbau aber auch eine variierende Ansteuerung in

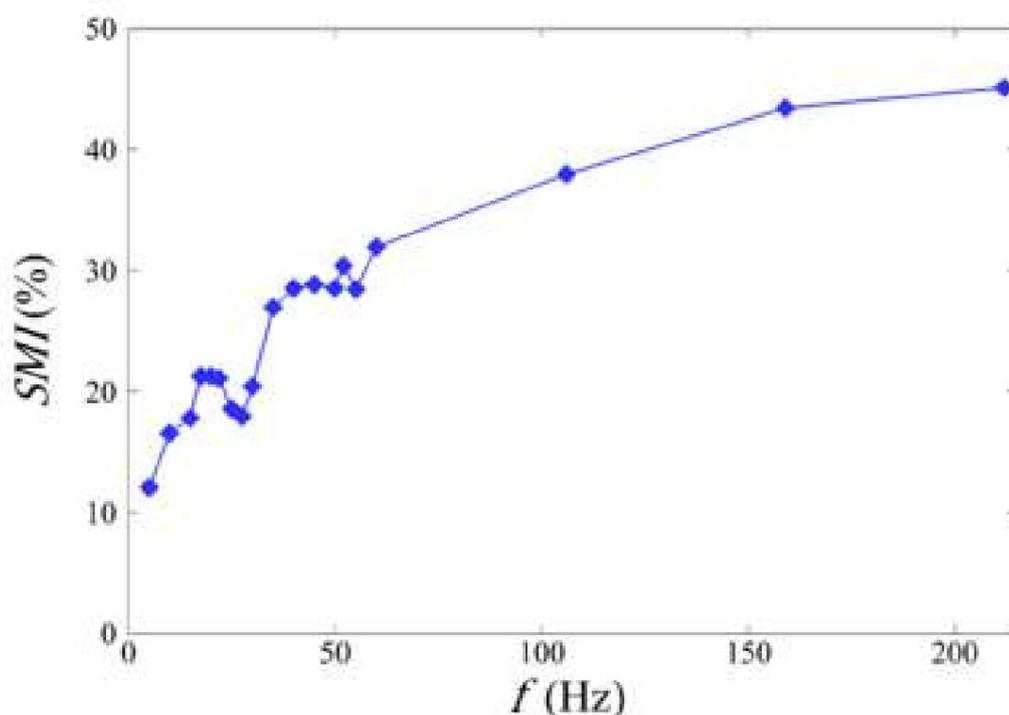


Abbildung 12. Entwicklung des SMI mit der Betätigungsfrequenz beim gepulsten Einblasen. Die Anzahl der aktivierten Injektoren $N = 40$, die eingespritzte Massenstromrate $Q_{inj} = 0,03 \text{ kg/s}$, der Arbeitszyklus $DC = 0,7$, $N = 40$, der absolute Einblasströmungswinkel $\gamma_{jet} = 30^\circ$ und

Rotationsgeschwindigkeit $\dot{\gamma} = 3200 \text{ U/min.} = 0,03 \text{ kg/s}$
 $= 30^\circ = 3200$ Abbildung 13 zeigt den Vergleich der Verbesserung der Strömungsabrisssgrenze und der Leistungsbilanz für mehrere gepulste Betätigungstests im Vergleich zu den im Dauerbetrieb für 30 und 40 aktivierte Injektoren erreichten Punkten. Der absolute Einspritzwinkel und die Rotationsgeschwindigkeit werden konstant gehalten und betragen jeweils 30° und 3200 U/min. Es ist klar, dass der Vorteil der gepulsten Betätigung im Hinblick auf den SMI nicht offensichtlich ist, da hierdurch Werte von bis zu maximal 50% erreicht werden können, die deutlich unter den höheren Werten liegen.

Wenn man jedoch die Leistungsbilanz beachtet, ist die gepulste Betätigung wirklich interessant. Punkt H kann bei gepulster Betätigung eine SMI-Leistung erreichen, die der von Punkt F (bei kontinuierlichem Blasen) nahe kommt, mit einer geringeren Durchflussmenge aus dem externen System und einer besseren Leistungsbilanz.

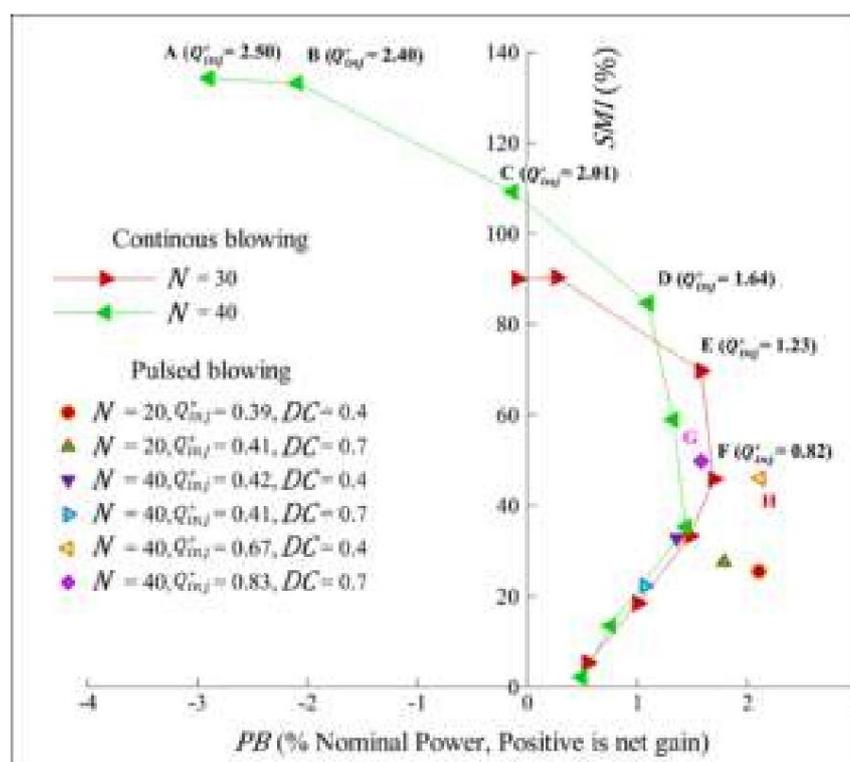


Abbildung 13. SMI und Leistungsbilanz beim gepulsten und kontinuierlichen Blasen mit dem absoluten Einspritzwinkel $\gamma_{jet} = \gamma_{30}$ und der Rotationsgeschwindigkeit $\dot{\gamma} = 3200$ U/min.

5. Schlussfolgerungen

Diese Studie berichtet über die Ergebnisse der Anwendung der Durchflussregelung zur Verbesserung der Strömungsabrissgrenze (SMI) anhand einer experimentellen parametrischen Studie, die auf einem Prüfstand für einstufige Axialkompressoren durchgeführt wurde. Die Maschine ist mit fluidischen Aktuatoren ausgestattet, die am Gehäuse vor dem Rotor installiert sind. Es wurde eine Reihe von Experimenten mit verschiedenen Blasbedingungen im gepulsten und kontinuierlichen Modus durchgeführt. Insbesondere bestand das Ziel der Studie darin, erstens etwas Licht auf den umstrittenen Einfluss des Blas-Gierwinkels zu werfen. Zweitens war es auch eine Gelegenheit, eine noch nie dagewesene Untersuchung des Energiehaushalts solcher auf einen Axialkompressor angewendeten Regelungsme-

Was den Effekt des Anblas-Gierwinkels betrifft, so scheinen Anblaswinkel im relativen Rahmen nahe dem Blattwinkel an der Spitze die besten Ergebnisse in Bezug auf den SMI zu liefern, da bei diesem Anblaswinkel der Strahl direkt auf die Blattbelastung an der Spitze einwirkt und so die Phänomene verhindert, die zum Strömungsabriss führen. Es handelt sich also nicht um positive oder negative absolute Werte, wie in der Literatur oft behauptet, und dies bestätigt einige Erkenntnisse von Kefalakis et al. [7]. In realen Anwendungen ist der relative Anblaswinkel nicht der am einfachsten einzustellende Parameter, da er von der Anblasgeschwindigkeit, dem absoluten Anblaswinkel und der Rotordrehzahl abhängt. Glücklicherweise scheint ein hoher SMI-Wert für einen recht großen Bereich relativer Anblaswinkel erreicht zu werden. Das bedeutet, dass ein einziger absoluter Anblaswinkel mehrere Betriebspunkte abdecken kann.

In Bezug auf den Energiehaushalt hat diese Studie gezeigt, dass einige der Blaskonfigurationen einen positiven Nettogewinn der Energiebilanz bei einem SMI von bis zu 110 % und bei einem Nettoenergieverbrauch von bis zu fast 140 % aufweisen. Frühere Konfigurationen setzen eine ausreichende Winkelabdeckung voraus und werden erreicht, wenn ein vorteilhaftes Gleichgewicht zwischen dem positiven Effekt des Blasens (Erhöhung des SMI, Verringerung der Verluste) und den Energiekosten erreicht wird, die zur Erzeugung von Hochgeschwindigkeitsstrahlen erforderlich sind. Der Vorteil der Verwendung von gepulstem Blasen ist in Bezug auf den SMI nicht offensichtlich, ist aber für die Leistungsbilanz eindeutig interessant, da einige Konfigurationen eine positive Leistungsbilanz von 2 % bei ein-

Die Analyse der Effizienz eines jeden Durchflussregelsystems zur Reduzierung der Energieverbrauch ist immer ein interessanter Schritt, da er Aufschluss darüber gibt, ob ein solches System „zahlt seinen Platz“ in einer komplexen Industriemaschine, wie einem Flugzeug, wo jedes Gramm zählt. Diese Studie ist in diesem Sinne aufschlussreich, da sie es ermöglicht, sich verschiedene Verwendungen vorzustellen der verschiedenen getesteten Konfigurationen. Erstens die höchsten SMI- Punkte, trotz ihrer Netto Energiekosten könnten für kritische Situationen eingesetzt werden, in denen die Sicherheit und das Niveau der Motoren Leistung muss aufrechterhalten werden. Man denke an Start- und Landefälle und an Kampfeinsätze Situationen mit hohen Anstellwinkeln, um die Effekte der Einlassverzerrung zu bewältigen. Im Gegenteil, selbst mit einem geringeren SMI könnte eine Konfiguration mit einem positiven Nettoenergiegewinn kontinuierlich eingesetzt, um die Gesamteffizienz der Motoren zu verbessern und so ihre Umweltauswirkungen.

Diese Studie stellt einen ermutigenden Proof of Concept dar, dass aktive Strömungskontrolle aus energetischer Sicht im Labormaßstab realisierbar, d. h. auf einem vereinfachten, langsamen und einstufigen Prüfstand mit Aktuatoren mit niedrigem TRL. Der nächste Schritt besteht nun darin, und validieren Sie das Konzept an einem realen Motor mit industriellen Aktuatoren. Dies stellt der nächste Schritt des aktuellen Projekts und wird in naher Zukunft veröffentlicht.

Autorenbeiträge: Konzeptualisierung, PJ und AD; Methodik, PJ, OR und AD; Software, GM und PJ; Validierung, JMM, PJ und AD; formale Analyse, JMM, PJ und AD; Untersuchung, JMM und GM; Ressourcen, OR und GM; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, PJ, AD und JMM; Schreiben – Überprüfen und Bearbeiten, OR, JMM, PJ und AD; Aufsicht, OR und AD; Projekt Verwaltung, OR und AD; Mittelbeschaffung, AD, PJ und OR Alle Autoren haben gelesen und der veröffentlichten Version des Manuskripts zugestimmt.

Finanzierung: Dieses Projekt (ACONIT) wurde vom Clean Sky 2 Joint Undertaking im Rahmen von das Forschungs- und Innovationsprogramm Horizont 2020 der Europäischen Union im Rahmen der Finanzhilfvereinbarung Nr. 886352.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Daten auf Anfrage verfügbar.

Danksagungen: Wir danken dem technischen Personal des Arts et Métiers Institute of Technology in Lille, Frankreich, insbesondere Patrick Olivier und Claude Lamacz, für technische Unterstützung und Fachwissen während der Testkampagne bereitgestellt.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

AFC Aktive Durchflussregelung	$\dot{\gamma}_{jet}$	Absoluter Anströmwinkel ($\dot{\gamma}$)
SM Stall-Marge	$\dot{\gamma}_{jet}$	Relativer Anblaswinkel ($\dot{\gamma}$)
SMI Stall-Margenverbesserung	V_{jet}	Absolute Strahlgeschwindigkeit (m/s)
PG Leistungsverstärkung	Q_{inj}	Eingespritzter Massenstrom (kg/s)
Stromkosten für den PC	N	Anzahl der Injektoren
PB Leistungsbilanz	<small>Gleichstrom</small>	Einschaltdauer
P Druck (Pa)	F	Antriebsfrequenz
V Geschwindigkeit (m/s)	N	Anzahl der aktivierten Injektoren
$\dot{\gamma}$ Dichte (kg/m ³)	Indizes	
Massenstrom (kg/s)	1 $\dot{\gamma}$ 2	Stufe Zulauf $\dot{\gamma}$ Ablauf
q $\dot{\gamma}$ Rotordrehzahl (U/min) S	N	Nennbetriebspunkt
U Rotorspitzen Geschwindigkeit (m/s)	B	Letzter stabiler Betriebspunkt
$\dot{\gamma}$ Druckverhältnis	C	Baseline oder Fall ohne Kontrolle
$\dot{\gamma}$ Durchflusskoeffizient	X	Kontrollierter Fall
$\dot{\gamma}$ Druckanstiegskoeffizient		Axiale Menge
X Axiale Position (mm)	Spitze Mitte	Menge an der Klingenspitze
Cx Axiale Sehnenlänge (mm)	t $\dot{\gamma}$ s	Menge in Spannweitenmitte
		Gesamtmenge zu statischer Menge

Verweise

1. Moubogha, JM; Margalida, G.; Joseph, P.; Roussette, O.; Dazin, A. Verbesserung des Surge Margin durch kontinuierliche und gepulste Spitzeneinspritzung. In Proceedings der 14. Europäischen Konferenz für Fluidodynamik und Thermodynamik von Turbomaschinen, ETC2020-639, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.
2. Day, IJ Stall, Surge und 75 Jahre Forschung. J. Turbomach. 2016, 138, 011001. [\[CrossRef\]](#)
3. Hathaway, MD Passive Endwall Treatments for Enhancing Stability; NASA-Bericht Nr. TM-2007-214409; Juli 2007. Online verfügbar: ntrs.nasa.gov (abgerufen am 13. Oktober 2021).
4. Li, J.; Du, J.; Nie, C.; Zhang, H. Überprüfung der Lufteinspritzung an der Spitze zur Verbesserung der Stallmarge in Axialkompressoren. Prog. Aerosp. Sci. 2019, 106, 15–31. [\[CrossRef\]](#)
5. Hewkin-Smith, M.; Pullan, G.; Grimshaw, SD; Greitzer, EM; Spakovszky, ZS Die Rolle der Spitzenleckströmung in Spike-Typ Rotierender Stallbeginn. J. Turbomach. 2019, 141, 061010. [\[CrossRef\]](#)
6. Pullan, G.; Young, AM; Day, IJ; Greitzer, EM; Spakovszky, ZS Ursprünge und Struktur des Spike-Type Rotating Stall. J. Turbomach. 2015, 137, 051007. [\[CrossRef\]](#)
7. Kefalakis, M.; Papailiou, KD Aktive Strömungssteuerung zur Erhöhung des Surge-Margins eines Axialkompressors. Turbo Expo Power Land Sea Air 2006, 424, 101–111.
8. Stöbel, M.; Bindl, S.; Niehuis, R. Ejector Tip Injection zur aktiven Kompressorstabilisierung. Turbo Expo Power Land Sea Air Am. Soc. Mech. Eng. 2014, 45608, V02AT37A004.
9. Suder, KL; Hathaway, MD; Thorp, SA; Strazisar, AJ; Bright, MB Verbesserung der Kompressorstabilität durch diskrete Spitze Injektion. J. Turbomach. 2001, 123, 14–23. [\[CrossRef\]](#)
10. Kern, F.; Brehm, S.; Niehuis, R. Ejector Tip Injection System zur aktiven aerodynamischen Kompressorstabilisierung Teil I: Design und Experiment. In Proceedings der 12. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und -Thermodynamik, ETC2017-244, Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017.
11. Strazisar, AJ; Bright, MM; Thorp, S.; Culley, DE; Suder, KL Kompressor-Stall-Steuerung durch Endwand-Rezirkulation. Turbo Expo Power Land Sea Air 2004, 41707, 655–667.
12. D'Andrea, R.; Behnken, RL; Murray, RM Rotierende Stall-Steuerung eines Axialkompressors mittels gepulster Lufteinspritzung. J. Turbomach. 1997, 119, 742–752. [\[CrossRef\]](#)
13. Khaleghi, H.; Teixeira, JA; Tousi, AM; Boroomand, M. Parametrische Untersuchung der Auswirkungen des Injektionswinkels auf die Stabilitätsverbesserung von Transsonische Axialkompressoren. J. Propuls. Power 2008, 24, 1100–1107. [\[CrossRef\]](#)
14. Nie, C.; Xu, G.; Cheng, X.; Chen, J. Mikrolufteinspritzung und ihre instationäre Reaktion in einem Axialkompressor mit niedriger Geschwindigkeit. J. Turbomach. 2002, 124, 572–579. [\[CrossRef\]](#)
15. Greenblatt, D.; Wagnanski, I. Die Kontrolle der Strömungsablösung durch periodische Anregung. Prog. Aerosp. Sci. 2000, 36, 487–545. [\[Querverweis\]](#)
16. Margalida, G. Analysieren Sie die experimentelle und kontrollierte Wirkungsweise eines axialen Mono-Kompressors während des Übergangs zur Décrochage Tournant. Ph.D. Diplomarbeit, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Lille, Frankreich, 2019.
17. Margalida, G.; Joseph, P.; Roussette, O.; Dazin, A. Aktive Strömungsregelung in einem Axialkompressor zur Verbesserung der Stabilität: Einfluss der Strömungsregelung auf den Beginn des Stillstands. Exp. Fluids 2021, 62, 1–13. [\[CrossRef\]](#)
18. Dazin, A.; Joseph, P.; Romano, F.; Gallas, Q.; Marty, J.; Aigouy, G.; Stöyel, M.; Niehuis, R. Das ACONIT-Projekt: Ein innovativer Designansatz zur aktiven Strömungskontrolle zur Vermeidung von Druckstößen in Gasturbinen. IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. 2021, 1024, [\[Querverweis\]](#)
19. Margalida, G.; Joseph, P.; Roussette, O.; Dazin, A. Vergleich und Sensibilitätsanalyse von Warnparametern für rotierende Strömungsabriss Detektion in einem Axialkompressor. Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2020, 5, 16. [\[CrossRef\]](#)
20. Vegliò, M.; Dazin, A.; Bois, G.; Roussette, O. Instationäre Druckmessungen des Spike-Typ-Einsetzens in Axialkompressoren: Zeitfrequenzanalyse und Mittelungsverfahren. In Proceedings der 11. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, ETC2015-209, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015.
21. Weigl, HJ; Paduano, JD; Frechette, LG; Epstein, AH; Greitzer, EM; Bright, MM; Strazisar, AJ Aktive Stabilisierung von rotierendem Stillstand und Druckstoß in einem transsonischen einstufigen Axialkompressor. In Band 4: Fertigungsmaterialien und Metallurgie; Keramik; Strukturen und Dynamik; Steuerungen, Diagnose und Instrumentierung; Bildung; IGTI Scholar Award; American Society of Mechanical Engineers: Orlando, FL, USA, 1997.
22. Deveaux, B.; Fournis, C.; Brion, V.; Marty, J.; Dazin, A. Experimentelle Analyse und Modellierung der Verluste bei der Leckage an der Spitze Strömung eines isolierten, nicht rotierenden Schaufelblattaufbaus. Exp. Fluids 2020, 61, 126. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Experimentelle Validierung eines analytischen Kondensationsmodells zur Anwendung im Dampfturbinendesign

Florian Felix Lapp^{*}, Sebastian Schuster[†], Simon Hecker und Dieter Brillert

Lehrstuhl für Strömungsmaschinen, Universität Duisburg-Essen, 47057 Duisburg, Deutschland; s.schuster@uni-due.de (SS); simon.hecker@siemens-energy.com (SH); dieter.brillert@uni-due.de (DB)

* Korrespondenz: florian.lapp@uni-due.de †

Dieses Manuskript ist eine erweiterte Version unseres Tagungspapiers, das in den Proceedings der 14. European Turbomachinery Conference, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021, veröffentlicht wurde.

Zusammenfassung: Dieser Beitrag präsentiert experimentelle Daten zu schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen auf einer horizontalen Platte, die durch die Kondensation von überhitztem Dampf gebildet wurden. Die experimentellen Ergebnisse wurden im Experimental Multi-phase Measurement Application (EMMA) an der Universität Duisburg-Essen erzielt. Die Flüssigkeitsfilmdicke wurde räumlich und zeitlich mit einem optischen Messsystem untersucht. Darüber hinaus wurde der resultierende lokale Wärmeübergangskoeffizient im Falle der Filmkondensation für verschiedene Dampfgeschwindigkeiten und Temperaturen bestimmt. Anschließend werden die präsentierten Daten mit den Ergebnissen eines analytischen Kondensationsmodells für schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme verglichen, das von Cess und Koh entwickelt wurde. Damit wird das Modell qualitativ validiert, wobei erklärbare verbleibende Unterschiede zwischen Modell und Experiment weiter diskutiert werden. Die präsentierten Ergebnisse sind ein wichtiger Beitrag zur zeitgenössischen Forschung zu stationären, einkomponentigen Mehrphasenströmungen.

Schlüsselwörter: Wärmeübertragung; Dampfturbine; Kondensation; Filmbildung; Mehrphasenströmung; Phasenwechsel



Zitat: Lapp, FF; Schuster, S.; Hecker, S.; Brillert, D. Experimentelle Validierung eines analytischen Kondensationsmodells für die Anwendung im Dampfturbinendesign. Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2022, 7, 9. <https://doi.org/10.3390/ijtp7010009>

Wissenschaftlicher Redakteur: Antoine Dazin

Erhalten: 16. November 2021

Akzeptiert: 27. Februar 2022

Veröffentlicht: 3. März 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.
Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-NC-ND) (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Die letzten Jahrzehnte brachten massive Veränderungen im Bereich der Stromerzeugung und Energieverteilung mit sich. Konventionelle Kraftwerke sind häufigeren Lastschwankungen sowie einer Zunahme der An- und Abschaltzyklen ausgesetzt, um eine zuverlässige Stromversorgung zu gewährleisten und größere Stromausfälle zu vermeiden. Diese Leistung wurde auf Kosten der installierten Energieumwandlungsanlagen, vor allem Gas- und Dampfturbinen, realisiert. Der steigende Verbrauch der Maschinen über die gesamte Lebensdauer verstärkt den Drang, Flexibilitätsanforderungen bei der modernen Turbinenkonstruktion zu berücksichtigen. Ein tieferes Verständnis aller physikalischen Prozesse, die die Maschinenbedingungen beeinflussen, ist für die Konstruktion von Dampfturbinen unerlässlich. Räumliche und zeitliche Temperaturgradienten sind wichtige Faktoren bei der Beurteilung der mechanischen Integrität und des Komponentenversagens. Die thermischen Spannungen in Kombination mit Phasenänderungsphänomenen, die durch die zuvor erwähnten Betriebsereignisse des An- und Abschaltens verursacht werden, sind nicht zu vernachlässigen. Darüber hinaus erschwert die Berücksichtigung der Kondensation im Zusammenhang mit steigenden Wärmeübergangskoeffizienten (HTC) den Konstruktionsprozess. Besondere Aufmerksamkeit in Bezug auf die Kondensation muss dem Turbinengehäuse und den dampfhaltigen Hohlräumen gewidmet werden. Nur mit zuverlässigen Kondensationsmodellen, auch HTCs, lässt

In diesem Artikel wird ein bestehendes analytisches 2D-Modell von Cess [1] und Koh [2] für schubspannungsgetriebene Kondensationsfilme auf einer vollständig benetzten horizontalen Oberfläche qualitativ validiert und mit experimentellen Daten verglichen, die im Experimental Multi-phase Measurement Application (EMMA) an der Universität Duisburg-Essen gewonnen wurden. Laut Kulkarni [3] wurde bisher noch keine vergleichbare experimentelle Va

durchgeführt aufgrund von Schwierigkeiten bei der Durchführung eines geeigneten Experiments, das den Anforderungen der Theorie entspricht, sowie der erheblichen Unterschiede, die zwischen durch Scherspannung und Schwerkraft angetriebenen Filmströmungen bestehen. Die Validierung erfolgt durch Variationen der Dampfgeschwindigkeit und konzentriert sich auf die Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit des Modells in Bezug auf die Dicke des flüssigen Wasserfilms in Kombination mit den

2. Analytisches Modell

Der erste bahnbrechende Ansatz auf dem Gebiet der Kondensationsmodellierung wurde von Nusselt [4] erreicht, der den Prozess der durch Gravitation angetriebenen Fallfilmkondensation an einer vertikalen unterkühlten Wand unter Berücksichtigung paralleler Dampfströmung und ruhender Dampfatmosfera beschrieb. Die erste Beschreibung von ausschließlich durch Scherspannung angetriebenen Kondensationsfilmen ohne wirkende Körperkraft auf einer horizontalen Oberfläche wurde von Cess [1] und Koh [2] vorgestellt, ebenso wie zusätzliche Ansätze von Narain et al. [5], Phan et al. [6] und Kulkarni et al. [3].

Der wichtigste Koeffizient innerhalb des Modells ist die Ähnlichkeitsvariable \tilde{y}^+ nach Sparrow und Gregg [7]. Diese stellt den zentralen Parameter für die Bestimmung weiterer Werte dar und berechnet sich zu

$$\tilde{y}^+ = \frac{3 \text{ cp}_l \cdot (T_s - T_w) \cdot r}{\text{Pr} \cdot \tilde{y} \cdot \nu_{\text{hevap}} \cdot 0,083} \quad (1)$$

mit dem Koh-Koeffizienten r

$$r = \frac{\tilde{y}_l \cdot \mu_l}{\tilde{y}_g \cdot \mu_g} \quad (2)$$

Die Flüssigkeitsfilmdicke \tilde{y}_x ist einer der zentralen Parameter, die aus \tilde{y} abgeleitet werden als

$$\tilde{y}_x = \tilde{y} + \tilde{y}_l \cdot \frac{x}{U \tilde{y}} \quad (3)$$

Der zweite wesentliche Parameter ist die lokale Wand-HTC $\tilde{y}_{x,w}$, gegeben als

$$\tilde{y}_{x,w} = \text{Nux},w \cdot \frac{\tilde{y}_l}{x} \quad (4)$$

mit der lokalen Wand-Nusselt-Zahl Nux,w , definiert als

$$\text{Nux},w = \frac{1}{\tilde{y}^+} \frac{1}{\text{Re}_{x,w}} \quad (5)$$

und die lokale Wand-Reynoldszahl $\text{Re}_{x,w}$ wurde schließlich definiert als

$$\text{Re}_{x,w} = \frac{U \tilde{y}_l \cdot x}{\mu_l} \quad (6)$$

Zusätzliche Werte wie die Wandschubspannung $\tilde{y}_{x,w}$, der Flüssigkeitsfilmmassenstrom \dot{m}_l und das Filmgeschwindigkeitsprofil $U_{z,l}$ werden vom Modell bereitgestellt. Diese Werte sind nicht experimentell bestimmbar und werden daher in diesem Dokument verwendeten Validierungsansatz vernachlässigt.

3. Experimentelle Untersuchung

Die Messungen wurden mit der Experimental Multi-phase Measurement Application (EMMA) an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt. Lapp et al. [8] stellten das Design und die verfügbaren Dampfbedingungen der Testanlage vor, einschließlich der verwendeten Messsysteme zur Bestimmung der Flüssigkeitsfilmdicke sowie der lokalen HTC-Verteilung. Der in Abbildung 1 dargestellte quadratische Messquerschnitt von $A_y = 2500 \text{ mm}^2$ war mit einem optischen Zugang ausgestattet, der eine Beobachtungslänge von $l_x = 250 \text{ mm}$ und $l_y = 50 \text{ mm}$ ermöglichte. Über diesen Zugang lieferte der infrarot-interferometrische Sensor von Precitec [9] eine auflösbare Flüssigkeitsfilmdicke im Bereich von $16 \mu\text{m}$ – $2600 \mu\text{m}$ mit einem Linearitätsfehler von $\pm 0,429 \mu\text{m}$.

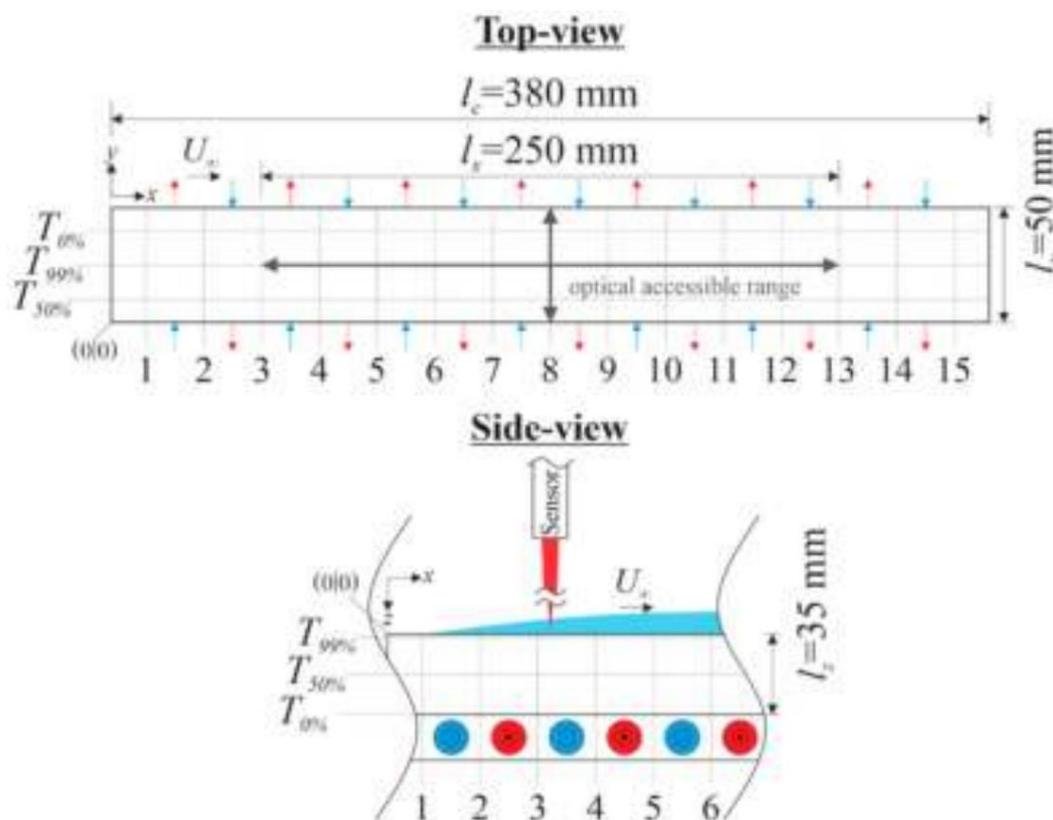


Abbildung 1. Messabschnitt mit Instrumentierungsstandorten und optisch erreichbarem Bereich.

Die horizontal ausgerichtete Messplatte mit $l_c = 380 \text{ mm}$ und $l_z = 35 \text{ mm}$, hergestellt aus rostfreiem Stahl, wurde mit Thermoelementen (TC) Typ T an 15 axialen Positionen, bestehend aus jeweils 3 TC, instrumentiert, wobei $T_{0\%}$ an der Unterseite der Messplatte, $T_{50\%}$ bei 50 % der Dicke der Messplattenhöhe und $T_{99\%}$ 0,5 mm unterhalb der Messoberfläche an der Oberseite aufgezeichnet wurden. $T_{0\%}$ und $T_{50\%}$ wurden verwendet, um die lokale Wärmestromdichte zu berechnen, \dot{q}_x . Zur Erzeugung einer Filmkondensation auf der Messplatte wurde der notwendige Wärmestrom durch eine Gegenstrom-Wärmetauscherplatte aus Aluminium 3.1645 (DIN EN 17007-4 [10]) von Batz+Burgel [11] mit 16 mit Wasser-Glykol gefüllten Kühlkanälen bereitgestellt, die an eine externe wassergekühlte Kältemaschine angeschlossen waren.

Das Hauptziel dieser Messkampagne war die Validierung des zuvor vorgestellten analytischen Modells. Da die durch Scherspannung beeinflusste Filmkondensation ein thermodynamischer Prozess ist, der von mehreren Dampfparametern wie Temperatur T_y , Druck p_y und Geschwindigkeit U_y sowie von den Bedingungen der festen Grenzfläche wie Kühlleistung Q_c , Oberflächenmaterial, durchschnittlicher Rauheit R_a und Verschmutzung beeinflusst wird, müssen die signifikanten Effekte identifiziert werden. Zur ersten Validierung des Modells konzentriert sich dieses Dokument auf die fluidmechanischen und thermodynamischen Randbedingungen.

Damit waren Oberflächenmaterial und R_a festgelegt und der entsprechende Einfluss war innerhalb der gesamten Untersuchung identisch. Als Wandmaterial wurde Edelstahl 1.4571 (DIN EN 10027 [12]) von DEW [13] verwendet, mit einer Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_w = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Die

Oberfläche war geschliffen und wies einen Mittenrauwert von $R_a = 1,862 \mu\text{m}$ auf. Da der Effekt der Oberflächenverschmutzung einen grundlegenden Einfluss auf das Verhalten des Flüssigkeitsfilms hat, wurde die Oberfläche vor jeder Messreihe regelmäßig mit Isopropylalkohol gereinigt, um während der gesamten Untersuchung gleiche Bedingungen zu gewährleisten.

$T_{\dot{y}}$, $p_{\dot{y}}$ und $U_{\dot{y}}$ sowie Q_c sind die thermodynamischen Variablen, die für eine ausreichende Validierung des analytischen Kondensationsmodells variiert werden müssen. Da keine treibende Körperkraft vorhanden ist, wird der Flüssigkeitsfilm ausschließlich durch Scherspannungen durch den Dampfmassenstrom an der Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche angetrieben. Daher ist $U_{\dot{y}}$ der Hauptfaktor, der die lokale Filmdicke δ_x neben der Strömungsrichtung bestimmt und wird daher in diesem Artikel untersucht. $U_{\dot{y}}$ wird von $U_{\dot{y},\text{min}} = 2,5 \text{ m/s}$ bis $U_{\dot{y},\text{max}} = 12,5 \text{ m/s}$ in Schritten von $2,5 \text{ m/s}$ verändert. Alle Messungen innerhalb dieser Sequenz wurden bei $T_{\dot{y}} = 473,15 \text{ K}$, $p_{\dot{y}} = 1,1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ und $Q_c = 1,2 \text{ kW}$ durchgeführt.

Zur Vorbereitung jeder Versuchsreihe wurde die gesamte Messstrecke 20 K über Satttdampf Temperatur vorgewärmt, um trockene Versuchsbedingungen und eine isotherme Wandtemperaturverteilung zu gewährleisten. Anschließend wurde die Messplatte 30 min unterkühlt, bis sich ein stationärer Flüssigkeitsfilm gebildet hatte. Die vollständig benetzte Oberfläche wurde über die gesamte optisch zugängliche Länge, $l_x = 250 \text{ mm}$, in der Mitte der Messstrecke konfiguriert. Jede konfigurierte $U_{\dot{y}}$ wurde mehrfach untersucht. Dabei wurden Linien erfasst, indem der Sensor mit einer Geschwindigkeit von $0,75 \text{ mm/s}$ und einer Abtastrate von 30 Hz auf- und abwärts bewegt wurde. Zusätzliche Tests bezüglich möglicher Wavelet-Effekte an der Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche wurden an 5 Positionen im Abstand von 50 mm entlang der zuvor erwähnten Linie durchgeführt. Jede Position wurde 1 Minute lang mit einer Frequenz von 1 kHz aufgezeichnet, um eine Unterabtastung zu vermeiden.

4. Experimentelle Ergebnisse und Berücksichtigung von Ungenauigkeiten

Um die Grundlage für eine präzise und zuverlässige Analyse zu schaffen, müssen die Messdatenverarbeitung sowie die Sensorungenauigkeiten ausreichend diskutiert werden. Da $\delta_{x,\text{exp}}$ und $\delta_{x,\text{exp}}$ die zentralen in diesem Artikel untersuchten Messungen sind, wird im Folgenden die Analyseverfahren vorgestellt.

4.1. Die Flüssigkeitsfilmdicke

$\delta_{x,\text{exp}}$ wird kontinuierlich entlang einer linearen Spur von $l_x = 250 \text{ mm}$ aufgezeichnet, was zu einer Verteilung von Dickenwerten führt, die für einen optimalen Modellvergleich in eine mathematische Korrelation umgewandelt werden müssen. Basierend auf den Modellannahmen beschreibt Gleichung (3) die lokale Filmdicke δ_x analytisch als Quadratwurzelfunktion der axialen Position x . Daher wird die Berücksichtigung eines Wurzelfunktionsansatzes vermutlich zu den am besten geeigneten Kurvenanpassungsergebnissen führen, wenn das Modell den experimentellen Ergebnissen entspricht. Abbildung 2 zeigt den Quadratwurzel-Kurvenanpassungsansatz bei einer Dampfgeschwindigkeit von $U_{\dot{y}} = 12,5 \text{ m/s}$. Der Korrelationsqualitätsvorteil der Quadratwurzelfunktion, der bei $U_{\dot{y}} = 12,5 \text{ m/s}$ dargestellt wird, ist repräsentativ für alle variierten Geschwindigkeiten und bestätigt die Anwendung der Quadratwurzelfunktion. Eine Exponential- und eine Logarithmusfunktion wurden ebenfalls berücksichtigt, was zu schlechteren Korrelationsergebnissen als der Quadratwurzelansatz führte. Der Korrelationskoeffizient R wurde zur Bestimmung der Anpassungsqualität verwendet und betrug für alle verbleibenden Geschwindigkeiten etw $U_{\dot{y}} = 2,5 \text{ m/s}$ stellt mit $R = 0,165$ die einzige Ausnahme von der anständigen Korrelationsqualität dar. Ein Grund hierfür wurde von Kulkarni et al. [3] genannt, die eine minimale Geschwindigkeitsschwelle für die Gültigkeit der Modellvorhersage im Bereich von 2 m/s beschrieben. Der Grund dafür kann auf die Trägheitskräfte innerhalb der flüssigen Phase zurückgeführt werden, die durch Scherspannung an der Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche aufgrund von Dampfgeschwindigkeiten unterhalb des minimalen Schwellenwerts nicht überwunden werden können. Daher wird $U_{\dot{y}} = 2,5 \text{ m/s}$ nicht weiter untersucht, da es außerhalb des Gültigkeitsbereichs des Modells liegt.

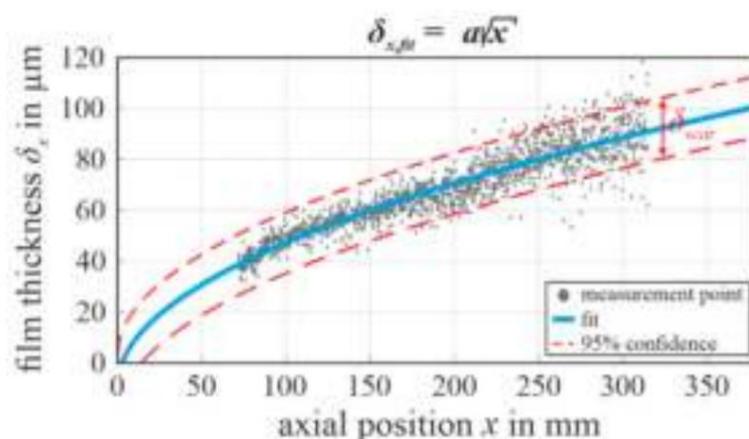


Abbildung 2. Die gewählte Kurvenanpassungsgleichung basierend auf einer Quadratwurzelfunktion, exemplarisch dargestellt bei $U\ddot{y} = 12,5$ m/s.

Zur Ermittlung der Messgenauigkeit wurde das 95%-Vertrauensintervall durch Berechnung der absoluten Breite des Vertrauensintervalls verwendet. Dies wird auch als absolute Dickenstreuung $\bar{y}_{x,scat}$ bezeichnet, genauer gesagt als mittlere Dickenstreuung $\bar{y}_{x,scat}$, gemittelt über die gesamte Plattenlänge. Unter Berücksichtigung aller untersuchten Dampfgeschwindigkeiten beträgt $\bar{y}_{x,scat}$ etwa $\pm 2,622$ μm und damit das 5,7-fache des von Precitec [9] angegebenen Linearitätsfehlers der Sensoren von $\pm 0,429$ μm . Ein Grund für die hohe Streuung von $\bar{y}_{x,exp}$ ist eine sichtbare Wavelet-Fluktuation an der Flüssig-Gas-Grenzfläche, die von $\bar{y}_{x,exp}$ und $U\ddot{y}$ abhängt. Dieser Effekt ist besonders ausgeprägt bei hohen Dampfgeschwindigkeiten. Die genannten Abhängigkeiten von $\bar{y}_{x,scat}$ untermauern die Theorie, dass $\bar{y}_{x,scat}$ hauptsächlich von einem physikalisch messbaren Wavelet-Effekt dominiert wird, der die relativ hohe Messstreuung beschreiben würde. Wie bereits zuvor beschrieben, wurden zusätzlich an fünf verschiedenen Positionen der Flüssigkeitsfilm lokal beobachtet, wodurch ein kontinuierliches Dickensignal bestimmt wird. Dieses Signal sollte aus einer Vielzahl von Sinus/Cosinus-Anteilen bestehen, wenn die optisch beobachtbaren Schwankungen dem Auftreten eines harmonischen Wavelets entsprechen. Daher wurden die gefilterten lokalen Signale mithilfe einer schnellen Fourier-Transformation (FFT) an zwei axialen Positionen von einem Zeit- in einen Frequenzbereich transformiert, wie in Abbildung 3 dargestellt. Es lässt sich feststellen, dass das Signal aus mehreren Harmonischen der Grundfrequenz von 1 Hz mit abnehmender Amplitude besteht. An der Position $x = 295$ mm beträgt die maximale Amplitude $\bar{y}_{wave,max}$ das Dreifache der Amplitude bei $x = 95$ mm, was eine klare Abhängigkeit von der zunehmenden Filmdicke zeigt. Die mittlere maximale Amplitude für alle Positionen und jede Geschwindigkeit betrug $\bar{y}_{wave,max} = \pm 3,864$ μm . Das FFT-Ergebnis beweist, dass die mittlere Messstreuung von $\bar{y}_{x,scat} = \pm 2,622$ μm auf das Vorhandensein von Wavelet-Effekten an der Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche zurückzuführen ist. Anschließend wurden die ersten 10 Hz mit einer inversen FFT zurücktransformiert, um zu verifizieren, dass das ermittelte Amplitudenspektrum das ursprüngliche Signal darstellt. Abbildung 3 zeigt das transformierte Amplitudenspektrum. Das durch die FFT ermittelte $\bar{y}_{wave,max}$ kann im Zeitbereich des Signals gefunden werden. Da das inverse Signal sehr gut zu den Originaldaten passt, kann der FFT-Ansatz, der die maximale Wavelet-Amplitude innerhalb des Filmdickensignals bestimmt, ausreichend angenommen werden. Folglich kann festgestellt werden, dass $\bar{y}_{x,scat}$ sehr gut mit $\bar{y}_{wave,max}$ übereinstimmt, was verifiziert, dass die Streuung durch einen physikalisch messbaren Wavelet-Effekt an der Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche verursacht wird. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass $\bar{y}_{x,scat}$ nicht als Messfehler betrachtet werden muss, da $\bar{y}_{x,exp}$ durch eine ausreichend hohe Messfrequenz abgeleitet werden kann. Diese Wavelet-Betrachtung wird exemplarisch für den Fall von $U\ddot{y} = 12,5$ m/s dargestellt. Bei den niedrigeren Dampfgeschwindigkeiten kann beobachtet werden, dass die maximalen Wavelet-Amplituden mit abnehmender Geschwindigkeit abnehmen, obwohl

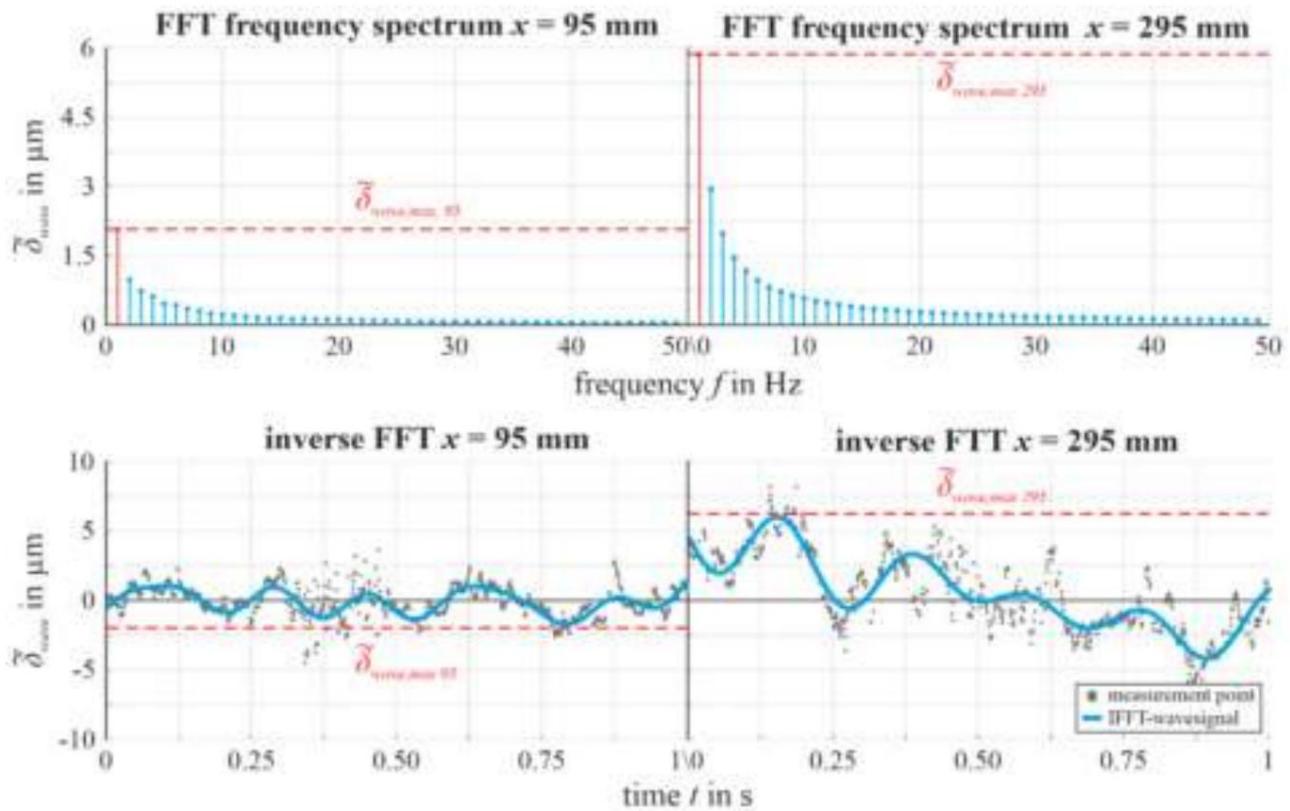


Abbildung 3. Das Frequenzspektrum der FFT-verarbeiteten und anschließend für die ersten 10 Hz an zwei axialen Positionen rücktransformierten Signale, exemplarisch dargestellt bei $U_{\infty} = 12,5 \text{ m/s}$.

Abbildung 4 zeigt die experimentellen Ergebnisse von $\bar{y}_{x,\text{exp}}$, einschließlich wurzelbasierter Anpassungen und 95%-Vertrauensintervallen. $\bar{y}_{x,\text{exp}}$ weist für jede Geschwindigkeit einen weiteren Verlauf auf, der sehr gut einer wurzelbasierten Funktion entspricht. Die Kondensation beginnt am Anfang der gekühlten Messplatte oder kurz danach, wo

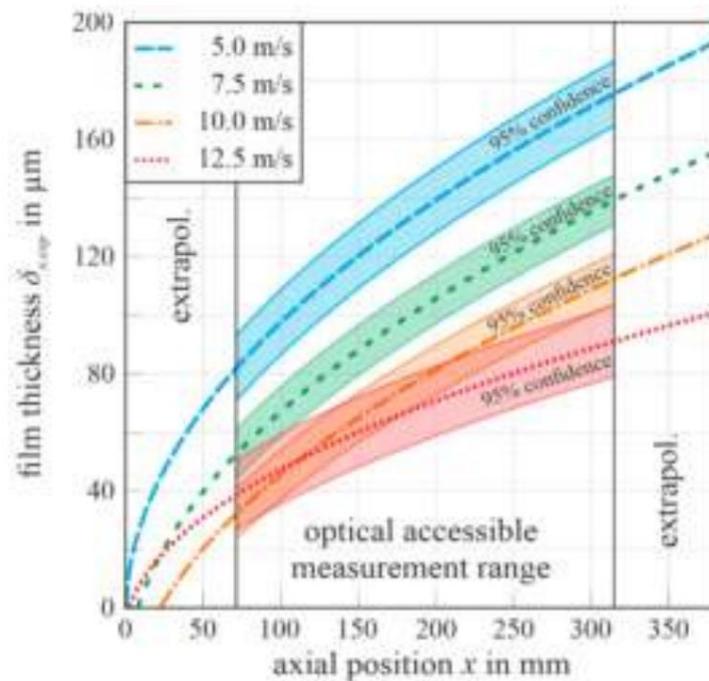


Abbildung 4. Experimentelle Ergebnisse von $\bar{y}_{x,\text{exp}}$ einschließlich Quadratwurzelanpassungen und 95%-Konfidenzintervallen.

Da die axiale Startposition der Kondensation aus den im Messbereich aufgezeichneten Daten extrapoliert wird, dient die Position an dieser Stelle lediglich als Plausibilitätskriterium und wird weiter untersucht. Der Anstieg von $\delta_{x,exp}$ als Funktion der fortschreitenden Überlaufposition x ist für alle Geschwindigkeiten deutlich zu erkennen. Darüber hinaus führt die Abnahme von $U\ddot{y}$ zu einem Anstieg von $\delta_{x,exp}$. Die Tatsache, dass der hauptsächliche filmbetätigende Mechanismus, die Grenzflächenschubspannung, abnimmt, führt zu einer längeren Verweilzeit des Flüssigkeitsfilms auf der gekühlten Platte, begleitet von einer erhöhten Kondensationsintensität. Eine Besonderheit ist der Trend von $U\ddot{y} = 12,5$ m/s, bestehend aus einer höheren Filmdicke für $x < 120$ mm im Vergleich zu $U\ddot{y} = 10$ m/s. Die Gradienten der Filmdickenentwicklung liefern plausible Ergebnisse, da die zunehmende Schubspannung zu geringeren Gradienten der Dickenentwicklung führt.

Abbildung 5 zeigt das Ergebnis einer zusätzlichen Kondensationsmessung, um die Problematik der optischen Begrenzung am Kondensationsinitialpunkt zu lösen. Da jeder Kühlkanal innerhalb der Kühlplatte einzeln ansteuerbar ist, bleibt die erste Hälfte der Messplatte bei diesem Versuch ungekühlt. Der Startpunkt des Kondensationsfilms wird somit in den optisch zugänglichen Messbereich verschoben und kann weiter untersucht werden. Wie erwartet, zeigt Abbildung 5, dass im ungekühlten Bereich kein Kondensationsfilm zu beobachten ist. Der Kondensationsstartpunkt liegt bei $x = 180$ mm und damit 10 mm weiter stromaufwärts als der Beginn des gekühlten Bereichs bei $x = 190$ mm. Dies liegt daran, dass die temperierte Messplatte aus durchgehendem Material besteht und axiale Wärmeleitung nicht zu vermeiden ist. Trotzdem liegen der Startpunkt der Kondensation sowie der Beginn des gekühlten Bereichs trotz des verwischenden Effekts der axialen Wärmeleitung der Platten relativ nahe beieinander. Die Ergebnisse dieses Versuchs belegen somit, dass sich der Kondensationsansatzpunkt im Hauptversuch am Anfang der Messplatte befindet, da die Platte und der restliche Messabschnitt eine reibschlüssige Verbindung aufweisen und dadurch eine deutlich geringere Wärmeleitung in axialer Richtung entsteht.

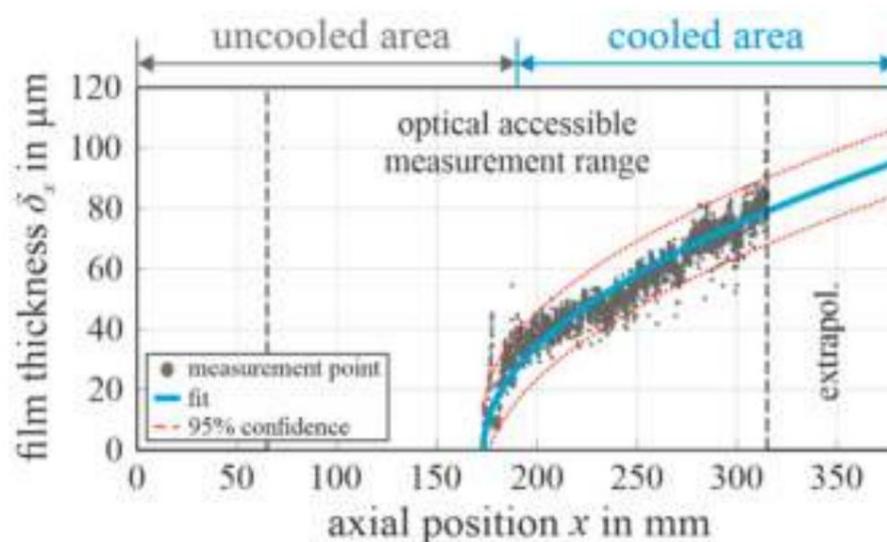


Abbildung 5. Experimentelles Ergebnis der Filmdicke auf einer Platte, die in der zweiten Hälfte ausschließlich mit $U\ddot{y} = 10$ m/s gekühlt wurde.

Da der Kondensationsstartbereich nicht optisch sichtbar war, muss die Anwendung des Quadratwurzel-basierten Anpassungsverfahrens überprüft werden. Die Messdaten in Abbildung 5 wurden mit demselben Quadratwurzelverfahren wie zuvor vorgestellt angepasst. Es ist offensichtlich, dass die Quadratwurzelanpassung die Messpunkte innerhalb des gesamten untersuchten Bereichs abdeckt. Damit ist bewiesen, dass das Quadratwurzelverfahren gültig ist, um die Rohmessdaten entlang des gesamten Messabschnitts zu

4.2. Wärmeübergangskoeffizient

Die Bestimmung von $\bar{\gamma}_{x,exp}$ basiert hauptsächlich auf der Messung der Wandtemperatur q_x , der Temperatur T_w und der Sattdampf Temperatur T_s . Daher wurde zur Bestimmung von q_x die Temperaturdifferenzmethode nach Diller [14,15] angewendet, indem die Temperaturdifferenz zwischen T50% und T0% gemessen wurde. Durch Messen von T99%, 0,5 mm unter der Oberfläche, wird T_w linear mit dem Temperaturgradienten zwischen T99% und T50% extrapoliert. Anschließend wird T_s durch Messen des statischen Dampfdrucks $p_{\bar{\gamma}}$ bestimmt. Insgesamt berechnet sich $\bar{\gamma}_{x,exp}$ wie folgt:

$$\bar{\gamma}_{x,exp} = \frac{\bar{\gamma}_w(T50\% - T0\%)}{l_{z,50\%,0\%}(T_s - T_w)}, \quad (7)$$

einschließlich der Messgenauigkeit, berechnet nach dem klassischen Fehlerfortpflanzungsansatz als

$$\bar{\gamma}_{x,err} = \frac{\bar{\gamma}_{\bar{\gamma}_x} \bar{\gamma}_{\bar{\gamma}_w} \bar{\gamma}_{T_s} \bar{\gamma}_{T_{50\%}} \bar{\gamma}_{T_{0\%}} \bar{\gamma}_{T_{99\%}}}{\bar{\gamma}_w} + 2 \bar{\gamma}_l + \bar{\gamma}_{T_{XX\%}} + \bar{\gamma}_{T_s} + \bar{\gamma}_{\bar{\gamma}_w} \bar{\gamma}_{T_{XX\%}} \frac{\bar{\gamma}_{\bar{\gamma}_x}}{\bar{\gamma}_{T_w}}. \quad (8)$$

$\bar{\gamma}_{x,exp}$ wird an 15 äquidistant verteilten Positionen entlang der Messplatte gemessen.

Jede Messposition besteht aus drei TC Typ T, die in funkenrodierten Löchern mit den Abmessungen T99%, T50% und T0% montiert sind. Der Herstellungsprozess gewährleistet eine präzise Positionierung der TC in den Löchern, was zu einem Positionierungsfehler von $\bar{\gamma}_l = \pm 100 \mu\text{m}$ führt.

Vor der Montage wurde eine Kalibrierung aller 45 Temperatursonden im Bereich von 20 $^{\circ}\text{C}$ $\bar{\gamma}$ 120 $^{\circ}\text{C}$ durchgeführt, wodurch eine TC-Ungenauigkeit von $\bar{\gamma}_{T_{XX\%}} = \pm 0,1 \text{ K}$ sichergestellt wurde. Die Drucksonde weist einen Fehler von $\bar{\gamma}_p = \pm 1 \text{ Pa}$ auf, was zu $\bar{\gamma}_{T_s} = \pm 0,5 \text{ mK}$ führt. Darüber hinaus wurde der Wärmeleitfähigkeitsfehler anhand der Genauigkeit der Legierungszusammensetzung geschätzt, was zu $\bar{\gamma}_{\bar{\gamma}_w} = \pm 0,15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ führte. Insgesamt ergibt sich ein durchschnittlicher

HTC-Fehler von $\bar{\gamma}_{x,err} = \pm 112.526 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Abbildung 6 zeigt die experimentellen Ergebnisse von $\bar{\gamma}_{x,exp}$, einschließlich auf Potenzfunktionen basierender Anpassungen und Messungenauigkeiten. Die Sensoren bei T99% verloren die Verbindung zur Wand aufgrund eines Montagefehlers an der ersten Messposition, $x_1 = 15,5 \text{ mm}$, sowie an der neunten Messposition, $215,5 \text{ mm}$. Beide Ergebnisse wurden im Korrelationsansatz, basierend auf der Funktion $\bar{\gamma}_x, f(x)$, nicht berücksichtigt. Alle $\bar{\gamma}_{x,exp}$ -Verteilungen zeigen einen regressiven Rückgang aufgrund einer zunehmenden axialen Position x . Räumlich kann eine offensichtliche inverse Beziehung zwischen $\bar{\gamma}_{x,exp}$ und $\bar{\gamma}_x,exp$ beobachtet werden. Darüber hinaus sind beide Größen eine Funktion von $U_{\bar{\gamma}}$.

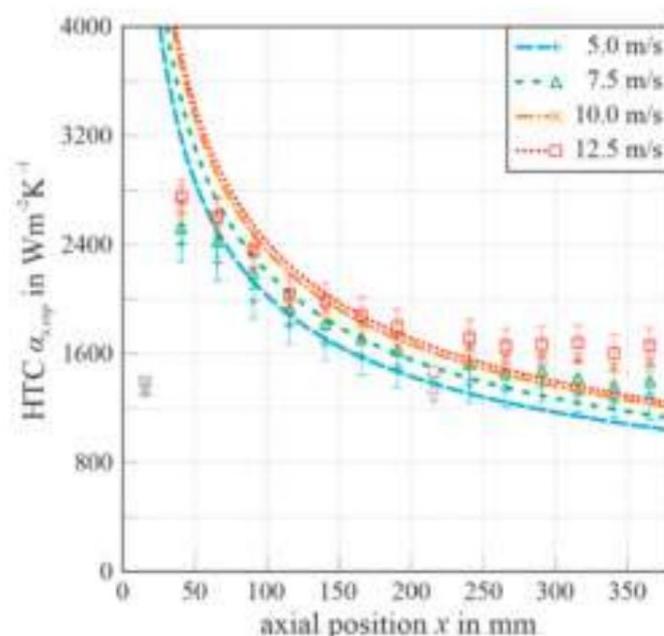


Abbildung 6. Experimentelle Ergebnisse von $\bar{\gamma}_{x,exp}$ einschließlich auf Potenzfunktionen basierender Anpassungen.

5. Modellvalidierung

Das zentrale Ziel dieses Beitrags ist die experimentelle Validierung der theoretisch berechneten Werte von δ_f und α_c hinsichtlich der Variation der Dampfgeschwindigkeit. Abbildung 7 zeigt einen Vergleich der theoretischen und experimentellen Daten hinsichtlich (a) δ_f und (b) α_c .

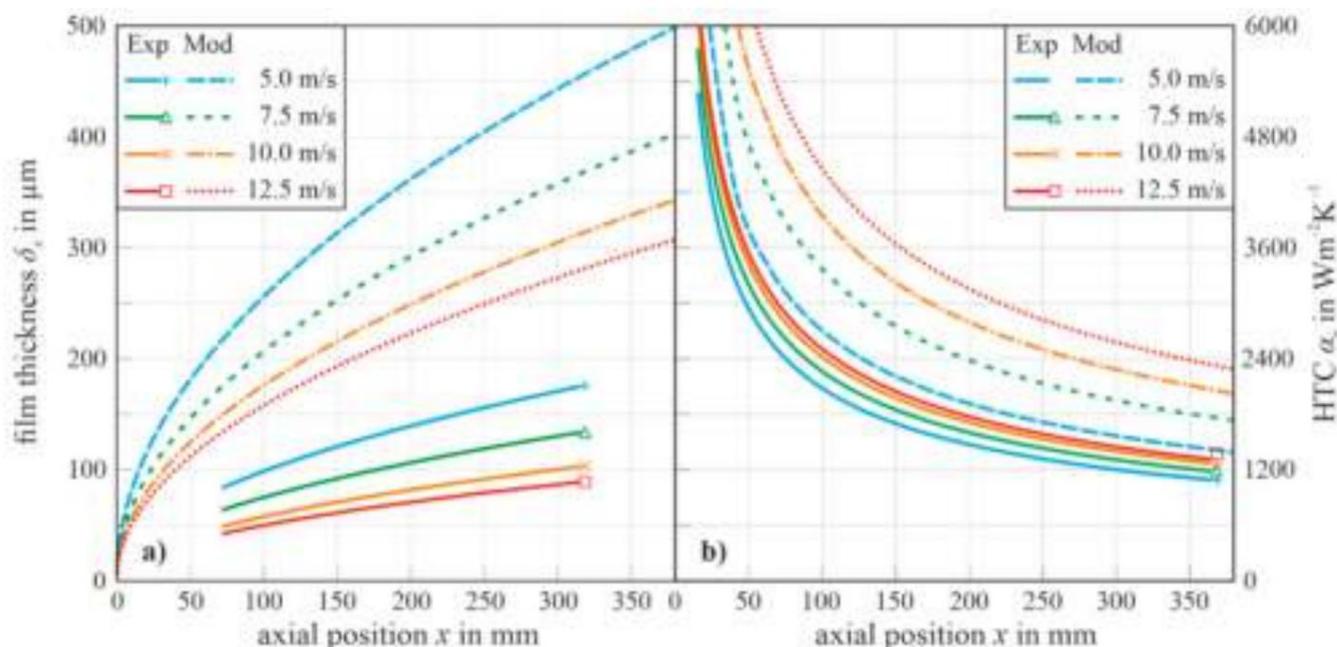


Abbildung 7. Vergleich der experimentellen und theoretischen Ergebnisse bezüglich (a) δ_f und (b) α_c .

Im Falle der Flüssigkeitsfilmdicke kann beobachtet werden, dass der inverse geschwindigkeitsabhängige Abnahmeverlauf von $\delta_{f,exp}$ vom theoretischen Modell analog vorhergesagt wurde. Darüber hinaus wurde auch der räumliche Anstieg von δ_f mit steigendem x ausreichend vorhergesagt. Die vom Modell vorhergesagte Dicke war insgesamt 2,3-mal höher als die der experimentell untersuchten Filme, was einen wesentlichen Unterschied zwischen Modell und Experiment darstellt. Ein möglicher Grund dafür könnte der Einfluss der experimentellen Dampfüberhitzung von 100 K über der Satttdampfperatur sein, die angewendet werden muss, um eine sekundäre Kondensation an den Seitenwänden zu verhindern. Der zusätzlich zu der latenten Wärme zu übertragende überhitzte Enthalpieanteil trug zu einem Erwärmungseffekt der flüssigen Phase bei, der den Kondensationsprozess hemmte und zu einer räumlichen Verringerung der Kondensatmenge führte. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die theoretischen Modellvorhersagen plausibel sind und unter Berücksichtigung des grundlegenden Einflusses der lokalen Position x und U_j qualitativ validiert wurden.

In Bezug auf den HTC α_c ist die Vorhersagequalität des Modells dem Fall von δ_f sehr ähnlich. Die theoretisch vorhergesagte lokale Abnahme von α_c in Fließrichtung wird durch die experimentellen Ergebnisse qualitativ bestätigt. Darüber hinaus bekräftigt der Einfluss aufgrund der Geschwindigkeitsvariation die qualitative Gültigkeit des Modells. Ein großer Unterschied zwischen Modell und Experiment zeigt sich im räumlichen Gradienten. Das Modell geht von einer halbusendlichen Platte mit einer Singularität an der Vorderkante aus. Bei der theoretischen Berechnung von $\alpha_{c,mod}$ erscheint x im Nenner, was zu einer Singularität mit unendlichem HTC führt. Da die Vorderkante der realen Messplatte den Einlassabschnitt berührt, führen die hohen HTCs an der axialen Startposition der Kondensation zu einem steilen Gradienten. Daher weist $\alpha_{c,exp}$ am Anfang der Platte einen reduzierten HTC-Gradienten auf. Eine weitere Diskrepanz zwischen Modell und Experiment ist in den unterschiedlichen Gradienten an axialen Positionen weiter stromabwärts erkennbar. Das Modell sagt für alle Geschwindigkeiten einen steileren Abfall der HTCs voraus, verglichen mit dem Experiment, das ein offensichtliches Sättigungsverhalten zeigt.

Dies ist auf die physikalische Dicke der Messplatte zurückzuführen, die zur Messung eines Temperaturgradienten zur Ermittlung von $\dot{\gamma}_{x,exp}$ erforderlich ist. Die Materialbeschaffenheit der Platte ist untrennbar mit dem Auftreten von Wärmeströmen in axialer Richtung verbunden, was zu einer Homogenisierung der HTC-Verteilung führt. Anschließend kann das Modell analog zum Fall von $\dot{\gamma}_x$ qualitativ als validiert betrachtet werden.

6. Schlussfolgerungen und Ausblick

In diesem Beitrag werden experimentelle Daten für schubspannungsgetriebene flüssige Wasserfilme auf einer horizontalen, vollständig benetzten Oberfläche vorgestellt. Darüber hinaus wurden diese Daten zur qualitativen Validierung des analytischen Kondensationsmodells von Cess (1960) und dieses Modell wurde noch nie zuvor validiert und die experimentellen Ergebnisse bestätigten die qualitative Vorhersage der Flüssigkeitsfilmdicke $\dot{\gamma}_x$ sowie der lokalen HTC-Verteilung $\dot{\gamma}_x$. In Bezug auf die Flüssigkeitsfilmdicke können folgende Schlussfolgerungen gezogen

- $\dot{\gamma}_x$ steigt für alle Geschwindigkeiten als Quadratwurzelfunktion der fortschreitenden Überlaufposition x an.

- Die Abnahme von $U\dot{\gamma}$ führt zu einer Zunahme von $\dot{\gamma}_x$. • Bezüglich

$\dot{\gamma}_x$ überschätzt das Modell die Dickenwerte im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen um den Faktor 2,3 aufgrund der verzögerten Dampftemperaturbedingung zwischen Modell und Experiment.

Abschließend können hinsichtlich des Wärmeübergangskoeffizienten folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- $\dot{\gamma}_x$ zeigt einen regressiven Rückgang in Abhängigkeit von einer zunehmenden axialen Position x .
- Räumlich kann eine offensichtliche inverse Beziehung zwischen $\dot{\gamma}_x$ und $\dot{\gamma}_x$ beobachtet werden. Darüber hinaus sind beide Größen eine Funktion von $U\dot{\gamma}$.
- Der axiale Gradient von $\dot{\gamma}_x$ wird höher vorhergesagt als die experimentellen Ergebnisse.

Die Ergebnisse dieses Beitrags leisten einen wertvollen Beitrag zur Vertrauenswürdigkeit des vielfach angewandten und weit verbreiteten Kondensationsmodells von Cess und Koh. Dieses Modell ist neben der experimentell validierten Nusselt-Filmtheorie ein integraler Bestandteil der Beschreibung von Kondensationsprozessen. Durch den Nachweis der qualitativen Gültigkeit dieses schubspannungsgetriebenen Kondensationsmodells wurde die Vorhersagezuverlässigkeit grundlegend erhöht, was eine umfassende Beschreibung von Kondensationsfällen hinsichtlich der flüssigen Kondensatmenge sowie der damit verbundenen HTC-Verteilung im Rahmen der Dampfturbinen-Entw

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, FFL; Methodik, FFL; Software, FFL; Validierung, FFL; formale Analyse, FFL; Untersuchung, FFL; Ressourcen, FFL; Datenkuratierung, FFL; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, FFL; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, SS, SH und DB; Visualisierung, FFL; Überwachung, SS; Projektverwaltung, DB; Mittelbeschaffung, DB und SH. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Dieses Projekt ist Teil des gemeinsamen Forschungsprogramms der AG Turbo, Vertragsnummer 03ET70921. Die Untersuchungen wurden vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi) sowie der Siemens Energy AG, Mülheim a.D., Deutschland unterstützt.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

Ein Bereich		m^2 Re	Reynoldszahl	
c_p spezifische Wärme bei konst.	$\frac{J}{kgK}$	T	Dampf Temperatur	K
h Druck Enthalpie	$\frac{J}{kgK}$	U	Dampfgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
\dot{m} Massenstrom	$\frac{kg}{s}$	x	axiale Position \tilde{y}	M
Nu Nusselt-Zahl Länge			Wärmeübergangskoeffizient Film Dicke	$\frac{B}{m^2K}$
Dampfdruck p		m \tilde{y}	Ähnlichkeitsvariable \tilde{y}	M
Pr Prandtl-Zahl			Wärmeleitfähigkeit	$\frac{B}{mK}$
\dot{Q} Wärmestromdichte m^2 μ dynamische Viskosität	$\frac{B}{m^2K}$			Pa·s
Q Wärmestrom/Kälteleistung W \tilde{y} kinematische Viskosität Dichte \tilde{y} \tilde{y} \tilde{y} Scherspannung				$\frac{m^2}{s}$
R Koh-Koeffizient				$\frac{kg}{m^3}$
R Korrelationskoeffizient				Pa
Ra Durchschnittlicher Rauheitswert		M		

Indizes

\tilde{y} Dampfströmungsbedingungen	scat		Streuung
c Kühlplatte		Welle	Wavelet
äh Fehler/Ungenauigkeit		w	Wand
Verdunstung Verdampfung		X	Richtung x – horizontal parallel zur Strömung
exp experimentell g		j	Richtung y – horizontal orthogonal zur Strömung
gasförmig flüssig		Z	Richtung z – vertikal orthogonal zur Strömung
max Maximum			0% Pos. bei 0% gemessener Plattenhöhe
			50% Pos. bei 50% gemessener Plattenhöhe
			99 % Pos. bei 0,5 mm unter Messfläche
Mitte Mitte			
Mindest		+	dimensionslos
Mod		∧	Amplitude
s -Modellsättigung		∩	Durchschnitt

Verweise

- Cess, R.D. Laminarfilmkondensation auf einer flachen Platte in Abwesenheit einer Körperkraft. *Z. Angew. Math. Phys.* **1960**, *11*, 423–433. [\[Querverweis\]](#)
- Koh, J. Filmkondensation in einer Zwangskonvektions-Grenzschichtströmung. *Int. J. Heat Mass Transf.* **1962**, *5*, 941–954. [\[CrossRef\]](#)
- Kulkarni, S.; Narain, A.; Mitra, S. Erzwungener Dampfdruck, der über einer horizontalen Platte kondensiert (Problem von Cess und Koh): Stationär und instationäre Lösungen des vollständigen 2D-Problems. *J. Heat Transf.* **2010**, *132*, 101502. [\[CrossRef\]](#)
- Nusselt, W. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. *VDI-Zs* **1916**, *60*, 541–546.
- Narain, A.; Liang, Q.; Yu, G.; Wang, X. Direkte Computersimulationen für interne Kondensationsströmungen und Ergebnisse zu Erreichbarkeit/Stabilität stationärer Lösungen, ihre intrinsische Welligkeit und ihre Rauschempfindlichkeit. *J. Appl. Mech.* **2004**, *71*, 69–88. [\[Querverweis\]](#)
- Phan, L.; Narain, A. Nichtlineare Stabilität des klassischen Nusselt-Problems von Filmkondensation und Welleneffekten. *J. Appl. Mech.* **2006**, *74*, 279–290. [\[CrossRef\]](#)
- Sparrow, E.M.; Gregg, J.L. Eine Grenzschichtbehandlung der laminaren Filmkondensation. *J. Heat Transf.* **1959**, *81*, 13–18. [\[CrossRef\]](#)
- Lapp, F.F.; Schuster, S.; Hecker, S.; Brillert, D. Die Mehrphasenströmungsanlage „EMMA“ zur Untersuchung lokaler Wärmeübertragung Koeffizienten und flüssige Wasserfilme bei Nassdampfbedingungen [GT2020-16307]. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2020*, London, Großbritannien, 22.–26. Juni 2020.
- Precitec Optronik GmbH. Übersicht Interferometrische Punktsensoren – CHRcodile 2 LR; Gaggenau: Bad Rotenfels, Deutschland, 2019.
- DIN–Deutsches Institut für Normung. Werkstoffnummern–Teil 4: System der Hauptgruppen 2 und 3: Nichteisenmetalle; DIN EN 17007-4; Beuth Verlag GmbH: Berlin, Deutschland, 2012.
- Materialdatenblatt der Batz + Burgel GmbH & Co. KG: EN AW-2007 (AlCu4PBMgMN- 3.1645); Batz + Burgel GmbH & Co.: Friedberg, Deutschland, 2019.
- DIN–Deutsches Institut für Normung. Bezeichnungssysteme für Stähle–Teil 2: Nummernsystem; DIN EN 10027; Beuth Verlag GmbH: Berlin, Deutschland, 2015.
- DEW–Deutsche Edelstahlwerke, Specialty Steel GmbH & Co. KG. Technisches Datenblatt, X6CrNiMoTi17-12-2, 1.4571; DEW–Deutsche Edelstahlwerke, Specialty Steel GmbH & Co. KG: Witten, Deutschland, 2019.

-
14. Diller, TE Fortschritte bei der Wärmestrommessung. *Adv. Heat Transf.* **1993**, *23*, 279–368.
 15. Lapp, FF; Schuster, S.; Hecker, S.; Brillert, D. Experimentelle Validierung eines analytischen Kondensationsmodells zur Verbesserung des Dampfturbinendesigns hinsichtlich Flexibilitätsanforderungen. In *Proceedings der 14. European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics & Thermodynamics, ETC2020-562*, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Artikel

Reynolds-Empfindlichkeit des Nachlaufeffekts auf einen LPT Kaskade mit Spektral-/hp-Elementmethoden[†]

Andrea Cassinelli¹ , Andrés Mateo Gabín² , Francesco Montomoli¹, Paolo Adami³, Raúl Vázquez Díaz⁴ und Spencer J. Sherwin^{1,*}

¹ Fakultät für Luftfahrt, Imperial College London, London SW7 2AZ, Großbritannien; andrea.cassinelli.93@gmail.com (AC); f.montomoli@imperial.ac.uk (FM)

² Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik, Universidad Politécnica de Madrid, 28040 Madrid, Spanien; andres.mgabin@upm.es

³ Rolls-Royce Deutschland, 15827 Dahlewitz, Deutschland; Paolo.Adami2@Rolls-Royce.com

⁴ Rolls-Royce plc., Derby DE24 8ZF, Großbritannien; Raul.Vazquez@Rolls-Royce.com

* Korrespondenz: s.sherwin@imperial.ac.uk

[†] Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres in Proceedings of the European Turbomachinery veröffentlichten Artikels Konferenz ETC14 2021, Beitrag Nr. 606, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Reynolds-Averaged Navier–Stokes (RANS)-Methoden sind weiterhin das Rückgrat des CFD-basierten Designs; die jüngste Entwicklung von unstrukturierten Lösern höherer Ordnung und Vernetzung **Algorithmen, kombiniert mit den sinkenden Kosten von HPC-Infrastrukturen, haben das Potenzial, die Einführung hochpräziser Simulationen in den Designzyklus, die die Rolle eines virtuellen Windkanals übernehmen.** Eine umfassende Validierung und Verifizierung ist über einen breiten Designraum hinweg erforderlich. Dies ist eine Herausforderung aus einer Reihe von Gründen, einschließlich der Bandbreite der Betriebsbedingungen, der Komplexität der industriellen **Geometrien und ihre Relativbewegung. Eine repräsentative industrielle Niederdruckturbinenkaskade** Die Wechselwirkungen mit dem Nachlauf werden analysiert, wobei der inkompressible Navier-Stokes-Löser verwendet wird implementiert im Spektral-/Hp- Element-Framework Nektar++. Der Bar-Passing-Effekt wird modelliert durch Nutzung einer Spektralelement-/Fourier-Glättungsmethode. Die Reynolds-Empfindlichkeit ist analysiert, wobei wir uns im Detail auf die Dynamik der Ablöseblase auf der Saugfläche sowie wie die mittleren Strömungseigenschaften, Nachlaufprofile und Verlustschätzungen. Die wichtigsten Ergebnisse werden verglichen mit experimentellen Daten, die Übereinstimmung in der Vorhersage von Nachlaufüberquerungen und Verlusten über die gesamter Bereich der Strömungsregime, letztere innerhalb von 5 % der experimentellen Messungen.

Schlüsselwörter: Kielwasser-Passing-Effekt; Reynolds-Empfindlichkeit; Spektral-/Hp- Element-Methode; hohe Ordnung; Methode des geglätteten Profils



Zitat: Cassinelli, A.; Mateo

Gabín, A.; Montomoli, F.; Adami, P.;

Vázquez Díaz, R.; Sherwin, SJ

Reynolds-Empfindlichkeit des Kielwassers

Durchgangseffekt auf eine LPT-Kaskade

Verwenden von Spektral-/hp- Elementmethoden.

Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2022,

7, 8. <https://doi.org/>

10.3390/ijtp7010008

Wissenschaftlicher Herausgeber: Tony Arts

Erhalten: 20. Juni 2021

Akzeptiert: 7. Februar 2022

Veröffentlicht: 22. Februar 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral im Hinblick auf gerichtliche Ansprüche in veröffentlichte Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

(<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Bei einem Gasturbinentriebwerk erfolgt die Druckausdehnung durch Hoch- und Niederdruck Turbinen (LPT) wird in mehreren aufeinander folgenden Stufen erreicht. Das Zusammenspiel mehrerer Phasen von Rotoren und Statorn ist eine entscheidende Quelle deterministischer Unstetigkeit, die Auswirkungen auf die Verusterzeugungsmechanismen und ist daher für Designer von großer Bedeutung. Eine der ersten computergestützten Untersuchungen des Wake-Passing-Effekts wurde durchgeführt von Wu und Durbin [1,2], die Beweise dafür vorlegten, dass eingehende Nachläufe verantwortlich sind für die Ausbildung von Längsstrukturen auf der Druckseite.

Anschließend wurden eine Reihe von Direkten Numerischen Simulationen (DNS) an LPTs durchgeführt, die weitere Beiträge zum Verständnis der Wirkung von ankommende Nachlaufströmungen auf den druck- und saugseitigen Grenzschichten [3–6]. Eine detaillierte Übersicht von Hodson und Howell [7] fasst den durch Nachlaufströmungen induzierten Grenzschichtübergang zusammen Mechanismen in LPTs.

Der Einfluss der Frequenz des Nachlaufs auf Verlustmechanismen wurde numerisch von mehreren Autoren untersucht. Michelassi et al. [8] bauten auf früheren Arbeiten auf [9]

um die Auswirkungen verschiedener Arten von Zuflussstörungen auf Verluste in einer Reihe von komprimierbaren DNS-Simulationen zu analysieren. Insbesondere beobachteten sie die Auswirkungen von drei reduzierten Frequenzen und zwei Reynoldszahlen ($Re_2 = 60.000$ und 100.000) auf verschiedene Arten von Verlustindikatoren. Das Verhalten hoher reduzierter Frequenzen erwies sich als am wirksamsten bei der Unterdrückung der Saugflächen-Ablöseblase, da es aufgrund der konstanten Flächenmischung vor der Vorderkante ein sehr ähnliches Verhalten wie hohe Zuflussturbulenzen zeigte.

Der Vergleich der Mischverluste mit den Profilverlusten nach Denton [10] ermöglichte die Unterscheidung zwischen den in der Grenzschicht erzeugten Verlusten und den im Strömungskern durch die flächenvariable Nachlaufmischung erzeugten Verlusten. Der größte Unterschied wurde bei niedrigen reduzierten Frequenzen (1 bar pro Teilung) festgestellt: In diesem Fall bleiben die Nachläufe innerhalb des Schaufelblattdurchgangs deutlich erkennbar und weisen erhebliche Nachlaufverzerrungsverluste auf.

Weitere LES-Simulationen [11] zeigten, wie wichtig die reduzierte Frequenz und der Durchflusskoeffizient für die Verluste sind. Diese wichtigen Designparameter beeinflussen die Häufigkeit, mit der ankommende Nachläufe auf das Gitter einwirken, sowie die Neigung des Nachlaufes. Es wurde festgestellt, dass der normale Abstand zwischen eingehenden Nachläufen sehr gut mit Mischverlusten korreliert, was weiter bestätigt, dass die Nachlaufverschmelzung (die ein turbulenzähnliches Verhalten wie bei freier Strömung erzeugt) im Allgemeinen zur Reduzierung instationärer Verluste beiträgt. Dieser Ansatz kann in hohem Maße zur Optimierung des Designs übernommen werden, da die verschiedenen Kombinationen aus reduzierter Frequenz und Durchflusskoeffizient tatsächlich eine Folge von Designparametern wie Drehzahl und Durchflussgeschwindigkeit sind.

Als Teil der laufenden Bemühungen, eine validierte inkompressible DNS-Fähigkeit für die Turbomaschinenindustrie unter Verwendung von Spektral-/HD- Elementmethoden zu entwickeln, baut die vorliegende Arbeit auf konsolidierter Expertise [12–14] in der Verwendung des Open-Source-Software-Frameworks Nektar++ [15] für industrielle Anwendungen auf. Der Nachlaufeffekt wird im Kontext eines repräsentativen Forschungs-LPT-Profiles analysiert, wobei ein besonderer Schwerpunkt auf der Reynolds-Empfindlichkeit des Übergangsmechanismus auf der Saugfläche und der Verlustvorhersage liegt. Der optimale und realistischste Reaktionsgrad entspricht dem reduzierten Frequenzbereich, in dem die instationären Verluste am höchsten sind [11], und dieser Artikel zielt darauf ab. Die Verfügbarkeit experimenteller Daten in den Nachlaufdurchquerungen bei den analysierten Strömungsregimen ermöglicht eine Quantifizierung der Genauigkeit des numerischen Modells.

Der Artikel ist wie folgt aufgebaut: Zunächst wird eine kurze Einführung in den numerischen Aufbau und die Nachlaufmodellierungsstrategie gegeben. Anschließend wird die Strömungsdynamik auf der Saugfläche in den verschiedenen Phasen des Nachlaufzyklus charakterisiert. Die folgenden Abschnitte konzentrieren sich auf die zeitgemittelten Effekte des Nachlaufs, analysieren die Schaufelwandverteilungen, Nachlaufprofile und Mischmessungen und stellen einen Vergleich mit hochgenauen experimentellen Daten her. Der Artikel schließt mit Anmerkungen zur Gültigkeit der vorgestellten Ergebnisse.

2. Methoden

2.1. Numerischer Ansatz

Die inkompressiblen Navier–Stokes-Gleichungen

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nabla \cdot (u \cdot \nabla) u - \nabla p + \nu \nabla^2 u \quad \text{in } \Omega, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad \text{in } \Omega, \quad (2)$$

wurden mit dem Spektral-/Hp- Element-Framework Nektar++ [15] diskretisiert. Der Löser verwendet eine steif stabile Zeiddiskretisierung [16], die die Geschwindigkeits- und Druckfelder entkoppelt, auch bekannt als Velocity-Correction Scheme [17]. Diese Formulierung behandelt die konvektiven Terme explizit, während Druck und viskose Beiträge implizit behandelt werden; dadurch werden Stabilitätsbeschränkungen berücksichtigt, die sonst mit der viskosen Zeitschrittweite verbunden wären.

Die Analyse von Testfällen bei hohen Reynoldszahlen mit unteraufgelösten Gittern erfordert den Einsatz von Stabilisierungstechniken: Wenn die dissipativen Skalen bei hohen Wellenlängen

vollständig aufgelöst, könnte ein Energieaufbau dazu führen, dass die Lösung divergiert. Die spektrale verschwindende Viskosität (Spectral Vanishing Viscosity, SVV) wurde von Tadmor et al. [18] als Technik eingeführt, um künstliche Diffusion zu potenziell instabilen unteraufgelösten Skalen hinzuzufügen. Da die Schwingungen, die eine Divergenz der Lösung verursachen, auf subelementarer Ebene auftreten, ist SVV eine Stabilisierungstechnik, die auf der Ebene unterhalb des Gittermaßstabs wirkt, ohne ein explizites Modell einzuführen.

Die von Moura et al. [19,20] eingeführte DG-Kernel-SVV-Formulierung wurde übernommen, um die numerische Stabilität in den Spektral-/Hp- Ebenen sicherzustellen, während der traditionelle Exponentialkernel in der Fourier-Erweiterung in Spannweitenrichtung verwendet wurde. Durch die Übernahme eines solchen Stabilisierungsansatzes wird eine bessere Auflösung durch Erhöhung der Polynomordnung (sowohl in Bezug auf Diffusions- als auch Dispersionseigenschaften) erreicht, anstatt die Basismaschengröße zu reduzieren. Wie in der früheren Arbeit von Cassinelli et al. [12] bei $Re = 88.000$ gezeigt wurde, ist die übernommene Polynomordnung ausreichend hoch, damit SVV die interessierende Strömungsphysik nicht beeinflusst. Der Spektral-/Hp- Dealiasing-Ansatz von [21] wurde für alle

Die Spektral-/Hp- Element-Implementierung der vorliegenden Arbeit basiert auf Taylor-Hood-Elementen, bei denen das kontinuierliche C-Druckfeld mit einer Polynomordnung niedriger als die kontinuierlichen C-Geschwindigkeitsvariablen berechnet wird. Weitere Einzelheiten zur numerischen Methodik, zur ⁰Netzauflösung und zu den Konvergenzeigenschaften wurden von Cassinelli et al. [12,22] erörtert.

2.2. LPT-Setup mit Wake Passing

Die Verfügbarkeit experimenteller Daten motivierte die Wahl der Strömungsregime in der Analyse. Drei Reynoldszahlen wurden berücksichtigt: $Re_2 = 86.000$, 157.000 und 297.000 , basierend auf der gemischten Austrittsgeschwindigkeit U_2 und dem Saugflächenumfang S_0 . Die Forschungs-LPT-Kaskade in der Analyse wird durch die wahre Sehne und die Einströmgeschwindigkeit skaliert, sodass $C = 1$ und $U\tilde{y} = 1$.

Der Effekt des Kielwasserdurchgangs wird experimentell reproduziert, indem ein Mechanismus eingebaut wird, der stromaufwärts erzeugte Kielwasser aus gleichmäßig verteilten zylindrischen Stäben einführt, die von einem Elektromotor gesteuert werden. Um dieses Phänomen zu analysieren, sind zwei dimensionslose Parameter von grundlegender Bedeutung: die reduzierte Frequenz $Fred$ und der Durchflussparameter \tilde{y} als:

$$Fred = \frac{U_b C}{P_b U_2}, \quad \tilde{y} = \frac{U_{\tilde{y},x}}{U_b} \quad (3)$$

wobei U_b die Stabgeschwindigkeit angibt, P_b der vertikale Abstand zwischen den Stäben und $U_{\tilde{y},x}$ die axiale Einlassgeschwindigkeit ist. Diese Parameter steuern die Stabgeschwindigkeit (die die Neigung des Nachlaufs beeinflusst, wenn dieser auf das Blatt auftrifft) und ihren relativen Abstand. Zusammen beeinflussen sie die Häufigkeit, mit der der Nachlauf auf das Blatt auftrifft. Durch Anpassen des Zylinderabstands und der Zylindergerwindigkeit können realistische Konfigurationen analysiert werden, bei denen die Rotor- und Statoranzahl unterschiedlich sind. Die numerischen Experimente werden jedoch normalerweise mit stufenweise periodischen Randbedingungen durchgeführt.

Einschränkungen aufgrund des Rechenaufwands, der für die Simulation mehrerer Rotorblätter erforderlich wäre, erfordern, dass der Kaskadenabstand P_y ein Vielfaches des Abstands zwischen den Stegen P_b beträgt. Aus rechnerischer Sicht ist daher die Geschwindigkeit der Zylinder der Steuerparameter in den Simulationen. In dieser Studie wurde der genaue Wert der reduzierten Frequenz simuliert, während der Durchflussparameter als Folge der Einzelteilungsperiodizität (d. h. durch Auferlegung von $P_b = P_y$) erzwungen wurde. Die in den Simulationen auferlegten numerischen Werte sind in Tabelle 1 aufgeführt. Der relative Fehler zwischen dem nominalen Durchflusskoeffizienten und dem effektiven Durchflusskoeffizienten beträgt 6,748 %. Der niedrigere Durchflusskoeffizient führt zu einer etwas höheren Nachlaufneigung im Vergleich zu den Experimenten.

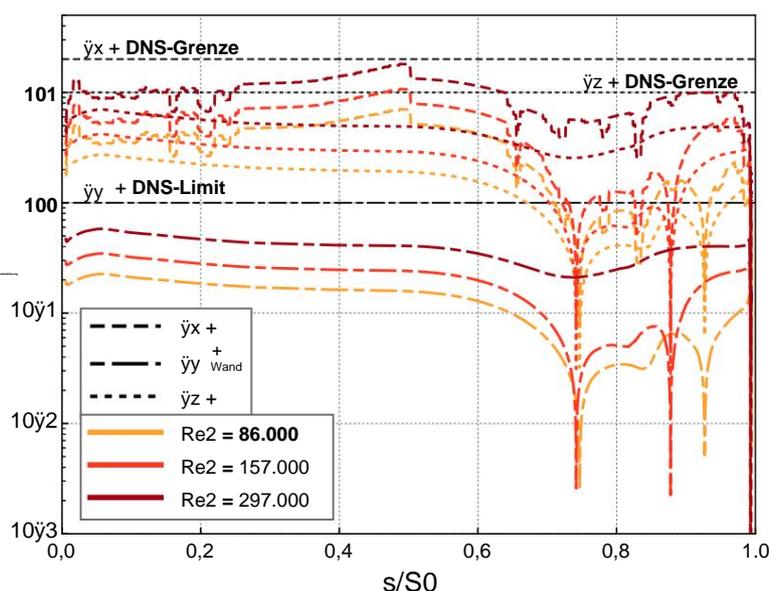
Durch Einführung der Nachlaufperiode $T_b = P_b/U_b$ kann die Zeit als Funktion der Periodenzahl m und der Phase \tilde{y} ausgedrückt werden: $t = mT_b + \tilde{y}T_b$. Nach Übergangszeiten von mindestens $12C/U\tilde{y}$ wurden anschließend zeitgemittelte Statistiken über $m = 20$ Stabdurchlaufperioden (entsprechend $T = 24C/U\tilde{y}$) abgetastet. Bei Phase $\tilde{y} = 0$ befindet sich der Stab an derselben Stelle in der Steigung wie die Vorderkante, $y/C = 0$.

Tabelle 1. LPT-Stangendurchgangsaufbau mit Zylinderparametern im oberen Teil der Tabelle.

$Re_2 = 86.000$ wurde sowohl mit Einströmnachlauf (IW) als auch mit Einströmturbulenzen (IT) simuliert, während andere Regime analysieren IW allein. Die Rechenzeit wird auf 1000 Kerne auf dem Archer-Supercomputer geschätzt, einschließlich der Nachbearbeitung zur Laufzeit und ermöglicht somit eine konservative Schätzung.

Antwort 2	86.000 (IW, IW+IT)	157.000 (IW)	297.000 (IW)
Fred (basierend auf S_0)	0,624132	0,627675	0,633188
U_{sim}	0,705339	0,706414	0,708116
\dot{y}_{sim}	1,17731	1,17414	1,16966
\dot{y}_1 [\dot{y}]	33,86	33,96	34,08
\dot{y}_t	$2,5 \times 10^5$	$2,5 \times 10^5$	2×10^5
Rechenzeit für $T = 1C/U_{\dot{y}}$	Std. 40 Min	Std. 40 Min	10 Std. 45 Min.

Die x - y -Ebenen wurden mit einer hochgradigen Erweiterung bei $P = 6$ diskretisiert; der spanweite Bereich wurde auf $L_z = P\gamma/4 = 0,21164 C$ gesetzt und mit $N_z = 72$ Fourier diskretisiert. Ebenen, was zu 52,67 M Freiheitsgrad pro Variable führt. Wie in Abbildung 1 dargestellt, ist dieser numerische Aufbau ergibt eine Wandauflösung von $\dot{y}_x + < 0,6$, $\dot{y}_z + < 20$, \dot{y}_y < 8 bei $Re_2 = 297.000$. Die räumlichen und zeitlichen Konvergenzeigenschaften eines ähnlichen numerischen Aufbaus auf einer Reihe statistischer Verteilungen und Eigenschaften wurden zuvor ausführlich in einem sauberen Zuflussfall bewertet bei $Re = 88.000$ [12]. Insbesondere wurde die Konvergenz der x - y Ebene analysiert mit Hilfe von P-Verfeinerung, die vernachlässigbare Abweichungen für Erweiterungsordnungen $P > 5$ aufwies. Die Unabhängigkeit der Ergebnisse in Bezug auf die Spanne wurde ebenfalls diskutiert und weiter ausgewertet durch Analyse der Korrelationsfunktion [22], die zeigte, dass der Rotorblattnachlauf vollständig innerhalb der gewählten Spannweitendomäne enthalten. Es ist zu beachten, dass die oben genannten Analysen wurden in einer früheren Studie im Rahmen eines störungsfreien Zuflusses durchgeführt Umgebung, bei einem Strömungsregime, das dem unteren Ende der Reynolds-Hüllkurve entspricht in der vorliegenden Studie berücksichtigt. Da außerdem für alle Reynoldszahlen, die effektive Auflösung ist bei hohen Reynoldszahlen geringer.

Abbildung 1. Wandauflösung entlang der Saugfläche mit zunehmendem Re_2 und ankommenden Nachläufen.

Erzwingen, dass der Pitch-Bereich ein Vielfaches des Spannweiten-Bereichs ist Übernahme einer modifizierten Version des Algorithmus zur Erzeugung von Zuflussturbulenzen von Davidson [23], der in Nektar++ [13] eingeführt und validiert wurde. Diese Implementierung ermöglicht die Erze

ein spannweiten- und pitchweitenperiodisches synthetisches Geschwindigkeitssignal, das eine Wahl der spannweiten Domäne erfordert, sodass P_y ein Vielfaches von L_z ist.

Fall $Re_2 = 86.000$ wird mit und ohne Zuflussturbulenz analysiert (zusätzlich zu den diskreten Störungen, die durch vorbeiziehende Stangen entstehen). Der Fall der Zuflussturbulenz (IW+IT) erforderte ein verfeinertes Rechenetz, um die am Zulauf eingeführten turbulenten Strukturen aufzulösen. Dieses Netz unterscheidet sich vom IW-Netz nur in dem Bereich zwischen dem Zufluss und der vertikal verfeinerten Linie, an der die Stange vorbeizieht. Eine nominale Zuflussturbulenzintensität von $TI = 3,5\%$ wurde in Kombination mit einer Längenskala $L_t = 0,05C$ vorgeschrieben, um Domänenunabhängigkeit zu gewährleisten.

Der Algorithmus wählte 30 Modi zur Diskretisierung des modifizierten von Kármán-Spektrums aus, verglichen mit 1024 zuvor analysierten Modi [13]. Als Konsequenz einer größeren Diskretisierung des Wellenzahlraums ist der Pegel der Turbulenzintensität, der tatsächlich am Eingang des Berechnungsbereichs eingeführt wird, niedriger als vorgeschrieben: $TI = 2,578\%$.

2.3. Modellierung des Bar-Passing-Effekts

Zur Modellierung des Bar-Passing-Effekts wurde die Smoothed Profile Method (SPM) gewählt, die erstmals von Nakayama und Yamamoto [24] vorgestellt wurde. Die Methode wurde weiterentwickelt, um eine Zeitdiskretisierung basierend auf einem semi-impliziten Aufteilungsschema höherer Ordnung [25,26] zu übernehmen, und in das Nektar++-Framework integriert. In der Doktorarbeit von Cassinelli [22] wurde eine umfassende vorläufige Validierung durchgeführt, um die Erzeugung eines realistischen Zylindernachlaufs sicherzustellen.

Als Teil der SPM-Formulierung muss ein Parameter für die Grenzflächendicke ausgewählt werden, um die starren Partikel darzustellen. Die Grenzflächendicke wurde ausgewählt, um eine genaue Darstellung der SPM-Grenzen sicherzustellen (und wurde daher durch die Auflösungsanforderungen bestimmt). Eine Zusatzstudie konzentrierte sich auf die Variation des Zylinderdurchmessers $d_{SPM} = 0,6 \text{ dB}$ (mit $db/C = 0,023$) erzeugte Nachlaufprofile und spektrale Eigenschaften, die über den gesamten Bereich der analysierten Reynolds-Zahlen mit denen einer entsprechenden DNS-Simulation übereinstimmen.

Das qualitative Ergebnis des Nachlaufeffekts bei hoher Reynoldszahl ist in Abbildung 2 dargestellt. In der Abbildung ist das Anfangsstadium der Nachlaufbiegung sichtbar, während der Übergang zur Saugfläche zu einer vollständig turbulenten Grenzschicht an der Hinterkante führt.

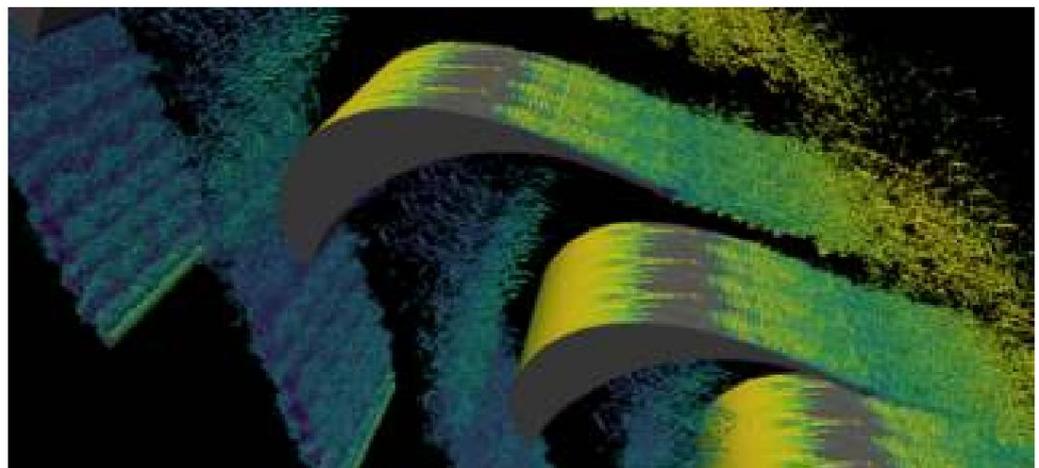


Abbildung 2. Isoflächen des Q-Kriteriums ($Q = 200$), konturiert durch die Geschwindigkeitsgröße im Fall $Re_2 = 297.000$. Der Berechnungsbereich wird für grafische Zwecke dupliziert.

2.4. Experimentelle Tests von LPTs bei niedrigen Geschwindigkeiten

Die aktuelle Generation von Niederdruckturbinen arbeitet typischerweise unter Unterschallbedingungen, gekennzeichnet durch Austritts-Machzahlen von $Ma_2 \approx 0,6$. Die Kosten für Versuchsprogramme können erheblich gesenkt werden, indem man Tests in Windkanälen mit niedriger Geschwindigkeit unter im Wesentlichen inkompressiblen Bedingungen durchführt. Allerdings ist die Druckverteilung im Allgemeinen stark von der Machzahl abhängig [27]: Die maximale Saug-Machzahl bestim

Gradientenströmungsbereich, in dem die meisten Verluste entstehen. Daher können experimentelle Tests nicht mit derselben Schauffelform und demselben Gitteraufbau durchgeführt werden.

Es wurden eine Reihe von Skalierungstechniken sowie fortgeschrittenere Redesign-Strategien entwickelt, um eine modifizierte Profilform und veränderte Strömungsbedingungen abzuleiten [28,29], wodurch die Effekte der Kompressibilität kompensiert werden können.

Die lineare Kaskade in der Analyse wurde neu gestaltet, um der hohen Machzahlverteilung des Entwurfs bei Tests unter inkompressiblen Bedingungen zu entsprechen, indem die Profilform geändert und der Einlassströmungswinkel vergrößert wurde. Dies hat wichtige Auswirkungen auf die Anwendbarkeit der in der Arbeit vorgestellten Fähigkeit. Eines der Hauptforschungsziele ist die Validierung der Fähigkeit eines virtuellen Windkanals, und die Verwendung eines inkompressiblen Strömungslösers ist kein Hindernis: Durch den Einsatz von Skalierungstechniken können realistische LPT-Geometrien mit einer Spitzensaug-Machzahl von bis zu 0,6–0,7 unter ihren Testbedingungen bei niedriger Geschwindigkeit genau simuliert werden. Eventuelle Kompressibilitätseffekte, auch wenn sie insgesamt gering sind, werden in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht berücksichtigt.

3. Ergebnisse

3.1. Nachweise für den Übergangsmechanismus

Die zeitliche Mittelwertbildung verdeckt die Vielzahl der Strömungsphänomene, die in der Grenzschicht (BL) von LPTs auftreten, die eingehenden Störungen ausgesetzt sind, und versäumt es insbesondere, das Vorhandensein von Ereignissen mit großer Amplitude hervorzuheben, die dem Beginn von Turbulenzen entsprechen. Vor der Analyse der zeitlich gemittelten Statistiken werden einige momentane Strömungsstatistiken erläutert, um einige der Strömungsphänomene hervorzuheben, die auf der Saugfläche der Kaskade auftreten.

Abbildung 3 bietet qualitative Einblicke in die Dynamik der Saugfläche in aufeinanderfolgenden Phasen \tilde{y} für $Re_2 = 86.000$. Ähnliche Überlegungen könnten für die höheren Strömungsregime $Re_2 = 157.000$ und 297.000 diskutiert werden, werden hier jedoch der Kürze halber weggelassen. Die Nachläufe treffen zwischen $\tilde{y} = 0,25$ und $\tilde{y} = 0,375$ auf die Ablöseblase der Saugfläche.

Der ausgedehnte Bereich schwach negativer Rezirkulation (der blassgelbe Bereich), der bei $\tilde{y} = 0-0,125$ zwischen $s/S_0 = 0,7-0,95$ sichtbar ist, wird durch die eindringende Störung größtenteils unterdrückt.

Gleichzeitig rollt sich die Scherschicht bei $\tilde{y} = 0,25$ in zwei getrennte Bereiche mit Rückströmung auf, wie bereits von Michelassi et al. [11] hervorgehoben. Der stromaufwärts gelegene Rückströmungsbereich befindet sich bei $s/S_0 \approx 0,85$, während der stromabwärts gelegene in die Hinterkante übergeht. Wenn das Nachlaufelement auf die Ablöseblase trifft, bewegt sich der Bereich mit hoher Scherung im stromaufwärts gelegenen Teil der Saugfläche (der dunkelblaue Bereich) der auftretenden Störung folgend in Richtung Hinterkante. Bei $\tilde{y} \approx 0,375$ entwickelt der anliegende Strömungsbereich ein spannenübergreifendes Muster abwechselnder Strömung mit hoher und niedriger Geschwindigkeit, sogenannte Klebanoff-Streifen, die eine wichtige Rolle im Bypass-Übergangsmechanismus spielen [30,31].

Streifen werden bei allen untersuchten Strömungsregimen gefunden, und ihre Spannweitskala ist umgekehrt proportional zur Reynoldszahl. Der Entstehungsmechanismus von länglichen Streifen in der Saugfläche bei Einströmturbulenzen wurde kürzlich von Zhao und Sandberg [32] ausführlich diskutiert. Im Zusammenhang mit dem Passieren von Nachlaufströmungen tritt die Streifenbildung periodisch auf, und ihre Auswirkung auf den Übergangsmechanismus im hinteren Teil der Saugfläche ist bei $0,375 \leq \tilde{y} \leq 0,75$ offensichtlich.

Die Art der Störungen, die die Scherung der Grenzschicht durchdringen, wird durch den Scherschutzmechanismus bestimmt [33,34]: Die Scherung der Grenzschicht wirkt als Filter für die hochfrequenten Wirbelstörungen. Die niederfrequenten Störungen, die in die Grenzschicht eindringen, fördern eine starke Scherung, die mit den Streifen verbunden ist, die sich durch lokalisierte sekundäre Streifeninstabilität zu turbulenten Stellen entwickeln können. Diese Schritte kennzeichnen die frühen Stadien des Bypass-Übergangsmechanismus, der als sekundäre Instabilität angehobener Scherschichten beschrieben wird, wenn diese die Oberseite der Grenzschicht erreichen, und sie unterliegen hochfrequenten Freistromstörungen [30,35].

Liu et al. [36] diskutierten, wie die physikalischen Mechanismen, die der Streifeninstabilität zugrunde liegen, durch Floquet-Analyse der sekundären Instabilität aufgedeckt werden können. Wie von Zaki [31] diskutiert,

Bei Vorhandensein von Klebanoff-Streifen sind die beiden instabilsten Modi der Grenzschicht der innere Modus (variköse Instabilität) und der äußere Modus (sinusförmige Instabilität).

In den frühen Stadien des Nachlaufzyklus hat das Eindringen der Streifen in die Grenzschicht den Bereich der Hinterkante (TE) noch nicht erreicht. Die Bildung von Instabilitäten wird jedoch bei $\gamma \approx 0,25$ erkannt und in Abbildung 4 links hervorgehoben; dieser Bereich ist durch das gestrichelte schwarze Rechteck im dritten Feld der links gezeigten C_f -Teppiche. Die Wirbelstärkenkontur deutet auf das Vorhandensein einer KH-Instabilität über einen Teil der Spannweite hin, die sich rasch von der Wand abhebt und sich über die Kante der Grenzschicht hinweg entwickelt.

Die abwechselnden, parallelen, schwankenden Geschwindigkeitsmuster stehen im Einklang mit den Befunden von Zhao und Sandberg [32], die sie als Hinweis auf eine Instabilität der Varizenstränge an. In diesem Fall ist die Instabilität jedoch höchstwahrscheinlich auf eine Teilspannen-Instabilität vom Typ KH zurückzuführen, die natürlicherweise in der Ablöseblase auftritt. In den späteren Phasen des Nachlaufzyklus wird das Vorhandensein von entwickelten turbulenten Flecken erkannt. Die hier vorgelegten Beweise reichen jedoch nicht aus, um den physikalischen Streifeninstabilitätsmechanismus (d. h. gewunden oder varikös) eindeutig zu identifizieren, der dem Auftreten

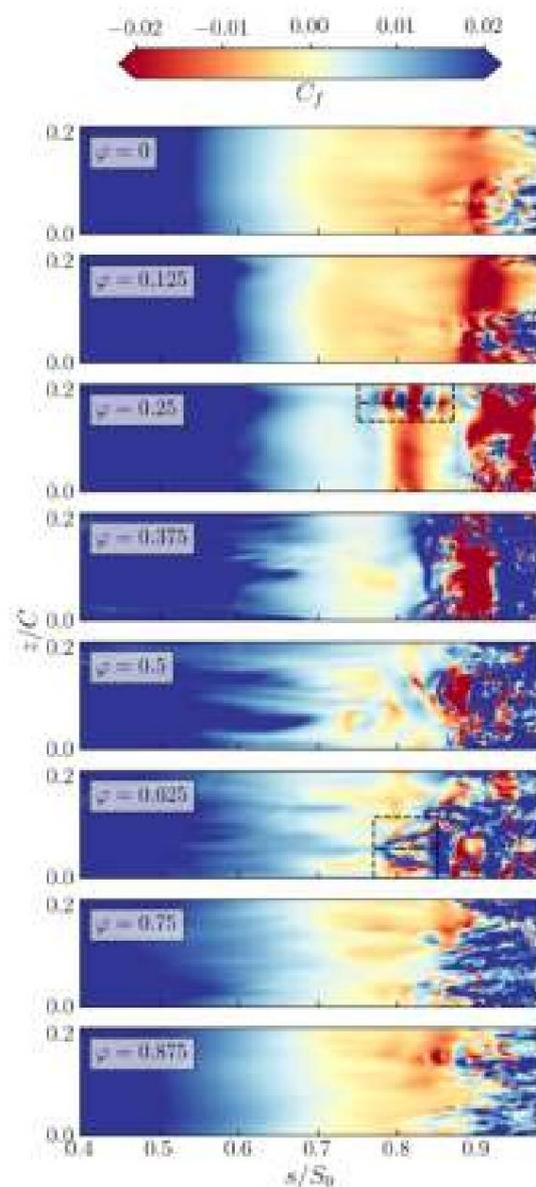


Abbildung 3. Momentane zeit-räumliche Oberflächenreibung auf der Saugfläche in acht aufeinanderfolgenden Phasen, $Re_2 = 86.000$. Die gestrichelten Kästen kennzeichnen die in Abbildung 4 detailliert dargestellten Bereiche.

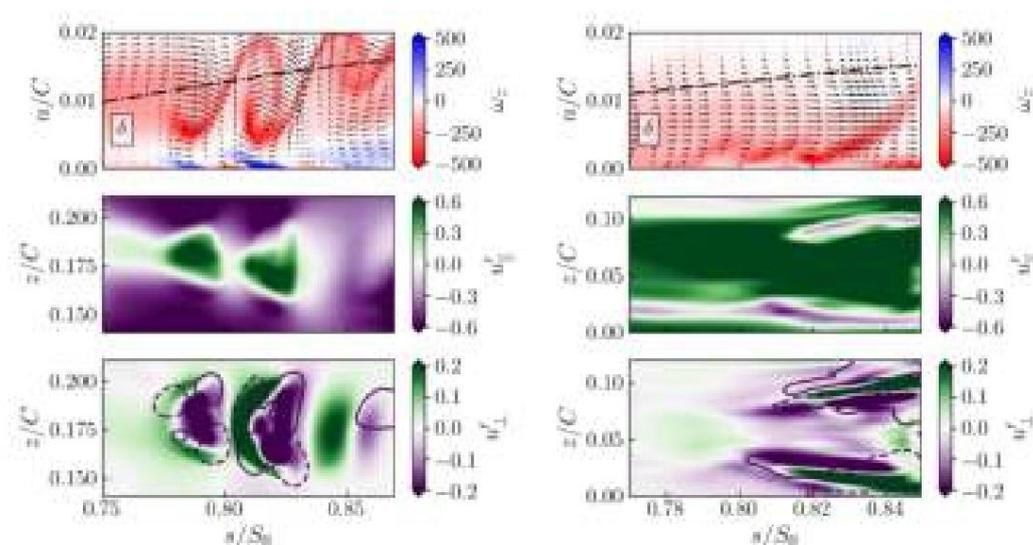


Abbildung 4. Momentane Saugflächenstatistik für $Re_2 = 86.000$ in den durch die gestrichelten schwarzen Kästen in Abbildung 3 gekennzeichneten Regionen. Die obere Teilabbildung zeigt die spannenweite gemittelte Wirbelstärke in der blattnormalen Ebene, die durch die strichpunktieren Linien in Abbildung 3 gekennzeichnet ist, überlagert mit schwankenden Geschwindigkeiten. Die mittleren und unteren Abbildungen zeigen jeweils wandparallele und wandnormale Schwankungsgeschwindigkeiten $n/C = 0,01$ von der Wand weg. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien in den unteren Teilabbildungen sind \bar{y}^w Isolinien von $\pm 0,15$. (Links): $\bar{y} = 0,25$; (rechts): $\bar{y} = 0,625$.

3.2. Raum-Zeit-Grenzschichtverhalten

Die zeitliche Entwicklung der spannenweitengemittelten Wirkung der Nachläufe auf die Saugflächengrenzschicht wird in den Raum-Zeit-Diagrammen des Formfaktors in Abbildung 5 dargestellt. Die BL- Entwicklung wird über 4 Nachlaufperioden T_b mit einer Auflösung von 80 Strömungsschnappschüssen pro Periode erfasst. Momentane Statistiken werden hier phasengemittelten Realisierungen vorgezogen, um die hochgradig instationäre Natur der Nachlaufinteraktion

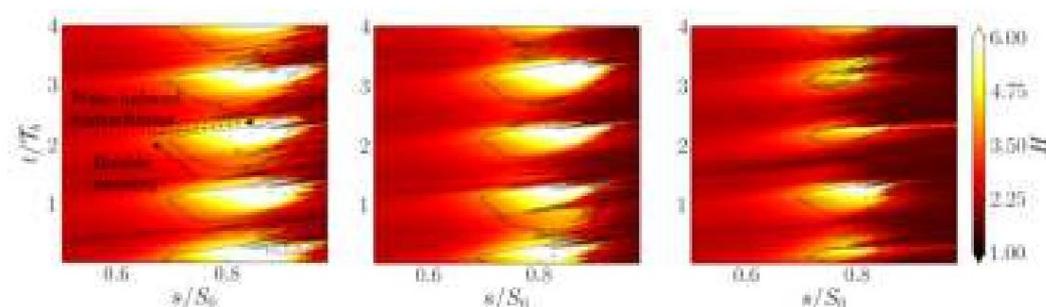


Abbildung 5. Momentane Raum-Zeit-Kontur des Formfaktors der Saugfläche BL, überlagert mit Isolinien der Wandschubspannung auf zwei Ebenen: $C_f = 0$ (durchgezogene Linie), $C_f = \bar{\gamma}0,024$ (gestrichelte Linie). (Links): $Re_2 = 86.000$; (Mitte): $Re_2 = 157.000$; (rechts): $Re_2 = 297.000$.

Das Vorhandensein der Ablöseblase wird durch die durchgezogenen Isolinien von $C_f = 0$ hervorgehoben, die das spannenweitengemittelte Ausmaß der Ablösung kennzeichnen. Wenn das Nachlaufelement mit der Ablöseblase interagiert, fördert der durch das Nachlaufelement induzierte Übergang die Wiederanlagerung der Strömung über die gesamte Ausdehnung der Saugfläche, wie durch den gestrichelten Formfaktor C_f zu sehen. Nach der durch die Kielwasserströmung verursachten Wiederanheftung und der darauffolgenden beruhigten Region erholt sich die Ablöseblase, während sich die Ablöselinie stromaufwärts bewegt. Die in Abbildung 5 bei $Re_2 = 297.000$ erfasste Ablöseblase ist deutlich kleiner als $Re_2 = 86.000$; sie unterliegt jedoch auch einer größeren relativen Variabilität sowohl in Bezug auf die stromlinienförmige als auch zeitliche Ausdehnung: Der zweite in Abbildung 5 dargestellte Ablösefall ist etwa doppelt so hartnäckig wie der folgende Fall.

Dies lässt darauf schließen, dass die Dynamik der Grenzschicht zwischen $s/S_0 \approx 0,7 - 0,9$ stark durch die Präsenz von Streifeninstabilitäten beeinflusst wird, die in jedem Zyklus dem Vorbeiziehen der Nachlaufströmung folgen.

3.3. Schaufelwandverteilungen

Die zeitlich und spanweit gemittelte Druckverteilung und der Reibungskoeffizient sind in Abbildung 6 dargestellt. Weitere Daten, die durch Einführung einer Impulskraft in der Nähe der Vorderkante (mit „BF“ gekennzeichnet) wie von Cassinelli et al. [13] beschrieben, erhalten wurden, sind ebenfalls enthalten, um die Auswirkung der periodischen Störungen auf die zeitlich gemittelten Durchflussverteilungen zu untersuchen. Aufgrund der vorbeiziehenden Gitter verringert sich der effektive Einströmwinkel im Vergleich zu den Fällen ohne Nachlauf von $\gamma_1 = 33,86^\circ$ auf $\gamma = 31,73^\circ$ in $Re_2 = 86.000$, $\gamma_1 = 33,96^\circ$ bis $\gamma_1^{eff} = 32,17^\circ$ in $Re_2 = 157.000$ und $\gamma_1 = 34,08^\circ$ bis $\gamma_1^{eff} = 32,18^\circ$ in $Re_2 = 297.000$.

Der Unterschied führt zu Abweichungen im vorderen Teil der Saugfläche zwischen den Fällen mit und ohne vorbeiziehende Nachläufe, was sich im Spitzenwert der Oberflächenreibung der Saugfläche bei $s/S_0 \approx 0,05$ zeigt, wo die IW-Profile etwas niedriger sind als in den Fällen ohne ankommende Nachläufe. In diesem gleichen Bereich der Saugfläche entspricht eine niedrigere Reynolds-Zahl einer höheren Wandschubspannung.

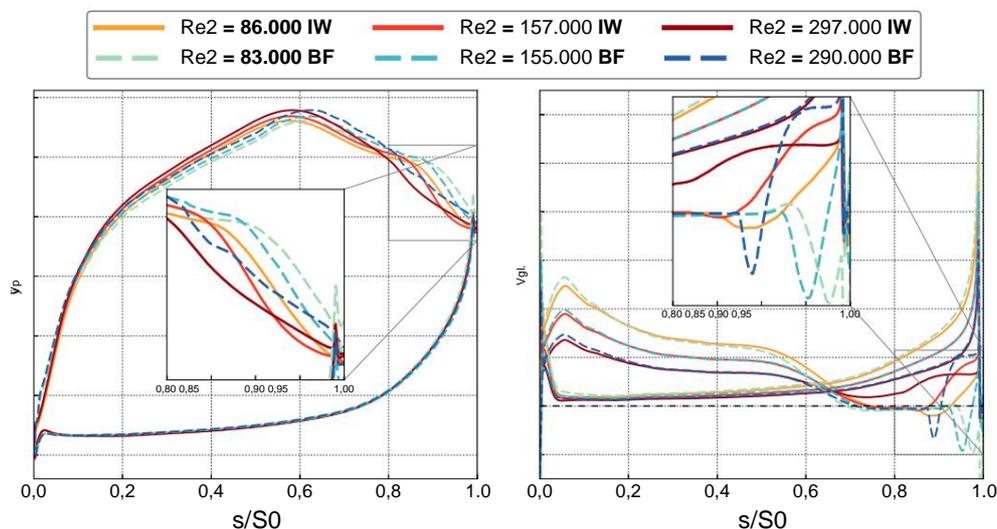


Abbildung 6. Schaufelwandverteilungen mit zunehmendem Re_2 , verglichen mit Impulskraftfällen im gleichen Strömungsregime. (Links): Druckverteilung; (rechts): Hautreibungskoeffizient. Markierungsbeschriftungen auf der Y-Achse wurden aufgrund der Datensensitivität weggelassen.

Die größten Unterschiede aufgrund der Einführung periodischer Störungen liegen im Bereich des ungünstigen Druckgradienten der Saugfläche. Insbesondere bei niedrigen Reynoldszahlen weisen die BF-Fälle in der C_p -Verteilung einen kurzen Plateaubereich bei $s/S_0 \approx 0,85$ auf, was auf eine schwache Ablöseblase hinweist. Dieser Bereich wird durch die Einführung des Nachlaufs verzögert und verkürzt. Die Verteilung des Hautreibungskoeffizienten wird aufgrund des periodisch veränderten Übergangmechanismus auf der Saugfläche verursacht das Vorbeiziehen der Nachlaufströmung eine stromaufwärts gerichtete Verschiebung der zeitlich gemittelten Ablöseblase bei $Re_2 = 86.000$ und $Re_2 = 157.000$.

In beiden Fällen tritt eine Strömungablösung bei $s/S_0 \approx 0,74$ auf, und das Ausmaß der Ablösung ist im Vergleich zu den Fällen mit Körperkraft fast halbiert. Der negative C_f -Peak, der das Vorhandensein von Aufrollungen anzeigt und eine erneute Anlagerung erwartet, wird stromaufwärts verschoben, abgeflacht und nur bei niedriger Reynolds-Zahl sichtbar. Dies ist eine Folge der Nachlaufbewegung entlang der Saugfläche und entspricht nicht den Merkmalen einer stationären Strömung.

In beiden Fällen, $Re_2 = 86.000$ und $Re_2 = 157.000$, ist die Strömung an der Hinterkante anliegend, aber noch nicht voll entwickelt. Eine weitere Erhöhung der Reynoldszahl ($Re_2 = 297.000$)

entfernt die Trennung im zeitlichen Durchschnitt und erzeugt eine vollständig turbulente Grenzschicht an der Hinterkante, wie das flache C_f - Profil für $s/S_0 > 0,9$ zeigt.

3.4. Nachlaufdurchquerungen und experimenteller

Vergleich In diesem Abschnitt werden umfangreiche experimentelle Daten aus LDA-Messungen vorgestellt. Der Versuchsaufbau wurde von Bolinches-Gisbert et al. [37] ausführlich beschrieben. Die Nachlaufdurchquerungen werden bei $x^+ = x^+ y^+ TE = 0,513$ extrahiert und mit den Experimenten in Abbildung 7 verglichen.

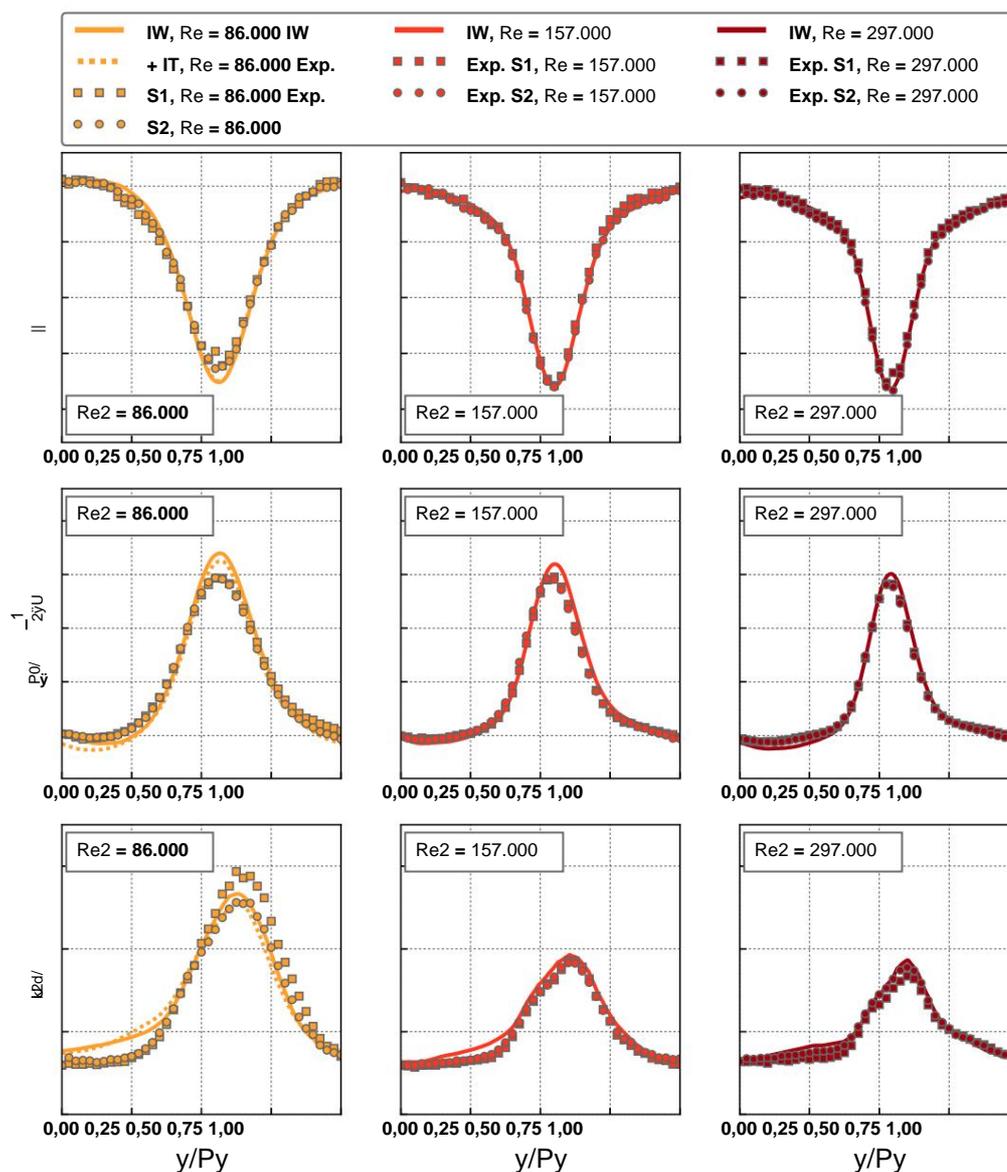


Abbildung 7. Nachlaufdurchquerungen bei $x^+ = 0,513$ mit zunehmenden Reynoldszahlen. (Links): $Re_2 = 86.000$ (gelb); (Mitte): $Re_2 = 157.000$ (rot); (rechts): $Re_2 = 297.000$ (burgunderrot). Es werden drei verschiedene Nachlaufprofile angezeigt. (Oben): Geschwindigkeitsgröße; (Mitte): Gesamtdruckverlustkoeffizient; (unten): kinetische Energie der Turbulenz. Die durchgezogenen Linien zeigen IW-Simulationen an, und die gestrichelte Linie zeigt IW+IT an, nur für $Re_2 = 86.000$. Die beiden experimentellen Durchquerungen S1 und S2 werden mit Quadraten und Kreisen dargestellt. Markierungsbeschriftungen auf der Y-Achse wurden aufgrund der Datensensibilität

Die Geschwindigkeitslösung erfasst alle relevanten Merkmale der Nachlaufströmung genau, d. h. Flankenbreite und negativer Peak: Letzterer liegt innerhalb von 1 % des experimentellen Wertes. Das Vorhandense

Hintergrundturbulenzen (nur simuliert bei $Re = 86.000$) verändern die Nachlaufprofile nicht. Diese überlappen sich mit den Kurven, die ohne eingehende Turbulenzen erhalten wurden. Beim mittleren Durchgang auf der Druckseite ist eine geringe Diskrepanz zu beobachten: diskrete Störungen sind der dominierende Mechanismus bei der Veränderung der Dynamik der Ablösung.

Die Verlustprofile sind ebenfalls in der Abbildung aufgeführt und zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten, insbesondere bei höheren Reynoldszahlen, wo der Peak innerhalb von 6 % der Experimente erfasst wird. Die Verluste im mittleren Durchgang bleiben in den drei untersuchten Strömungsregimen unverändert. Die berechneten Ergebnisse zeigen eine leichte Abnahme des Verlustprofilpeaks um 6 % und 10 % in den Fällen $Re_2 = 157.000$ und $Re_2 = 297.000$ im Vergleich zu $Re_2 = 86.000$.

Die experimentellen Werte bleiben jedoch in allen drei Strömungsregimen annähernd konstant. Bei höheren Re_2 -Werten nimmt die Breite des Nachlaufs ab, was auf die geringere Impulsdicke an der Hinterkante zurückzuführen ist, die für Konfigurationen mit hoher Reynoldszahl typisch ist, kombiniert mit einer vollständig unterdrückten Ablöseblase aufgrund des Bypass-Übergangs.

Die Turbulenzlängenskala im TE-Nachlauf wurde anhand einer spannenweiten Linie von Messpunkten gemessen. Im Fall mit hoher Reynoldszahl, wo die Zweipunktkorrelation schneller abnimmt, ergab sich ein kleinerer Wert. Dies wiederum führt zu geringeren Schwankungen im Nachlauf. Bei niedrigem Re ist die Ablöseblase auch periodisch geöffnet, was zu großflächiger Wirbelablösung führt, die höhere fluktuierende kinetische Turbulenzenergie zur Folge hat. Die höheren Reynolds-Fälle $Re_2 = 157.000$ und $Re_2 = 297.000$ haben sehr ähnliche Profile.

3.5. Gemischte Messungen

Der gemischte Verlustkoeffizient ist in Abbildung 8 dargestellt. Die numerischen Ergebnisse stimmen mit den experimentellen Daten überein, mit einer Unsicherheit von 2,5 % beim Gesamtdruckverlustkoeffizienten und 0,4 Grad Austrittswinkel. Bei niedrigen Reynoldszahlen, bei denen sich die Trennung periodisch bis zur Hinterkante ausdehnt, ist es traditionell sehr schwierig, Verluste genau zu erfassen. Fall IW + IT bei $Re_2 = 86.000$ verbessert die Übereinstimmung mit Experimenten, die ohne Hintergrundschwankungen durchgeführt wurden, nicht. Der relative Fehler in Bezug auf die experimentellen Messungen ist in Tabelle 2 aufgeführt, die hervorhebt, dass die beiden Bereiche $Re_2 = 86.000$ und $Re_2 = 297.000$ den minimalen Fehler erreichen und innerhalb des Bereichs der experimentellen Unsicherheit liegen.

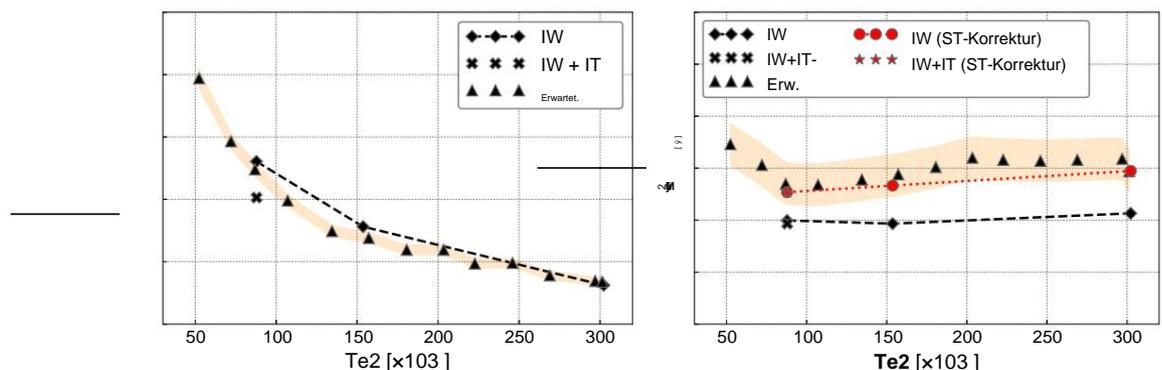


Abbildung 8. Gemischte Nachlaufmessungen: (links): Gesamtdruckverlustkoeffizient; (rechts): Austrittswinkel mit zugehöriger Stromröhrenkorrektur, dargestellt mit roten Markierungen. Der orangefarbene Bereich zeigt die mit der Messkette verbundene Unsicherheit von 2,5 % bzw. $\pm 0,2^\circ$ an. Markierungen auf der Y-Achse wurden aufgrund der Datensensitivität weggelassen.

Der gemischte Austrittswinkel ist in Abbildung 8 dargestellt. Wie in Tabelle 2 quantitativ hervorgehoben, wird die Strömungsumkehr in allen analysierten Strömungsregimen durchgängig überschätzt, was auf eine Verzerrung hindeutet. Die strömungsseitige Komponente der Geschwindigkeitsnachläufe (nicht dargestellt) ist im Vergleich zu den experimentellen Daten im Defizit, insbesondere Unter den verschiedenen Unsicherheitsquellen zwischen numerischen Simulationen und Experimenten ist die Kontraktion des experimentellen Stromrohrs der dominanteste Effekt. Physikalische

ist auf das Wachstum einer Grenzschicht an den experimentellen Seitenwänden zurückzuführen, die den Fluss in axialer Richtung in der Mitte beschleunigt.

Um diese Vermutung zu bestätigen, wird eine Korrektur erster Ordnung eingeführt, die zeigt, dass der Stromröhreneffekt hauptsächlich für die fehlende Übereinstimmung bei der Vorhersage des Austrittswinkels verantwortlich ist. Das Verhältnis zwischen der experimentellen und der rechnerischen Massenstromrate k_s kann wie folgt geschätzt werden:

$$k_s = \frac{\int_0^{y_1} u_{Exp} \cdot n^{\wedge} dy}{\int_0^{y_1} u_{IW} \cdot n^{\wedge} dy} = \frac{1}{2} \left(\frac{y_1 - s_1}{u_{Exp}} \frac{t}{t} + \frac{y_1 - s_2}{u_{Exp}} \frac{t}{t} \right), \quad (4)$$

unter Berücksichtigung des Durchschnitts des in den Versuchsdurchgängen S1 und S2 berechneten Massenstroms. Die aus den numerischen Simulationen ermittelte Strömungsgeschwindigkeit wird korrigiert

$$\bar{u}_{IW}^{mod} = k_s u_{IW}, \quad (5)$$

und der Austrittswinkel wird neu berechnet. Die damit verbundene Spannweitenkontraktion kann durch die Anwendung der Massenerhaltung abgeschätzt werden:

$$M_z^2 = L_z / k_s. \quad (6)$$

Der mit dem experimentellen Stromrohr korrigierte Austrittswinkel wird durchgängig in einen Bereich innerhalb der Fehlergrenzen der experimentellen Messungen verschoben, was darauf schließen lässt, dass die Stromrohrkontraktion der physikalische Mechanismus ist, der für die Diskrepanz zwischen numerischen und experimentellen Messungen verantwortlich ist. Quantitativ wird der Fehler des gemischten Austrittswinkels um $\approx 80\%$ reduziert. Die geschätzte Stromrohrkontraktion, die zur Erzielung der korrekten Massenstromrate erforderlich ist, liegt zwischen 1 und 2 %.

Tabelle 2. Zusammenfassung des prozentualen relativen Fehlers zwischen experimenteller und rechnerischer Mischmenge sowie Zusammenfassung der Stromröhrenkontraktionsfaktoren.

Parameter	Re2 = 86.000	Re2 = 157.000	Re2 = 297.000
$\frac{\ \bar{y}_M - \bar{y}_M^{Exp} \ }{\bar{y}_M} [\%]$	2,919	5,388	2,516
$\frac{\ \bar{y}_M - \bar{y}_M^{2,Erwartet} \ }{\bar{y}_M} [\%]$	0,563	0,757	0,841
$\frac{\ \bar{y}_M - \bar{y}_M^{2,Exp} \ }{\bar{y}_M} [\%]$	0,129	0,171	0,187
$\frac{M_z^2}{L_z} [\%]$	$\approx 1,164$	$\approx 1,564$	$\approx 1,734$

4. Schlussfolgerungen

In diesem Artikel diskutieren wir die Einführung des Nachlaufeffekts auf eine LPT-Kaskade, wobei wir uns insbesondere auf die Reynolds-Empfindlichkeit der Strömung auf der Saugfläche konzentrieren und einen Vergleich von Nachlaufmessungen mit Experimenten einführen. Die drei analysierten Reynolds-Zahlen entsprechen den unterkritischen, kritischen und überkritischen Zuständen der Saugflächengrenzschicht in einem sauberen Zuflussaufbau.

Die Analyse der LPT-Strömungsmerkmale konzentrierte sich zunächst auf Momentanstatistiken. Der hintere Teil der Saugfläche weist eine Reihe verschiedener Übergangsmechanismen auf, die durch das periodische Auftreffen des vorbeiziehenden Nachlaufs angetrieben werden. Bei niedrigen Reynoldszahlen wurden periodisch zwei Aufrollbereiche identifiziert, in denen der Nachlauf die Ablöseblase der Saugfläche unterdrückt; bei höheren Reynoldszahlen blieb dieser Mechanismus jedoch nicht e Dies unterstreicht die hohe Empfindlichkeit der Saugflächenablösung gegenüber äußeren Störungen im unterkritischen Strömungsregime.

Der Vergleich der Nachlauftraversen aus den numerischen Simulationen zeigt eine enge Übereinstimmung mit experimentellen Messungen mit einem relativen Fehler von weniger als 1 % im Profilpeak. Der Gesamtdruckverlustkoeffizient wurde ebenfalls genau vorhergesagt, innerhalb von 5 % der experimentellen Messungen über die analysierten Strömungsregime hinweg. Die Nieder- und

Fälle mit hohen Reynolds-Werten lagen innerhalb der experimentellen Messunsicherheit. Eine Schätzungen zufolge würde die Einführung eines Modells der Kontraktion von 1–2 % des

Der spannbereichige Bereich würde die gleichen Strömungsumlenkungen ergeben wie in den Experimenten.

Es besteht ein wachsender Bedarf an hochpräzisen Simulationen, um tiefe neuronale Netzwerke zu trainieren, neue Erkenntnisse in der Strömungsphysik zu gewinnen. Die im Papier vorgestellte DNS-Fähigkeit kann verwendet, um neue Turbulenzverschlüsse zu entwickeln [38] und ein besseres physikalisches Verständnis zu fördern der Mechanismen der Verlustentstehung in Turbomaschinen.

Autorenbeiträge: Konzeptualisierung, AC, FM, PA, RVD, SJS; Datenkuratierung, AC; formale Analyse, AC; Mittelbeschaffung, FM, PA, RVD, SJS; Untersuchung, AC; Methodik, AC, SJS; Projektverwaltung, FM, SJS; Ressourcen, AC, FM, PA, RVD, SJS; Software, AC, AMG, SJS; Aufsicht, FM, PA, RVD, SJS; Validierung, AC; Visualisierung, AC; Schreiben—Originalentwurf, AC; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, AC; Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts.

Finanzierung: Diese Forschung wurde von Rolls-Royce plc. und der Aerospace Technology finanziert. Institute (ATI)/Innovate UK-Programm „FANFARE“.

Erklärung zur Datenverfügbarkeit: Aufgrund der Art der Finanzierung und des verwendeten proprietären Datensatzes unterstützende Daten können nicht öffentlich zugänglich gemacht werden.

Danksagungen: AC dankt Vittorio Michelassi, Giacomo Castiglioni und Yuri Frey für die technischen Diskussionen. Die Autoren möchten auch HPC-Unterstützung danken vom Imperial College Research Computing Service (DOI: 10.14469/hpc/2232) und Archer unter dem Britisches Turbulenzkonsortium (EP/R029326/1).

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

BF	Körperzwang
BL	Grenzschicht
CFD	Numerische Strömungsmechanik
DNS	Direkte numerische Simulation
IW	Zuflusswirbel
ES	Einströmturbulenzen
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LES	Large-Eddy-Simulation
LPT	Niederdruckturbine
RANS	Reynolds-gemittelter Navier–Stokes
SVV	Spektrale verschwindende Viskosität
TI	Turbulenzintensität
URANS	Unstationäres RANS

Nomenklatur

γ	Durchflusswinkel
$\bar{\gamma}$	Gesamtdruckverlustkoeffizient
$\tilde{\gamma}$	Durchflusskoeffizient
$\check{\gamma}$	Wachübergangsphase
$C_{p(Cax)}$	Blattsehnenlänge (axial)
v_{gl}	Hautreibungskoeffizient
C_p	Statischer Druckkoeffizient
F_{red}	Reduzierte Frequenz
H	Grenzschichtformfaktor

k	Turbulenzkinetische Energie
Lt	Turbulenzlängenskala
Lz	Spannweite Domänengröße
N	Abstand Klappenwand-Normale
Nz	Anzahl der Fourierebenen
P	Druck
P	Polynomordnung
Pb	Bars-Stellung
Py	Blattabstand
Re	Reynoldszahl
S0	Umfang der Saugfläche
T, t	Zeit
Tb	Wachphase
Ub	<small>Geschwindigkeit des Balkens</small>
U2	Gemischte Austrittsgeschwindigkeit
Uj	Referenz-Einlassgeschwindigkeit

Verweise

- Wu, X.; Jacobs, RG; Hunt, JCR; Durbin, PA Simulation des Grenzschichtübergangs, verursacht durch periodisch vorbeiziehende Nachlaufströmungen. *J. Fluid Mech.* **1999**, *398*, 109–153. [\[CrossRef\]](#)
- Wu, X.; Durbin, PA Nachweis von Längswirbeln, die aus verzerrten Wirbelschleppen in einem Turbinendurchgang entstanden sind. *J. Fluid Mech.* **2001**, *446*, 199–228. [\[CrossRef\]](#)
- Michelassi, V.; Wissink, JG; Fröhlich, J.; Rodi, W. Large-Eddy-Simulation der Strömung um Niederdruckturbinenschaufeln mit Eingehende Kielwasser. *AIAA J.* **2003**, *41*, 2143–2156. [\[CrossRef\]](#)
- Michelassi, V.; Wissink, JG; Rodi, W. Direkte numerische Simulation, Large-Eddy-Simulation und instationäre Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Simulationen periodischer instationärer Strömung in einer Niederdruckturbinenkaskade: Ein Vergleich. *Proc. Inst. Mech. Eng. Teil A J. Power Energy* **2003**, *217*, 403–412. [\[CrossRef\]](#)
- Wissink, JG DNS der sich lösenden Strömung mit niedriger Reynoldszahl in einer Turbinenkaskade mit einlaufenden Nachläufen. *Int. J. Heat Fluid Flow* **2003**, *24*, 626–635. [\[CrossRef\]](#)
- Wissink, JG; Rodi, W. Direkte numerische Simulation von Strömung und Wärmeübertragung in einer Turbinenkaskade mit ankommenden Nachläufen. *J. Fluid Mech.* **2006**, *569*, 209–247. [\[CrossRef\]](#)
- Hodson, HP; Howell, RJ Bladerow-Wechselwirkungen, Übergang und Hochauftriebsprofile in Niederdruckturbinen. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **2005**, *37*, 71–98. [\[CrossRef\]](#)
- Michelassi, V.; Chen, L.; Pichler, R.; Sandberg, RD Kompressible Direkte Numerische Simulation von Niederdruckturbinen—Teil II: Einfluss von Zuflussstörungen. *J. Turbomach.* **2015**, *137*, 071005. [\[CrossRef\]](#)
- Sandberg, RD; Michelassi, V.; Pichler, R.; Chen, L.; Johnstone, R. Kompressible Direkte Numerische Simulation von Niederdruck Turbinen – Teil I: Methodik. *J. Turbomach.* **2015**, *137*, 051011. [\[CrossRef\]](#)
- Denton, JD Die IGTI Scholar Lecture von 1993: Verlustmechanismen in Turbomaschinen. *J. Turbomach.* **1993**, *115*, 621–656. [\[CrossRef\]](#)
- Michelassi, V.; Chen, L.; Pichler, R.; Sandberg, R.; Bhaskaran, R. High-Fidelity-Simulationen von Niederdruckturbinen: Wirkung von Durchflusskoeffizient und reduzierte Frequenz bei Verlusten. *J. Turbomach.* **2016**, *138*, 111006. [\[CrossRef\]](#)
- Cassinelli, A.; Montomoli, F.; Adami, P.; Sherwin, SJ Hochpräzise Spektral-/hp-Elementmethoden für Turbomaschinen. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2018: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018; Band 2C: Turbomaschinen; S. GT2018-75733.*
- Cassinelli, A.; Xu, H.; Montomoli, F.; Adami, P.; Vazquez Diaz, R.; Sherwin, SJ Über die Auswirkungen von Zuflussstörungen auf den Durchfluss Vorbei an einer linearen LPT-Leitschaufel unter Verwendung von Spektral-/Hp-Element-Methoden. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2019: Turbomaschinen Technische Konferenz und Ausstellung, Phoenix, AZ, USA, 17.–21. Juni 2019; Band 2C: Turbomaschinen; S. GT2019-91622.* [\[Querverweis\]](#)
- Cassinelli, A.; Mateo Gabin, A.; Montomoli, F.; Adami, P.; Vazquez Diaz, R.; Sherwin, SJ Reynolds Empfindlichkeit des Kielwasserdurchgangs Auswirkungen auf eine Niederdruck-Kaskade unter Verwendung von Spektral-/Hp-Element-Methoden. In *Proceedings der European Turbomachinery Conference ETC14 2021, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021; Beitrag Nr. 606.*
- Moxey, D.; Cantwell, CD; Bao, Y.; Cassinelli, A.; Castiglioni, G.; Chun, S.; Juda, E.; Kazemi, E.; Lackhove, K.; Marcon, J.; et al. Nektar++: Verbesserung der Leistungsfähigkeit und Anwendung hochpräziser Spektral-/hp-Elementmethoden. *Comput. Phys. Commun.* **2019**, *249*, 107110. [\[CrossRef\]](#)
- Karniadakis, GE; Israeli, M.; Orszag, SA Aufspaltungsmethoden höherer Ordnung für die inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen. *1991*, *97*, 414–443. [\[CrossRef\]](#)
- Guermond, JL; Shen, J. Geschwindigkeitskorrektur-Projektionsmethoden für inkompressible Strömungen. *SIAM J. Numer. Anal.* **2003**, *41*, 112–134. [\[Querverweis\]](#)
- Tadmor, E. Konvergenz von Spektralmethoden für nichtlineare Erhaltungssätze. *SIAM J. Numer. Anal.* **1989**, *26*, 30–44. [\[CrossRef\]](#)

19. Moura, RC; Sherwin, SJ; Peiró, J. Eigenlösungsanalyse von spektralen/hp-kontinuierlichen Galerkin-Approximationen für Advektions-Diffusionsprobleme : Einblicke in die spektrale verschwindende Viskosität. *J. Comput. Phys.* **2016**, *307*, 401–422. [\[CrossRef\]](#)
20. Moura, RC; Aman, M.; Peiró, J.; Sherwin, SJ Räumliche Eigenanalyse von spektralen/hp-kontinuierlichen Galerkin-Schemata und deren Stabilisierung durch DG-nachahmende spektrale verschwindende Viskosität für Strömungen mit hoher Reynoldszahl. *J. Comput. Phys.* **2020**, *406*, 1–15. [\[Querverweis\]](#)
21. Mengaldo, G.; De Grazia, D.; Moxey, D.; Vincent, PE; Sherwin, SJ Dealiasing-Techniken für hochgradige Spektralelemente Methoden auf regulären und irregulären Gittern. *J. Comput. Phys.* **2015**, *299*, 56–81. [\[CrossRef\]](#)
22. Cassinelli, A. Eine Spectral/HP Element DNS Studie über die Strömung an Niederdruckturbinenkaskaden vorbei und die Auswirkungen der Zuströmung Bedingungen. Doktorarbeit, Imperial College London, London, Großbritannien, 2020.
23. Davidson, L. Verwendung isotroper synthetischer Fluktuationen als Einlassrandbedingungen für instationäre Simulationen. *Adv. Appl. Fluid Mech.* **2007**, *1*, 1–35.
24. Nakayama, Y.; Yamamoto, R. Simulationsmethode zur Lösung hydrodynamischer Wechselwirkungen in kolloidalen Dispersionen. *Phys. Rev. E* **2005**, *71*, 036707. [\[CrossRef\]](#)
25. Luo, X.; Maxey, MR; Karniadakis, GE Methode des geglätteten Profils für Partikelströme: Fehleranalyse und Simulationen. *J. Comput. Phys.* **2009**, *228*, 1750–1769. [\[CrossRef\]](#)
26. Wang, Z.; Triantafyllou, MS; Constantinides, Y.; Karniadakis, GE Eine Spektralelement/Fourier-Glättungsprofilmethode für Large-Eddy-Simulationen komplexer VIV-Probleme. *Comput. Fluids* **2018**, *172*, 84–96. [\[CrossRef\]](#)
27. Vázquez Diaz, R.; Torre, D. Der Einfluss der Mach-Zahl auf die Verflusterzeugung von LP-Turbinen. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition*. Band 8: Turbomaschinen, Teile A, B und C, Kopenhagen, Dänemark, 11.–15. Juni 2012; S. 1131–1142. [\[CrossRef\]](#)
28. Vera, M.; Hodson, HP Niedriggeschwindigkeit vs. Hochgeschwindigkeitstest der Wechselwirkung zwischen Schaufelblatt und Nachlauf einer LP-Turbine. In *Proceedings des Symposiums über Messtechniken für transsonische und überschallschnelle Strömungen in Kaskaden und Turbomaschinen*, Cambridge, Großbritannien, 23.–24. September 2002; Seiten 1–10.
29. Marconcini, M.; Rubecchini, F.; Pacciani, R.; Arnone, A.; Bertini, F. Neugestaltung von Hochauftriebs-Niederdruckturbinenschaufeln für Tests bei niedrigen Drehzahlen. *J. Turbomach.* **2012**, *134*, 051017. [\[CrossRef\]](#)
30. Jacobs, RG; Durbin, PA Simulationen des Bypass-Übergangs. *J. Fluid Mech.* **2001**, *428*, 185–212. [\[CrossRef\]](#)
31. Zaki, TA Von Streifen zu Flecken und weiter zu Turbulenzen: Die Dynamik des Grenzschichtübergangs erforschen. *Strömung, Turbulenz, Verbrennung.* **2013**, *91*, 451–473. [\[CrossRef\]](#)
32. Zhao, Y.; Sandberg, RD Bypass-Übergang in Grenzschichten, die starken Druckgradienten und Krümmungseffekten ausgesetzt sind. *J. Fluid Mech.* **2020**, *888*, A4.
33. Hunt, JC; Durbin, PA Gestörte Wirbelschichten und Scherschutz. *Fluid Dyn. Res.* **1999**, *24*, 375–404. [\[CrossRef\]](#)
34. Durbin, P.; Wu, X. Übergang unter Wirbelstörungen. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **2007**, *39*, 107–128. [\[CrossRef\]](#)
35. Zaki, TA; Durbin, PA Kontinuierlicher Modusübergang und die Auswirkungen des Druckgradienten. *J. Fluid Mech.* **2006**, *563*, 357–388. [\[Querverweis\]](#)
36. Liu, Y.; Zaki, TA; Durbin, PA Floquet-Analyse der sekundären Instabilität von Grenzschichten, die durch Klebanoff-Streifen und Tollmien-Schlichting-Wellen verzerrt werden. *Phys. Fluids* **2008**, *20*, 124102.
37. Bolinches-Gisbert, M.; Robles, DC; Corral, R.; Gisbert, F. Vorhersage von Reynoldszahleffekten auf Niederdruckturbinen Verwendung einer ILES-Methode höherer Ordnung. *J. Turbomach.* **2020**, *142*, 031002.
38. Frey Marioni, Y.; de Toledo Ortiz, EA; Cassinelli, A.; Montomoli, F.; Adami, P.; Vazquez, R. Ein maschineller Lernansatz für Verbessern Sie die Turbulenzmodellierung aus DNS-Daten mithilfe neuronaler Netzwerke. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* **2021**, *6*, 17.

Leitartikel

Danksagung an die Gutachter des *IJTPP* im Jahr 2021

IJTPP Redaktion

MDPI AG, St. Alban-Anlage 66, 4052 Basel, Schweiz

Strenge Peer-Reviews sind die Grundlage für qualitativ hochwertige wissenschaftliche Veröffentlichungen. Dank der großen Anstrengungen unserer Gutachter konnte *IJTPP* seine Standards für die hohe Qualität seiner veröffentlichten Artikel aufrechterhalten. Dank des Beitrags unserer Gutachter betrug die mittlere Zeit bis zur ersten Entscheidung im Jahr 2021 21 Tage und die mittlere Zeit bis zur Veröffentlichung 72 Tage. Die Herausgeber möchten den folgenden Gutachtern ihren Dank und ihre Anerkennung für ihre kostbare Zeit und ihr Engagement aussprechen, unabhängig davon, ob die von ihnen begutachteten Artikel letztendlich veröffentlicht wurden:

Aki Grönman

Andrea Cattanei

Andrea Ferrero

Antoine Archer

Antoine Dazin

Antoine Placzek

Antonio Andreini

Antti Uusitalo

Aravinth Sadagopan

Bogdan C. Cernat

Caetano Peng

Christoph Hassa

Claus Sieverding

Daniele Pampaloni

Daniele Simoni

Davide Lengani

Dingxi Wang

Emmanuel Benichou

Emmanuel Laroche

Erik Dick

Erik Janke

Fabio Cozzi

Fadi Abdel Nour

Lou Meier

Feng Gao

Filippo Merli

Florent Duchaine

Francesco Montomoli

Frank Eulitz

Friedrich-Karl Benra

Gerard Bois

Gerhard Kahl

Gherardo Zambonini

Giovanna Barigozzi

Giovanna Cavazzini

Gwi Bo Byun

Jan Kizek

Jean-Claude Decaix

Jérôme Boudet

Joachim Belz

Johan Dahlqvist

Kevin Britchford

Klaus Semmler

Koen Hillewaert

Laurent Gicquel

Lorenzo Pinelli

Loris Simonassi

Mahmoud A. Khader

Manuel Henner

Marcus Meyer

Maria Vera Morales

Markus Jöcker

Markus Schatz

Martin Böhle

Martin Buisson

Martina Ricci

Mathias Steger

Matthias Schuff

Mauricio Gutierrez

Mauro Carnevale

Mehrdad Zangeneh

Michael Henke

Michele Ferlauto

Michele Greco

Michele Marconcini

Miguel Asuaje

Michael Barton

Mugurel Stanciu

Zitat: Redaktion *IJTPP*.

Danksagung an die Gutachter des *IJTPP* im Jahr 2021. *Int. J. Turbomach.*

Propuls. Power 2022, 7, 4. <https://doi.org/10.3390/ijtp7010004>

Veröffentlicht: 31. Januar 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI

bleibt neutral in Bezug auf

Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und Institutionen.
nationale Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 beim Autor. Lizenz MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Konditionen Bedingungen der Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivatives 4.0 International License für die Verteilung (CC BY-NC-ND) (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

Narmin Hushmandi

Nick Baines

Nicola Casari

Nicolas Binder

Nithish Anand

Oliver Pountney

Oluwadamilare Rahman Imam-Lawal

Oyvind Hundseid

Pacciani Roberto

Patrick Buchwald

Patrick Sterzinger

Paul Beard

Paweł Obstawski

Pengbo Ren

Pieter Groth

Pietro Zunino

Piotr Lampart

Reinhard Niehuis

Richard Tunstall

Robert Elliott

Robin Elder

Rocco Moeretti

Rodolfo Bontempo

Romuald Rzadkowski

Ruud Eggels

Sebastian Schuster

Sébastien Poncet

Sergio Lavagnoli

Shahrokh Shahpar

Shailendra Naik

Silvia Ravelli

Simon Pramstrahler

Simone Salvadori

Sina Stapelfeldt

Sławomir Kubacki

Soheil Jafari

Stefan Berten

Stefano Rebay

Stefano Valvano

Stéphane Aubert

Taddei Simone Rosa

Tadeusz Chmielniak

Teemu Turunen-Saaresti

Terrence Simon

Thomas Carolus

Vladimir Kindra

Xiaofeng Sonne

Artikel

Aeroelastische Stabilität kombinierter Tauch-Neigungs-Modusformen in einer linearen Kompressorkaskade

George Hill ^{1,*}, Julian Gambel ², Sabine Schneider ³, Dieter Peitsch ² und Sina Stapelfeldt ¹

¹ Rolls-Royce Vibration UTC, Imperial College London, London SW7 2AZ, Großbritannien;

² s.stapelfeldt@imperial.ac.uk Lehrstuhl für Flugantriebe, TU Berlin, 10587 Berlin, Deutschland; julian.gambel@tu-berlin.de (JG); dieter.peitsch@tu-berlin.de (DP)

³ Rolls-Royce Deutschland Ltd. & Co. KG, Dahlewitz, 15827 Blankenfelde-Mahlow, Deutschland; Sabine.Schneider@Rolls-Royce.com

* Korrespondenz: g.hill18@imperial.ac.uk †

Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres Artikels, der in den Proceedings der 14. European Turbomachinery Conference, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021, veröffentlicht wurde.

Zusammenfassung: Moderne Triebwerkskonstruktionen streben nach maximalem spezifischen Kraftstoff- und Wärmewirkungsgrad. Um diese Ziele zu erreichen, verfügen Triebwerke über höher belastete Verdichterstufen, dünnere Tragflächen und integrierte Scheiben aus Titan (Blisks), um das Gewicht zu reduzieren. Diese Konfigurationen fördern das Auftreten aeroelastischer Phänomene wie Flattern. Zwei wichtige Parameter, von denen bekannt ist, dass sie die Flutterstabilität beeinflussen, sind die reduzierte Frequenz und das Verhältnis von Eintauch- und Steigungskomponenten in einer kombinierten Klappenmodusform. Diese werden als Konstruktionskriterien im Triebwerksentwicklungsprozess verwendet. Die Grenzen dieser Kriterien sind jedoch nicht vollständig verstanden. Die folgende Forschung zielt darauf ab, die Lücke zwischen semianalytischen Modellen und modernen Verdichtern zu schließen, indem die Flutterstabilität einer linearen Verdichterkaskade systematisch untersucht wird. In diesem Artikel wird das Eintauch-zu-Steigungs-Anstellverhältnis vorgestellt, das als Funktion der reduzierten Frequenz und des Pitchachsenrückschlags für eine erste Klappenmodusform (1F) definiert ist. Mithilfe numerischer Simulationen und experimenteller Validierung wird die aerodynamische Dämpfung für viele Modi berechnet, um Stabilitätskarten zu erstellen. Die Ergebnisse bestätigen die Bedeutung dieser beiden Parameter für die aeroelastische Stabilität.

Schlüsselwörter: Flattern; Aeroelastizität; aerodynamische Dämpfung; lineare Kaskade; 1F-Modusform



Zitat: Hill, G.; Gambel, J.;

Schneider, S.; Peitsch, D.; Stapelfeldt, S.

Aeroelastische Stabilität kombinierter

Tauch-Neigungs - Modusformen

in einer linearen Kompressorkaskade.

Turbomach. Propuls. Power 2022, 7, 7.

[https://doi.org/10.3390/](https://doi.org/10.3390/ijtp7010007)

ijtp7010007

Erhalten: 8. Dezember 2021

Akzeptiert: 8. Februar 2022

Veröffentlicht: 14. Februar 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-

NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

1. Einleitung

Moderne Kompressorkonstruktionen für Flugtriebwerke streben danach, das Gewicht zu reduzieren und gleichzeitig die maximale Effizienz aufrechtzuerhalten. Die Implementierung neuer Funktionen zur Erreichung dieser Ziele wirft Probleme für die aeroelastische Stabilität des Kompressors auf. So kann beispielsweise das Gewicht reduziert und die Effizienz erhöht werden, indem dünnere Tragflächen konstruiert werden; diese weisen jedoch eine stark reduzierte Steifigkeit auf. Ebenso reduzieren in die Schaufeln integrierte Scheiben (Blisks) aus Titan das Gewicht, verringern jedoch auch die strukturelle Dämpfung, die durch Naben-Schaufel-Kontakte erzielt wird. Diese Verringerung der Dämpfung geht mit einem Trend zu einer erhöhten Belastung pro Stufe einher, um entweder das Gesamtdruckverhältnis zu erhöhen oder das Druckverhältnis mit einer reduzierten Stufenzahl aufrechtzuerhalten. Diese Konstruktionstrends machen die Schaufeln anfälliger für hohe Schwingungsamplituden aufgrund von Flattern. Flattern ist eine aeroelastische Instabilität, bei der Energie von der Strömung in eine mechanische Struktur übertragen wird, was zu exponentiell wachsenden Schwingungsamplituden führt. In der Nähe der Strömungsabrissgrenze bei Teildrehzahlbetriebsbedingungen ist es oft das Flattern (und nicht der Strömungsabriss oder das Pumpen), das die Grenzbedingung für einen sicheren Motorbetrieb darstellt. Aus diesem Grund ist die Identifizierung der wichtigsten Flutterparameter – und eine Vorhersage der Stabilitätsgrenze – während der frühen Motorkonstruktionsprozesse unerlässlich, um später kostspielige Neu-konstruktionen zu vermeiden. Einer der wichtigsten Einflüsse auf die Flutterstabilität des Kompressors ist eindeutlich

Die Form besteht sowohl aus einem Blattmodus (z. B. Klappe, Torsion, Biegung) als auch aus einem Scheibenmodus (Knotendurchmesser). In diesem Artikel wird die Stabilität im Blattmodus der ersten Klappe (1F) u Da der größte Teil der aeroelastischen Arbeit in spannweiten Abschnitten nahe der Blattspitze erfolgt, wird die Stabilität eines quasi zweidimensionalen Blattabschnitts berücksichtigt. Dabei wird angenommen, dass ein spannweiten Abschnitt des 3D-Klappenmodus durch eine zweidimensionale Starrkörperbewegung dargestellt werden kann, die aus einer Eintauch- und einer Nickkomponente besteht, wie in Abbildung 1 dargestellt, wo gestrichelte Linien die Schwingungsverschiebung darstellen. Diese Annahme ist gültig, solange die Biegung des Blattes selbst im Vergleich zur Starrbewegung gering ist. Die Zusammensetzung der Modusform wird durch die Position der Nickachse gesteuert, wobei die Eintauchkomponente zunimmt, je weiter hinten sich die Nickachse befindet.

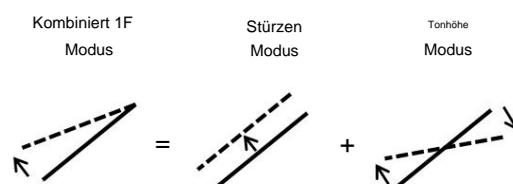


Abbildung 1. Die 1F-Modusform als Überlagerung von Tauch- und Steigungskomponenten.

Es ist bekannt, dass der Anteil der Biege- und Torsionskomponenten (oder das Verhältnis von Eintauchen und Steigen in 2D) im ersten Klappenmodus ein wichtiger Parameter für das Flattern ist. Die Bedeutung dieses Parameters wurde in zahlreichen Studien nachgewiesen, die von flachen Platten mit einer mittleren Auslenkung von Null [1] bis hin zu Ventilatoren [2,3] und Turbinen [4] reichten. In allen diesen Studien werden Modi berücksichtigt, bei denen Eintauch- und Nickbewegung in Phase sind. Die aerodynamische Dämpfung, die bei Auftreten von Flattern negativ ist, im ersten Klappenmodus kann konzeptionell in vier Terme aufgeteilt werden: (1) durch Eintauch verursachte Dämpfung im Eintauchmodus, (2) durch Eintauch verursachte Dämpfung im Nickmodus, (3) durch Nicken verursachte Dämpfung im Eintauchmodus und (4) durch Nicken verursachte Dämpfung im Nickmodus. Während die reine Eintauchkomponente (1) häufig stabil und die reine Nickkomponente (4) gering ist, wurden die Kreuzkopplungsterme (2)(3) als die wichtigsten Instabilitätsverursacher identifiziert [2,3,5]. Unter endlicher Belastung können Blätter im reinen Eintauchmodus instabil werden [6], weshalb

Die konstante Belastung ist neben der reduzierten Frequenz und der Zusammensetzung der Eigenform ein wichtiger Faktor für die Flutterstabilität. Dies gilt für Gitter, bei denen gezeigt wurde, dass die kritische reduzierte Frequenz mit zunehmender Strömungsablenkung bei einer festen Eigenform zunimmt [6], sowie für Rotoren, bei denen die aerodynamische Dämpfung mit einer Verringerung des Massenstroms abnimmt. Obwohl der Trend bei konstanter Belastung klar ist, ist die Wechselwirkung mit den anderen Parametern nicht vollständig verstanden, und eine detaillierte Diskussion liegt außerhalb des Rahmens dieses Dokuments. Der Leser wird auf die Literatur verwiesen, beispielsweise [6] für eine systematische Untersuchung der Schaufelbelastung in einem Kompressorrotor und [3] für eine Diskussion im Zusammenhang mit modernen Fanschaufeln.

Unter Vernachlässigung der Auswirkungen einer stationären Belastung werden zur Abbildung der Stabilität häufig Diagramme der aerodynamischen Dämpfung in Abhängigkeit von der Lage der Nickachse und der reduzierten Frequenz verwendet [1,4,7]. Bei 3D-Rotorblättern wird dies üblicherweise an der Blattspitze gemessen, siehe z. B. [8]. Die Stabilitätsgrenze folgt dann einer gekrümmten Linie, wie in Abbildung 2 s Um sowohl die reduzierte Frequenz als auch die Zusammensetzung der Modusform in einem einzigen Parameter zu kombinieren, kann ein Anstellverhältnis $\tilde{\gamma} = \tilde{\gamma}_{\text{plunge}}/\tilde{\gamma}_{\text{pitch}}$ definiert werden, wobei $\tilde{\gamma}_{\text{plunge}}$ und $\tilde{\gamma}_{\text{pitch}}$ der quasistationäre Anstellwinkel sind, der durch die Anstell- bzw. Pitchkomponenten induziert wird. Wie genau $\tilde{\gamma}$ mit der Position der Pitchachse und der reduzierten Frequenz zusammenhängt, wird in Erfahrungen mit hochbelasteten transsonischen Fanschaufeln, wie sie in [3,7,8] berichtet werden, lassen darauf schließen, dass die Stabilitätsgrenze bei $\tilde{\gamma} \approx 1$ liegt.

Die Gültigkeit des Anstellverhältnisses $\tilde{\gamma}$ als Parameter für die Flutterstabilität wurde bisher nicht öffentlich nachgewiesen. In diesem Artikel wird seine Bedeutung anhand einer gemeinsamen

Computergestützte und experimentelle Testkampagne an einer linearen Kompressorkaskade, die speziell für diesen Zweck entwickelt wurde. Die numerische Strömungsmechanik (CFD) wird anhand von Messungen validiert und die aerodynamische Dämpfung wird für einen weiten Bereich von Nickachsenpositionen und reduzierten Frequenzen berechnet. Die Stabilitätsgrenze wird dann anhand des Eintauch-zu-Verdrehungs-Anstellverhältnisses bestimmt.

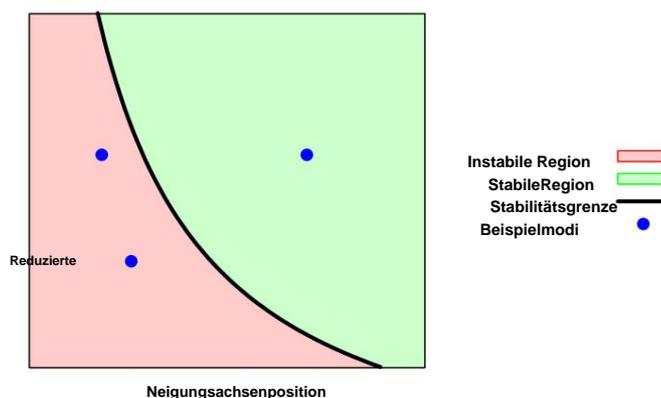


Abbildung 2. Skizze der Stabilitätskarte.

2. Testfall

Wie erwähnt konzentriert sich diese Arbeit auf eine zweidimensionale 1F-Blattmodusform, die als Überlagerung von reinen Eintauch- und reinen Pitchkomponenten betrachtet werden kann. Unter der Annahme, dass diese Komponenten in Phase sind und dass die Blätter starre Körper sind, entspricht die Modusform einer Rotation mit einem Freiheitsgrad (SDOF) um eine Pitchachse, die sich in einer Sehnenlänge x stromabwärts der Vorderkante befindet. Eine Implementierung davon ist in Abbildung 3 dargestellt.

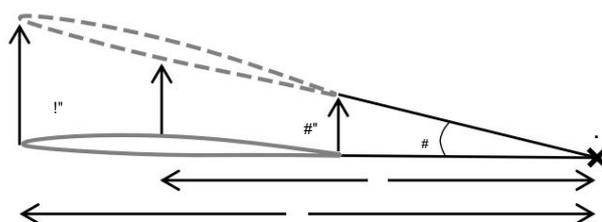


Abbildung 3. Implementierung der 1F-Modusform als SDOF-Rotation.

Durch Ändern der Positionen der Nickachsenposition x und der Eintauchamplitude H in der Mitte der Sehne kann das Eintauch-zu-Verdrehungs-Verhältnis des Modus variiert werden. Die Grenzen sind ein reiner Verdrehungsmodus bei $x = 0,5c$ und ein reiner Biegemodus bei $x \dot{y} \dot{y}$. Wir definieren nun das Eintauch-zu-Verdrehungs-Einfallverhältnis \dot{y} als das Verhältnis der Einwirkungen, die durch die Schwingungsamplitude jeder der Komponenten erzeugt werden. Die Nickachsenposition x verhält sich wie folgt zum Eintauch-zu-Verdrehungs-Einfallverhältnis:

$$\dot{y} = \dot{y}_t \frac{\dot{y}_p}{\dot{y}_t} = \frac{(\dot{y}H/u)}{(H/z)} = \frac{\dot{y}_z}{s_{ie}} = k \frac{x}{c} \frac{1}{2} \quad (1)$$

wobei $k = \frac{\dot{y}_c}{s_{ie}}$ ist die reduzierte Frequenz und $z = x \dot{y} c/2$ ist die experimentelle Hebellänge. Aus Gleichung (1) können wir erkennen, dass die Eigenschaften der Modusform als Funktion der normalisierten Nickachsenposition x/c und der reduzierten Frequenz k variiert werden können, wobei \dot{y} der abgeleitete Stabilitätsparameter ist, der die Grundlage der Stabilitätskarte bildet. Aufgrund experimenteller Einschränkungen kann die Verdrehungseinfallamplitude \dot{y}_t Untersuchungen zur aeroelastischen Stabilität wurden an einer linearen Unterschall-Kompressorkaskade durchgeführt. Die Schaufelprofile sind modifizierte NACA 65-Serie [9] mit einer n

Dicke von 6 % bei halber Sehne über einer 10° -Kreisbogen-Wölbungslinie. Die Staffelung ist auf 43° festgelegt, mit einem Spannweiten-Sehnen-Verhältnis von 1,313. Die Kaskade wird durch einen 11-Blatt-Durchgang mit einem Steigungs-Sehnen-Verhältnis s/c von 0,75 gebildet, das einen Schnitt durch ein typisches Kompressorblatt im Spitzenbereich darstellen soll. Der Strömungseinfallswinkel ist auf 2° festgelegt und der Betriebspunkt ist weit vom Strömungsabriss entfernt. Die Kaskade hat viskose harte Wände an der Nabe, der Spitze und den Grenzen zwischen den Blättern, wie in Abbildung 4 dargestellt. Die Randbedingungen für Ein- und Ausfluss sind grün hervorgehoben, während alle anderen viskosen harten W

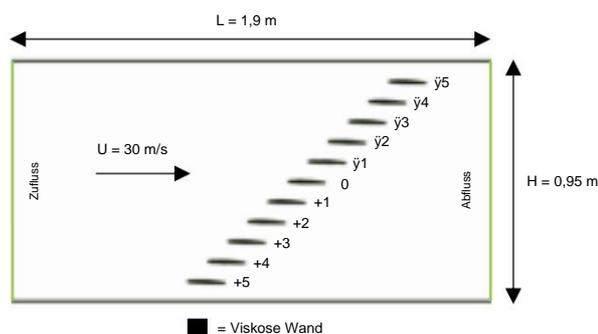


Abbildung 4. Schematische Darstellung der Kaskadengeometrie mit Nummerierungskonvention für die Schaufelblätter.

Das zentrale Blatt 0 vibriert mit einer vorgeschriebenen Bewegung, und zur Berechnung des aerodynamischen Dämpfungsverhältnisses für viele Montagemodi wird eine Methode des aerodynamischen Einflusskoeffizienten (AIC) verwendet. Alle anderen Blätter sind fest. Die Amplitude ist groß genug, damit sich instationäre Drücke von numerischem Rauschen unterscheiden, aber klein genug, damit die instationäre Strömung als linear dargestellt werden kann. Die nominalen Betriebsbedingungen und Parameterbereiche sind in Tabelle 1 aufgeführt. Sowohl die reduzierte Frequenz als auch die normalisierte Nickachsenposition werden in konstanten 5%-Schritten zwischen den gezeigten Grenzen variiert. Der reduzierte Frequenzbereich entspricht einem physikalischen Frequenzbereich

Tabelle 1. Betriebsbedingungen der Kaskade.

Machzahl (-)	0,087
Reynoldszahl (-)	300.000
Einfallswinkel (Grad)	
Reduzierter Frequenzbereich (-)	2 0,2–
Normalisierte Torsionsachsenlage (-)	0,7 0,5–3

3. Prüfstand

Die experimentellen Untersuchungen wurden am Lehrstuhl für Flugantriebe der TU Berlin durchgeführt. Der Windkanal und die Kaskadenarchitektur sind in Abbildung 5 dargestellt. Der Luftstrom wird durch einen Radialventilator erzeugt, der dann homogenisiert wird, indem er durch einen Diffusor und eine Beruhigungskammer mit mehreren Wabengittern und einer Düse geleitet wird, bevor er in den Messabschnitt eintritt. Am Ende des Messabschnitts wird die Luft als Freistrahlgang ausgestoßen. Der Gesamtdruck und die Temperatur werden an der Seitenwand der Beruhigungskammer gemessen, der dynamische Druck wird mit einer Pitot-statischen Sonde in der Mitte der Einlassfläche des Messabschnitts gemessen und der statische Einlassdruck wird an der Seitenwand der Einlassfläche gemessen. Der Massenstrom und die Reynoldszahl werden berechnet. Zeitlich gemittelte und turbulente Geschwindigkeitsverteilungen am Einlass des Messabschnitts sowie Strömungsmuster finden sich in

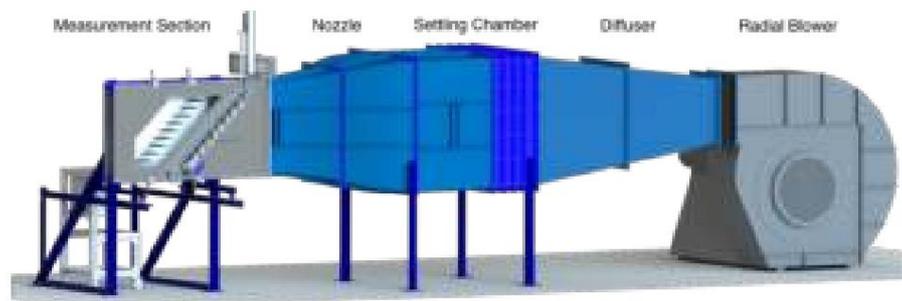


Abbildung 5. Architektur des experimentellen Prüfstands.

Das zentrale Blatt der Kaskade ist an seiner Wurzel mit einem Hebel an der Außenseite des Windkanals verbunden. Der Hebel ist an einer verschiebbaren Platte montiert, die entlang linearer Lager an der Seitenwand hin- und herbewegt werden kann, um die Position der Nickachse zu ändern. Abbildung 6 zeigt einen Schnitt durch die verschiebbare Platte bei maximalem x/c -Wert. Durch Verschieben der Blattposition im Schlitz wird die Position in der Kaskade fixiert. Die Schwingbewegung wird durch einen elektrischen Schrittmotor erzeugt, an dessen Welle ein Exzenter über einen Scotch-Yoke-Mechanismus und eine Pleuelstange befestigt ist. Die Hebelverschiebung wird mit einem Laser-Triangulations-Abstandssensor an der Spitze des Hebels überwacht.

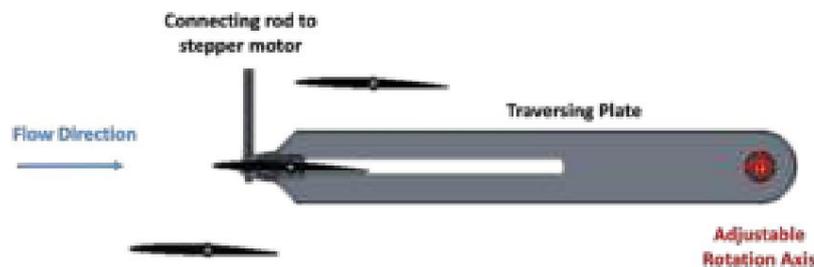


Abbildung 6. Schnittansicht der Implementierung des vibrierenden Klappenmoduls von x/c .

Zur Messung des Blattoberflächendrucks wurden piezoresistive Differenzdruckwandler eingesetzt. Die Druckwandler zeigten ein lineares Verhalten um den Nullpunkt herum und können als bidirektional betrachtet werden. Die Kalibrierung erfolgte mit extern kalibrierten Präzisionsdruckzellen, die genaue Druckwerte im einstelligen Pa-Bereich lieferten. Das Datenerfassungssystem lieferte eine theoretische Auflösung von 0,0267 Pa.

Die Messblätter haben in der Mitte 20 Druckanschlüsse, davon jeweils 10 für die Saug- und Druckfläche. Die Druckanschlüsse haben einen exponentiellen Abstand entlang der Sehne, mit größerer Dichte zur Vorderkante hin. Zwischen den Anschlüssen 4 und 5 (19 % Sehne) befinden sich auf der Saugfläche aller Blätter Übergangstreifen, um eine Strömungsablösung zu verhindern.

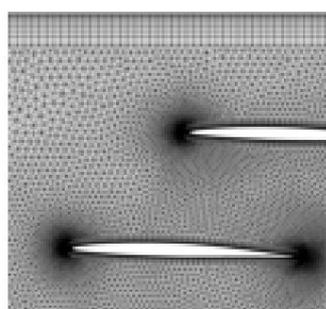
4. Numerische Methode

4.1. Strömungslöser

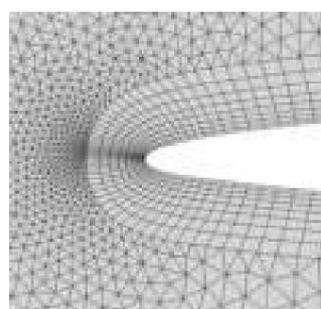
Der in dieser Arbeit implementierte Solver AU3D wurde in den letzten 25 Jahren am Imperial College entwickelt und validiert [11–13]. Es handelt sich um einen dreidimensionalen, zeitgenauen, viskosen, instationären Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Solver (URANS) mit begrenztem Volumen und einer Genauigkeit zweiter Ordnung in Zeit und Raum. Im Solver wird eine kantenbasierte Datenstruktur zur Recheneffizienz verwendet. Der turbulente Abschluss wird durch ein modifiziertes Spalart-Allmaras-Turbulenzmodell mit einer Gleichung gewährleistet [14]. Das Schema implementiert eine viskose Wandfunktion zur Modellierung der Strömung in Wandnähe. Stationäre Lösungen werden mithilfe einer RANS-Methode mit einem dualen Zeitschrittverfahren und Restglättung zur Beschleunigung der Konvergenz erreicht. Die Gitterbewegung wird durch einen Federanalogie-Algorithmus [11] realisiert.

4.2. Rechnerische Umsetzung

Das Rechenetz ist halb unstrukturiert. In Spannweitenrichtung ist der Bereich durch 23 radiale Schichten diskretisiert. Alle viskosen Oberflächen (einschließlich Nabe, Spitze und Spannweitengrenzen) haben eine vollständig aufgelöste Grenzschicht, wie im oberen Wandnetz in Abbildung 7a gezeigt. Die Grenzschicht wird mit einer hohen Dichte an hexaedrischen Elementen aufgelöst, wobei die viskosen Wandfunktionen einen Durchschnitt von $y^+ = 45$ erfordern. Eine typische Blattoberflächengrenzschicht ist in Abbildung 7b gezeigt. Insgesamt 98 % der Oberflächenelemente haben $\{20 < y^+ < 100\}$. Das Fernfeld enthält ein größeres prismatisches Netz und Riemann-invariante Randbedingungen am Zufluss und Abfluss. Dies minimiert die unerwünschte Reflexion von Störungen an den Grenzen, die die Flutterstabilität beeinträchtigen können. Die Einlassgrenze wird ungefähr 4 Sehnenstromaufwärts des ersten Blattes platziert. Das Gesamtnetz enthält ungefähr $1,7 \times 10^6$ Knoten. Dieses Netz wurde aufgrund der Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ausgewählt.



(a) Maschenmaterial der oberen Wand.



(b) Maschenbild an der Vorderkante der Rotorblätter.

Abbildung 7. Lineares Kaskadennetz.

Die Lösungen für den stationären Strömungszustand werden durch Auferlegung von Gesamtdruck, Gesamttemperatur und Strömungswinkel an der Fernfeld-Einströmungsgrenze sowie statischem Druck an der Ausströmungsgrenze erhalten. Die Modusform wird analytisch durch die Achsenrotation jedes Oberflächenknotens um die Position der Torsionsachse ermittelt, wie im Experiment. Der Modus wird dann massennormalisiert und die Schwingungsamplitude wird durch die modale Verschiebung erfüllt. Das Blatt vibriert mit der vorgeschriebenen Bewegung und wird zeitlich diskretisiert, mit ungefähr 350 Zeitschritten pro Schwingungszyklus, basierend auf einer Zeitkonvergenzstudie. Um der experimentellen Arbeit zu entsprechen, wird die modale Kraft nur unter Verwendung der instationären Drücke in der Mitte der Spannweite berechnet und eine radial gleichmäßige Strömung

5. Bewertungsmethode für die aerodynamische Dämpfung

Die Flutterstabilität des Gitters wird mit Hilfe der Methode des aerodynamischen Einflusskoeffizienten (AIC) [15] bewertet. Dabei wird die modale Kraft auf die Schaufeloberfläche als lineare Summe der Einflüsse der schwingenden Schaufel auf sich selbst und des Einflusses sich ausbreitender Störungen durch die Schwingungen benachbarter Schaufeln behandelt. Es ist offensichtlich, dass die Ausbreitung von Störungen, die eine bestimmte Schaufel beeinflussen, von der Geometrie, den Betriebsbedingungen und der Eigenform beeinflusst wird. Die Einflusskoeffizienten bilden

$$f_i(t) = \begin{matrix} L_0 & LN\ddot{y}_1 & LN\ddot{y}_2 & \dots & L_1 \\ \ddot{y} & L_1 & L_0 & LN\ddot{y}_1 & \dots & L_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \ddot{y} & LN\ddot{y}_1 & LN\ddot{y}_2 & LN\ddot{y}_3 & \dots & L_0 \end{matrix} \begin{matrix} \ddot{y} & q_0(t) & \ddot{y} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \ddot{y} & q_i(t) & \ddot{y} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \ddot{y} & q_{N-1}(t) & \ddot{y} \end{matrix} \quad (2)$$

wobei q die modale Verschiebung, f die modale Kraft, L der komplexe Einflusskoeffizient und N die Anzahl der Rotorblätter ist. Die dominanten Terme der L -Matrix sind die diagonalen L_0 -Terme, die den modalen Krafteinfluss auf ein Rotorblatt aufgrund seiner eigenen

Vibration, die immer einen stabilisierenden Beitrag liefert [16]. Die Bewegungsgleichungen, definiert durch die Einflusskoeffizienten, werden dann in den Bereich der Wanderwellenmodi transformiert. Dadurch können die Bewegungsgleichungen entkoppelt werden und jeder Wanderwellenmodus kann separat verarbeitet werden. Dies wird erreicht, indem die Einflusskoeffizienten über den Bereich des Phasenwinkels zwischen den Schaufelblättern durch die dis

$$C\ddot{y} = \sum_{n=0}^{N-1} L_n e^{i n \gamma} \quad (3)$$

wobei γ der Phasenwinkel zwischen den Blättern (IBPA) ist, der für die Schwingung im Knotendurchmesser ND durch $\gamma = 2\gamma_{ND}/N$ gegeben ist. Dabei entsprechen positive IBPAs vorwärts laufenden Wellen und negative IBPAs rückwärts laufenden Wellen. Wenn die Bewegungsgleichung in Form von Wanderwellenmoduskoefizienten ausgedrückt wird, können die Eigenwerte $\ddot{y}\ddot{y}$ berechnet werden, um die Stabilität des aeroelastischen Systems bei jedem Phasenwinkel zwischen den Blättern (IBPA) zu bestimmen. Das aerodynamische Dämpfungsverhältnis ist gegeben durch $\ddot{y} = \ddot{y} \operatorname{Re}(\ddot{y}\ddot{y}) / \operatorname{Im}(\ddot{y}\ddot{y})$, wobei ein negatives Dämpfungsverhältnis anzeigt, dass die modale Kraft in Phase mit der modalen Geschwindigkeit ist, wodurch Arbeit auf das Blatt ausgeübt wird, was zu Flattern führt. Sofern nicht anders angegeben, wird die aerodynamische Dämpfung in diesem Dokument als aerodynamisches Dämpfungsverhältnis gemessen.

6. Validierung von CFD

6.1. Stationäre Strömung

Bevor die Parameter untersucht werden, die das Flattern verursachen, werden die stationären RANS-CFD-Ergebnisse mit zeitgemittelten experimentellen Messungen verglichen. Es ist zu beachten, dass in beiden Fällen keine Blattvibration auftritt. Abbildung 8 zeigt CFD-Ergebnisse für den Druckkoeffizienten bei nominalen Betriebsbedingungen. Die Blattbelastung ist ungleichmäßig, da ein Druckgradient über die Kaskade hinweg besteht, wie am negativen Druckgradienten von Blatt +5 bis $\gamma 5$ in Abbildung 8 zu sehen ist. Ursache dafür sind die geraden Endwände, die eine gleichmäßige Strömungsumlenkung verhindern, was zu einem höheren mittleren statischen Druck und einem höheren Auftrieb an Blatt +5 als an Blatt $\gamma 5$ führt. Separate CFD-Simulationen (hier nicht enthalten) haben gezeigt, dass diese Ungleichmäßigkeit einen vernachlässigbaren Effekt auf instationäre Druckverteilungen und das aerodynamische Dämpfungsverfahren

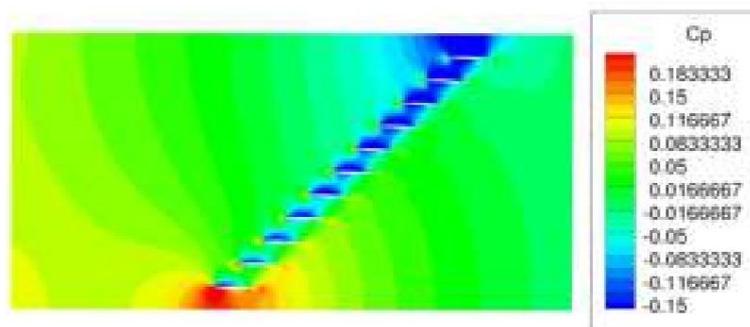


Abbildung 8. Berechnete normalisierte Kontur des stationären Drucks in der Mitte der Spannweite.

Abbildung 9 zeigt die Validierung der stationären Blattoberflächendruckkoeffizienten in Spannweitenmitte als Funktion der normalisierten Sehne l/c . Es besteht im Allgemeinen eine gute Übereinstimmung über die drei mittleren Blätter, insbesondere in Richtung der Hinterkante. In Richtung der Vorderkante gibt es einige geringfügige Unterschiede in der Blattbelastung. Mögliche Erklärungen hierfür sind die Unterschiede im Anstellwinkel zwischen der Messung und der CFD. Die Ungleichmäßigkeit der Belastung kann auch daran erkannt werden, dass Blatt +1 einen erheblich größeren Druckkoeffizienten aufweist als Blatt $\gamma 1$.

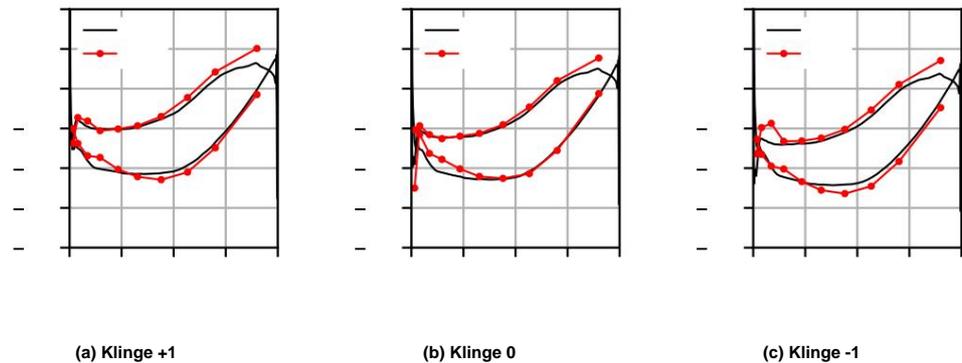


Abbildung 9. Validierung des stationären Oberflächendruckkoeffizienten in der Mitte der Spannweite gegenüber der normalisierten Sehne.

6.2. Instationäre Strömung

Zur Validierung der instationären CFD wird der instationäre Druck auf den Schaufelblattoberflächen mit experimentellen Daten verglichen. Die Drucksignale werden bei der Schaufelschwingungsfrequenz in Amplitude und Phase Fourier-zersetzt. Die Ergebnisse werden in Bezug auf den instationären Druckkoeffizienten in Abbildung 10 für $k = 0,4$ und $x/c = 1$ über die fünf zentralen Schaufelblätter hinweg gezeigt. Die Phase wird in Bezug auf die modale Geschwindigkeit gezeigt. Aufgrund der Unterschallströmung sind die Fourier-Komponenten in Frequenzen ungleich der Schwingungsfrequenz vernachlässigbar. Die Amplituden des instationären C_p aus CFD sind gut vorhersagbar, mit einem Gesamtfehler von ungefähr 9 % über alle gezeigten Schaufelblätter hinweg. Die größten Amplituden treten an der Vorderkante der schwingenden Schaufel 0 auf. Die instationäre Störung von Schaufel 0 breitet sich in Richtung Schaufel $\dot{y}1$ aus und verursacht eine große instationäre Druckamplitude auf der Druckseite mit einer sehr kleinen Änderung auf der Saugseite. Andererseits gibt es bei Blatt +1 eine schwächere sich ausbreitende Störung, die auf die Saugseite trifft und im Vergleich zur Druckseite des Blattes viel größere Amplituden verursacht. Wir können auch sehen, dass dieser Ausbreitungsmechanismus mit den Blättern +2 und $\dot{y}2$ übereinstimmt, da die Form der instationären Druckamplituden und Phasen vergleichbar sind. Es gibt sehr wenig Phasenänderung von der Vorderkantendruckseite von Blatt 0 zur Hinterkante von Blatt +1 auf der Saugseite. Ein ähnlicher Trend ist bei Blatt $\dot{y}1$ zu beobachten.

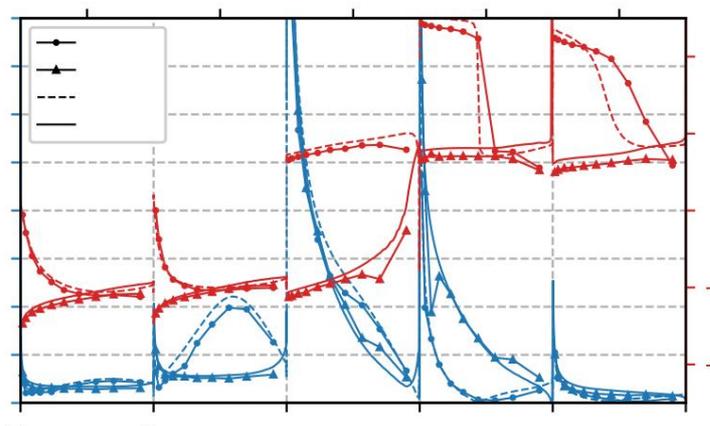


Abbildung 10. Validierung des instationären Oberflächendruckkoeffizienten in der Blattmitte – $k = 0,4$, $x/c = 1$, $\dot{y} = 0,2$.

Dies deutet auf eine nahezu augenblickliche Ausbreitung der Kraft von Blatt 0 auf die benachbarten Blätter hin, was bedeutet, dass die Ausbreitung durch die Veränderung der Durchgangsfläche von

Die integrierte modale Kraft und Verschiebung für jedes Blatt werden in die aerodynamischen Einflusskoeffizienten umgewandelt, um mit der Aerodämpfungsanalyse zu beginnen. Abbildung 11 zeigt die Validierung der komplexen Einflusskoeffizienten für Blätter von +3 bis $\dot{y}3$. Koeffizienten mit einer positiven imaginären Komponente verursachen Instabilität, da sie in Phase mit der modalen Geschwindigkeit sind, wodurch die Strömung Arbeit auf das Blatt ausübt. Es ist ersichtlich, dass Blatt 0 einen großen stabilisierenden Beitrag liefert. In allen getesteten Modi hat Blatt 0 immer einen stabilisierenden Beitrag, da die Kraft durch seine eigene Vibration gedämpft wird [16]. Interessanterweise liefern alle Minus-Blatt-AICs für diesen bestimmten Modus ebenfalls einen stabilisierenden Beitrag, da die Kraft der Vibration hinterherhinkt. Aus Gleichung (3) können wir erkennen, dass Blätter mit einem größeren diskreten Abstand vom vibrierenden Blatt 0 erheblich geringere Beiträge zu den Wanderwellenmoduskoefizienten haben. Aus Abbildung 11 können wir auch erkennen, dass die AICs der am weitesten entfernten Blätter (+3 und $\dot{y}3$) selbst eine viel kleinere Größe haben. Dies ermöglicht auch Konsistenz mit der experimentellen Analyse. Das aerodynamische Dämpfungsverhältnis kann nun durch die Eigenanalyse berechnet werden, die in Abschnitt 5 gezeigt wird. Abbildung 12 zeigt die Validierung der Aerodämpfung gegenüber dem Phasenwinkel zwischen den Blättern. Es besteht eine gute Übereinstimmung hinsichtlich der Form der Aerodämpfungskurve bei jedem IBPA; die minimale Aerodämpfung wird jedoch um etwa 30 % unterschätzt. Insgesamt zeigen diese Ergebnisse, dass CFD den Betriebszustand und die Aerodämpfung korrekt vorhersagt und daher für weitere Stabilitätsanalysen verwendet werden

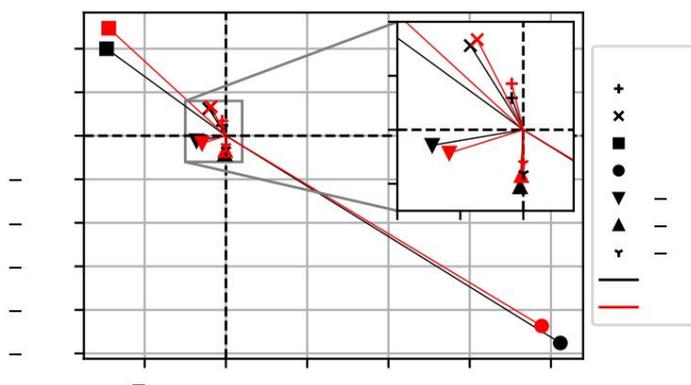


Abbildung 11. Komplexe AIC-Validierung – $k = 0,4$, $x/c = 1$, $\dot{y} = 0,2$.

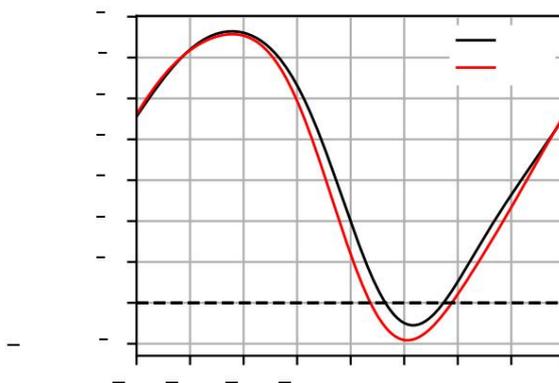


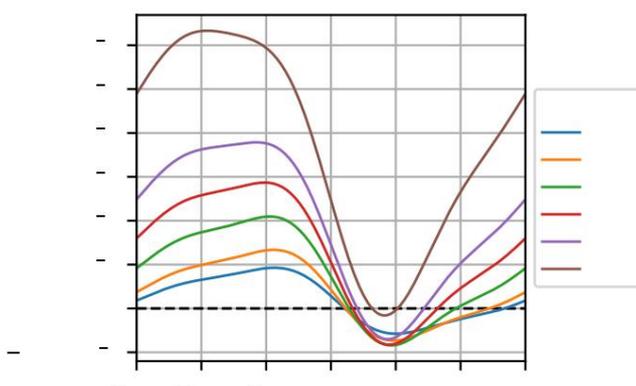
Abbildung 12. Validierung des aerodynamischen Dämpfungsverhältnisses – $k = 0,4$, $x/c = 1$, $\dot{y} = 0,2$.

7. Stabilitätsanalyse

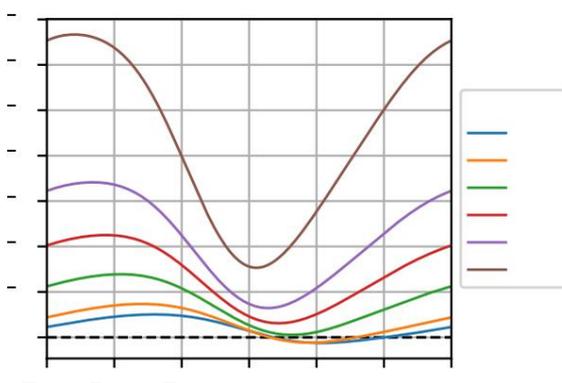
Nach der erfolgreichen Validierung der aerodynamischen Dämpfung für ausgewählte Betriebsbedingungen werden die numerischen Simulationen verwendet, um die aerodynamische Dämpfung über einen größeren Bereich reduzierter Frequenzen, k , und normalisierter Nickachsenpositionen, x/c , vorherzusagen. Die reduzierten Frequenzen werden zwischen 0,2 und 0,7 variiert, und die Torsionsachse wird zwischen 0,5 und 3 variiert, wobei erstere einem reinen Verdrehmodus entspricht und letztere eine große Eintauchkomponente enthält.

7.1. Einfluss des Phasenwinkels zwischen den Rotorblättern

Abbildung 13 zeigt die Kurven der aerodynamischen Dämpfung gegenüber dem Phasenwinkel zwischen den Blättern (IBPA) für zwei verschiedene reduzierte Frequenzen, $k = 0,2$ und $k = 0,6$. Während negative Knotendurchmesser über den gesamten Frequenz- und Nickachsenbereich stabil sind, erreichen vorwärtslaufende Wellenmodi mit niedrigem ND negative Dämpfung und Instabilität. Dies ist bei 1F-Flattern dieser Art typischerweise zu erwarten. Der größte Bereich instabiler IBPAs besteht bei niedrigen reduzierten Frequenzen und $x/c = 0,5$. Diese reine Torsionsmodusform ist zwischen 10 und 160° IBPA bei der niedrigsten reduzierten Frequenz, $k = 0,2$, instabil. Der sturzdominierte Modus, $x/c = 3$, hat bei derselben Frequenz einen sehr engen instabilen IBPA-Bereich. Interessanterweise tritt die minimale aerodynamische Dämpfung bei $k = 0,2$ nicht bei $x/c = 0,5$ auf, sondern bei $x/c = 1,25$. Dies deutet darauf hin, dass sich der Modus stabilisiert, wenn x/c bei dieser Frequenz gegen $0,5$ tendiert, für eine reine Torsionsmodusform. Mit zunehmender Frequenz schrumpft der instabile Bereich im IBPA-Bereich und in der Aerodämpfungsgröße, bis nur noch $x/c = 0,5$ und $x/c = 0,7$ bei $k = 0,6$ marginal instabil sind.



(a) $k = 0,2$



(b) $k = 0,6$

Abbildung 13. Aerodämpfung als Funktion des Phasenwinkels zwischen den Blättern.

Die Aerodämpfungskurven bei $k = 0,2$ und $k = 0,6$ unterscheiden sich erheblich. Wenn wir Gleichung (3) betrachten, können wir erkennen, dass die Wanderwellenmodi Harmonische einer Fourierreihe sind, wobei jeder Koeffizient durch Rotorblattpaare in einem größeren diskreten Abstand von Rotorblatt 0 dargestellt wird. Rotorblatt 0 entspricht dem nullten Fourierkoeffizienten, der über alle IBPAs konstant und positiv ist. Die Einbeziehung der beiden nächsten Nachbarn in die Berechnung des Wanderwellenmodus fügt eine weitere Harmonische hinzu und so weiter. Abbildung 14 zeigt, wie solche Harmonischen summiert werden, um die Aerodämpfung zu bilden. Aus $k = 0,2$ in Abbildung 13a können wir ersehen, dass die Harmonischen höherer Ordnung erheblich zur Luftdämpfung beitragen, verglichen mit $k = 0,6$ in Abbildung 13b, das bei $x/c = 2$ eine annähernd cosinusförmige Form aufweist. Wir können daher den Schluss ziehen, dass sich instationäre Störungen bei niedrigen reduzierten Frequenzen im Vergleich zu höheren Frequenzen effektiver zu den weiter entfernten Blättern ausbreiten, was wiederum die Luftdämpfung verringert.

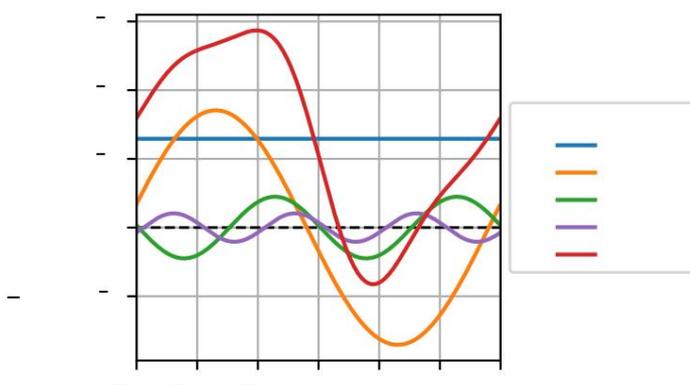


Abbildung 14. Aerodämpfung von Fourierharmonischen gegenüber IBPA – $k = 0,2$, $x/c = 1,25$.

7.2. Einfluss reduzierter Frequenz

Um diese Trends weiter zu untersuchen, wird die aerodynamische Dämpfung als Funktion der reduzierten Frequenz für verschiedene x/c -Werte bei konstantem IBPA aufgetragen. Dies ist in Abbildung 15 dargestellt. Ein IBPA von 50° wurde gewählt, da dieser über den gesamten Frequenzbereich zu den am wenigsten gedämpften Werten gehört. Beim Vergleich der Kurven in Abbildung 15 wird deutlich, dass die reduzierte Frequenz einen starken Einfluss auf die Trends der aerodynamischen Dämpfung hat. Über den Bereich der Torsionsachsenlagen hinweg sind jedoch unterschiedliche Trends zu erkennen. Befindet sich die Torsionsachse innerhalb des Tragflächenprofils, $x/c \lesssim 1$, ist die aerodynamische Dämpfung für alle reduzierten Frequenzen negativ und tendiert mit zunehmender Frequenz asymptotisch gegen Null. Das Ausmaß der aerodynamischen Dämpfung nimmt zu, wenn sich die Torsionsachse von der Mitte der Sehne ($x/c = 0,5$) zur Hinterkante ($x/c = 1$) verschiebt. Modusformen mit einer größeren Eintauchkomponente, $1,5 \lesssim x/c \lesssim 3$, erreichen ein lokales Maximum bei einer bestimmten reduzierten Frequenz, typischerweise im Bereich von $k = 0,25$. Diese Kurven tendieren dann bei höheren reduzierten Frequenzen asymptotisch gegen Null, da die Schaufel zu steif wird, um von der Strömung beeinflusst zu werden. Darüber hinaus gilt: Je höher die Eintauchkomponente, desto

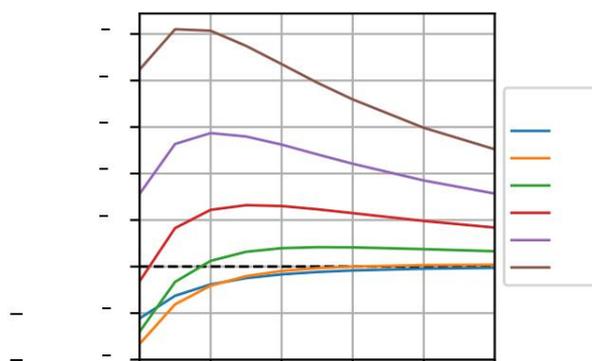


Abbildung 15. Auswirkung von k auf die Aerodämpfung bei konstantem x/c – IBPA = 50°.

7.3. Einfluss der Torsionsachsenposition

Um den Einfluss des Torsionsachsenrückenschlags weiter zu veranschaulichen, zeigt Abbildung 16 den Trend der Aerodämpfung bei zunehmendem Torsionsachsenrückenschlag bei konstanter reduzierter Frequenz und IBPA. Die Modi werden bei niedrigem x/c negativ gedämpft und die Kurven folgen einem parabolischen Trend, wobei das kritische x/c bei höheren Frequenzen abnimmt. Bei einer reduzierten Frequenz von $k = 0,2$ ist der Rotor beispielsweise für $x/c > 3$ stabil, während $k = 0,4$ bei $x/c = 2$ stabil wird. Mit anderen Worten führt eine höhere Torsionskomponente zu einem größeren Bereich instabiler reduzierter Frequenzen. Die minimale Aerodämpfung tritt beim niedrigsten x/c -Wert nicht auf, was darauf hindeutet, dass ein reiner Torsionsmodus stabiler ist als ein kombinierter Modus. Dies ist aus der Literatur zu erwarten, da die Querkopplung der Kräfte aus der Eintauch- und Drehbewegung die größte Instabilität verursacht. Wir sehen, dass es bei x/c allein keine monotonen Trends gibt, sondern dass es von der Frequenz abhängt; daher muss ein Stabilitätsparadigma hieraus und aus Gleichung (1) abgeleitet werden, dass die Stabilitätsgrenze für dieses IBPA bei einem Eintauch-zu-Dreh-Einfallverhältnis von ungefähr $\dot{\gamma} = 0,27$ liegt.

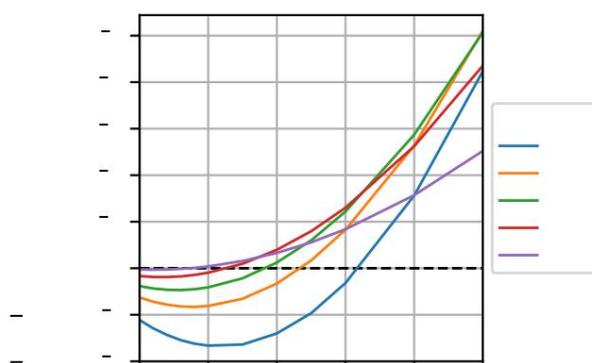


Abbildung 16. Auswirkung von x/c auf die Aerodämpfung bei konstantem k – IBPA = 50°.

7.4. Stabilitätskarte

Um das Verhalten des gesamten Bereichs der Phasenwinkel zwischen den Blättern zu veranschaulichen, wird die minimale aerodynamische Dämpfung über alle Phasenwinkel zwischen den Blättern für jede Kombination aus reduzierter Frequenz und Torsionsachsenrückstellung ermittelt. Die resultierende Stabilitätskarte ist in Abbildung 17 dargestellt. Wie bereits oben angegeben, liegt die Stabilitätsgrenze bei einem annähernd konstanten Anstellverhältnis von $\dot{\gamma} = 0,27$, was die Relevanz des Parameters Anstellverhältnis von Eintauchen zu Verdrehen zeigt. Wir können sehen, dass dies e

Grenze von $\dot{\gamma} = 0,3$, was auf einen Fehler im CFD von etwa 10 % hinweist. Die Größe der minimalen aerodynamischen Dämpfung skaliert nicht mit dem Anstellverhältnis, da die Isolinien keinen Linien mit konstantem $\dot{\gamma}$ folgen. Stattdessen gibt es einen Bereich mit sehr großer negativer aerodynamischer Dämpfung für Modusformen mit einer großen Torsionskomponente bei niedrigen reduzierten Frequenzen. Die maximale Luftdämpfung für den getesteten Parameterbereich liegt im Tauchmodus, $x/c = 3$, und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,25$. Interessanterweise ist es nicht die größte reduzierte Frequenz, die die größte positive Luftdämpfung aufweist, was darauf hindeutet, dass die Blattsteifigkeit geopfert werden könnte, um ein größeres x/c zu erreichen.

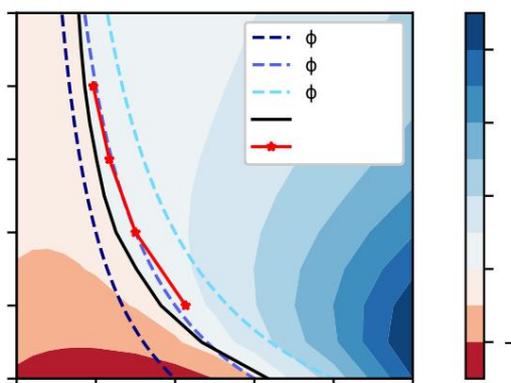


Abbildung 17. Stabilitätskarte mit Konturen minimaler Aerodämpfung (CFD) als Funktion von k und x/c .

7.5. Diskussion

Vergleicht man diese Ergebnisse mit Whiteheads theoretischer Studie über flache Platten in einer unendlichen Kaskade, erkennen wir einige Ähnlichkeiten. Abbildung 18 zeigt die kritische reduzierte Frequenz, unterhalb derer die Kaskade instabil wird. Die Kaskadengeometrie ähnelt der hier untersuchten, mit demselben Staffelungswinkel, aber einem größeren Tonhöhen-Sehnen-Verhältnis ($s/c = 1$ statt $s/c = 0,75$). Die für diese Abhandlung interessante Kurve ist die inkompressible Grenze $M = 0$. Der von Whitehead vorhergesagte instabile Bereich ist beispielsweise für die reduzierte Frequenz von $k = 0,7$ Abbildung 17 sehr ähnlich, die bei ca. $x/c = 1$ instabil wird. Dies ist jedoch bei niedrigeren reduzierten Frequenzen nicht konsistent. Dies kann teilweise auf die unterschiedliche Kaskadengeometrie zurückgeführt werden, da parametrische Untersuchungen von Whithead [1] zeigten, dass eine Verringerung des Tonhöhen-Sehnen-Verhältnisses den instabilen Bereich erweitert. Es gibt jedoch auch andere Unterschiede. Die Rotorblätter in dieser Studie haben eine begrenzte Wölbung, eine stationäre Belastung und viskose Effekte, die berücksichtigt werden. Die hier vorhergesagte Stabilitätsgrenze unterscheidet sich auch von der transsonischen Lüfter. Nach den Arbeiten von Vahdati und Cumpsty [3] und Lee et al. [8] liegt die Stabilitätsgrenze für transsonische Lüfter in der Nähe des Strömungsabrisses bei $\dot{\gamma} \approx 1$. Ihre Untersuchungen zeigten jedoch auch eine starke Abhängigkeit. Die Bedeutung dieser Effekte und wie sie in Stabilitätsparameter integriert werden können, wird Gegenstand künftiger Arbeiten sein.

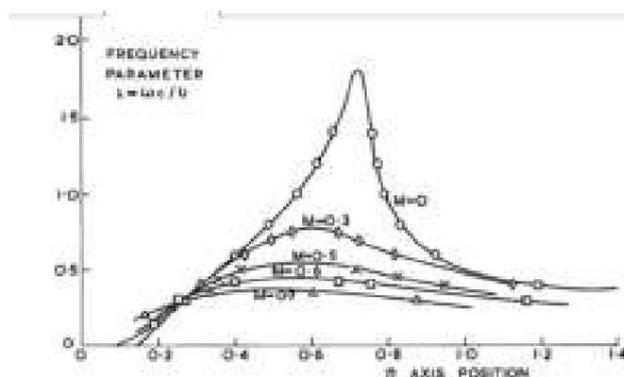


Abbildung 18. Stabilitätskarte für eine unendliche Kaskade flacher Platten mit $\tilde{\gamma} = 45^\circ$, $s/c = 1,0$, $\tilde{\gamma} = x/c$. (Whitehead, 1974).

8. Schlussfolgerungen

In diesem Artikel wurde der Einfluss der Nickachsenposition und der reduzierten Frequenz auf die aeroelastische Stabilität einer linearen Verdichterkaskade mit Unterschallgeschwindigkeit und ohne Strömungsabriss untersucht. Numerische Simulationen wurden anhand experimenteller Messungen validiert und anschließend für eine parametrische Studie verwendet. Der Bereich der getesteten reduzierten Frequenzen und Eigenformen ist repräsentativ für die in modernen Verdichtern vorkommenden, aber aufgrund des niedrigen Anstellwinkels, der geringen Wölbung und der Unterschall-Zuströmung ist die Kaskadenbelastung vergleichsweise gering. Dies ist ein möglicher Grund dafür, dass die Stabilitätsgrenze bei viel niedrigeren Anstellverhältnissen auftritt als in der Literatur für hochbelastete Fanschaufeln angegeben. Die Ergebnisse bestätigten die starke Abhängigkeit der Stabilität von der reduzierten Frequenz und der in der Literatur berichteten Eintauch-zu-Verdrehungs-Komponente. Wir haben auch gezeigt, dass es zwischen diesen Parametern keine monotonen Trends gibt, weshalb ein Stabilitätsparameter eine Kombination aus Frequenz und Eintauch-zu-Verdrehungs-Verhältnis enthalten muss. Es wurde auch gezeigt, dass die minimale aerodynamische Dämpfung nicht bei einer reinen Verdrehungsform auftritt, sondern dass es sich eher um eine Kombination aus Eintauchen und Verdrehung handelt, die die größte Instabilität erzeugt, wenn x/c hinter der halben Sehne liegt. Das Verhältnis des durch die Eintauchenbewegung verursachten Anstellwinkels zu dem durch die Verdrehung verursachten Anstellwinkel erwies sich als gültiges Stabilitätskriterium für frühe Motorkonstruktionsphasen, trotz der Änderungen der Belastung im Vergleich zu einem transsonischen Fan. In weiteren Studien werden die Auswirkungen der Schaufelbelastung und der Einlass-Mach-Zahl berücksichtigt.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, SS (Sabine Schneider), DP und SS (Sina Stapelfeldt); Datenkuratierung, GH und JG; formale Analyse, GH und JG; Mittelbeschaffung, SS (Sabine Schneider), DP und SS (Sina Stapelfeldt); Untersuchung, GH und JG; Methodik, GH und JG; Projektverwaltung, SS (Sabine Schneider); Software, GH und JG; Überwachung, DP und SS (Sina Stapelfeldt); Visualisierung, GH; Schreiben – Originalentwurf, GH und SS (Sina Stapelfeldt); Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, GH, JG, SS (Sabine Schneider), DP und SS (Sina Stapelfeldt). Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und ihr zugestimmt.

Finanzierung: Diese Forschung wurde durch ein Programm zur industriellen Gemeinschaftsforschung (IGF/CORNET Nr. 128 EN, FVV-Projekt Nummer 1331) gefördert. Sie wurde vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi) über die AiF (Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen e.V.) und dem Engineering and Physical Science Research Council über ein iCASE-Stipendium (Ref. 18000181) unterstützt.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagung: Die Autoren danken Rolls-Royce plc für die Förderung dieser Studie und die Erlaubnis zu ihrer Veröffentlichung. Darüber hinaus danken die Autoren Bernhard Mueck von Rolls-Royce Deutschland und Caetano Peng von Rolls-Royce UK für ihre wissenschaftlichen Beiträge.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

In diesem Manuskript wird die folgende Nomenklatur verwendet:

1F	Erster Klappenblattmodus
AIC	Aerodynamischer Einflusskoeffizient
	IBPA-Phasenwinkel zwischen den Klingen
ND	Knotendurchmesser
	RANS Reynolds-gemittelter Navier-Stokes
SDOF	Ein Freiheitsgrad
PS	Druckseite
SS	Saugseite
	VBM Vibrationsklingenmodul
	Aerodynamisches Dämpfungsverhältnis
\ddot{y}	Einfallsamplitude des Eintauchens
\dot{y} Neigung	Tonhöhenamplitude
\dot{y}	Staffelungswinkel
\dot{y}	Verhältnis von Eintauchen zu Steigen
C	Akkord
F	Schwingungsfrequenz
k	Reduzierte Frequenz, $k = 2\dot{y} f c/u$
M	Machzahl
S	Tonhöhe
S_e	Einlassströmungsgeschwindigkeit
X	Position der Nickachse
Z	Hebellänge

Verweise

- Whitehead, D.S. Der Einfluss der Kompressibilität auf nicht blockiertes Torsionsflattern. Berichte des Aeronautical Research Council & Memoranden. 1974; Band 3754. Online verfügbar: <https://reports.aerade.cranfield.ac.uk/handle/1826.2/3032> (aufgerufen am 10. November 2021).
- Halliwell, D. Fan Supersonic Flutter: Vorhersage und Testanalyse. Berichte und Memoranden des Aeronautical Research Council. 1975; Band 3789. Online verfügbar: <https://reports.aerade.cranfield.ac.uk/handle/1826.2/3068> (abgerufen am 5. November 2021).
- Vahdati, M.; Cumpsty, N. Aeroelastische Instabilität in transsonischen Ventilatoren. J. Eng. Gas Turbines Power 2015, 138, 022604. [\[CrossRef\]](#)
- Panovsky, J.; Kielb, R.E. Eine Konstruktionsmethode zur Vermeidung von Flattern der Schaufelblätter von Niederdruckturbinen. J. Eng. Gas Turbines Power 2000, 122, 89–98. [\[CrossRef\]](#)
- Zhao, F. Einfluss der Modusform und akustischer Böen auf die Stabilität des Rotorblattflatterns. In Proceedings des 15. Internationalen Symposiums über instationäre Aerodynamik, Aeroakustik und Aeroelastizität von Turbomaschinen, ISUAAAT, Oxford, Großbritannien, 24.–27. September 2018; S. 1–10.
- Whitehead, D.S. Kraft- und Momentenkoeffizienten für vibrierende Tragflächen in Kaskaden. Berichte des Aeronautical Research Council & Memoranden. 1962; Band 3254. Online verfügbar: <https://reports.aerade.cranfield.ac.uk/handle/1826.2/3828> (aufgerufen am 20. November 2021).
- Nipkau, J.; Power, B.; Jordan, M. Aeromechanisches Design und Test eines modernen hochbelasteten Fans. In Proceedings of the ASME Turbo Expo 2017: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen, Charlotte, NC, USA, 26.–30. Juni 2017; Band 2, S. 1–11. [\[CrossRef\]](#)
- Lee, K.B.; Wilson, M.; Vahdati, M. Numerische Studie zur aeroelastischen Instabilität eines langsam laufenden Lüfters. J. Turbomach. 2017, 139, 071004. [\[Querverweis\]](#)
- Carta, F.O. Unstationäre Lückenperiodizität oszillierender kaskadierter Tragflächenprofile. In Proceedings of the ASME 1982 International Gas Turbinenkonferenz und Ausstellung. American Society of Mechanical Engineers, London, Großbritannien, 18.–22. April 1982; S. 1–15. [\[CrossRef\]](#)
- Malzacher, L.; Geist, S.; Peitsch, D.; Hennings, H. Ein Prüfstand für langsam laufende Kompressoren zur Untersuchung von Flattergeräuschen. In Proceedings of Band 7B: Strukturen und Dynamik, American Society of Mechanical Engineers, Seoul, Korea, 13.–17. Juni 2016; S. 1–12. [\[Querverweis\]](#)
- Sayma, A.; Vahdati, M.; Imregun, M. Ein integrierter nichtlinearer Ansatz zur Vorhersage erzwungener Reaktionen von Turbomaschinen. Teil 1: Formulierung. J. Fluids Struct. 2000, 14, 87–101. [\[CrossRef\]](#)
- Vahdati, M.; Simpson, G.; Imregun, M. Mechanismen für das Flattern von Lüfterblättern mit breiter Sehne. J. Turbomach. 2011, 133, 041029. [\[CrossRef\]](#)
- Stapelfeldt, S.; Vahdati, M. Zur Bedeutung von motorrepräsentativen Modellen für die Vorhersage von Fanflattern. J. Turbomach. 2018, 140, 081005. [\[CrossRef\]](#)

14. Lee, KB; Wilson, M.; Vahdati, M. Validierung eines numerischen Modells zur Vorhersage von Strömungsabrissen in einem langsam laufenden Ventilator – Teil I: Modifikation des Spalart-Allmaras-Turbulenzmodells. J. Turbomach. **2018**, *140*, 051008. [\[CrossRef\]](#)
15. Hanamura, Y.; Tanaka, H.; Yamaguchi, K. Eine vereinfachte Methode zur Messung instationärer Kräfte, die auf vibrierende Schaufelblätter wirken Kaskade. Stier. JSME **1980**, *23*, 880–887. [\[CrossRef\]](#)
16. Crawley, EF; Hall, KC Optimierung und Mechanismen der Fehlabbtimmung in Kaskaden. J. Eng. Gas Turbines Power **1985**, *107*, 418–426. [\[Querverweis\]](#)

Artikel

Nachrüstbare Lösungen für Gasturbinenkompressoren †

Martina Ricci ¹, Stefano Gino Mosele ², Marcello Benvenuto ², Pio Astrua ² und Roberto Pacciani ¹,1 und Michele Marconcini ¹

¹ Fakultät für Wirtschaftsingenieurwesen, Universität Florenz, Via di Santa Marta 3, 50139 Florenz, Italien; martina.ricci@unifi.it (MR); michele.marconcini@unifi.it (MM)

² Ansaldo Energia, Via Nicola Lorenzi, 8, 16152 Genua, Italien; StefanoGino.Mosele@ansaldoenergia.com (SGM); Marcello.Benvenuto@ansaldoenergia.com (MB); Pio.Astrua@ansaldoenergia.com (PA)

* Korrespondenz: roberto.pacciani@unifi.it; Tel.: +39-055-275-8784

† Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres Artikels in den Proceedings der 14. European Turbomachinery Conference, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Die zunehmende Einführung erneuerbarer Energiekapazitäten hat die Sichtweise auf den Betrieb konventioneller Kraftwerke verändert und die Notwendigkeit mit sich gebracht, extreme Off-Design-Bedingungen zu erreichen. Es besteht ein großes Interesse an der Entwicklung und Optimierung von Technologien, die in bestehende Kraftwerke nachgerüstet werden können, um die Flexibilität zu erhöhen sowie die Leistung zu steigern und die Emissionen zu senken. Im Rahmen des europäischen Projekts TURBO-REFLEX wurde ein typischer F-Klasse-Gasturbinenkompressor untersucht, der von Ansaldo Energia entwickelt und hergestellt wurde. Numerische Analysen wurden mithilfe des TRAF-Codes durchgeführt, einem hochmodernen 3D-CFD-RANS/URANS- Strömungslöser. Um die Machbarkeit eines Betriebs mit geringerer minimaler Umweltbelastung durch Nutzung einer Reduzierung des Massenstroms am Kompressorauslass mit einer sicheren Stabilitätsmarge zu beurteilen, wurden zwei verschiedene Lösungen analysiert: Abblasentnahmen und zusätzliche Schließung von variablen Einlassleitschaufeln. Die numerischen stationären Ergebnisse werden verglichen und in Bezug auf eine experimentelle Kampagne diskutiert, die von Ansaldo Energia durchgeführt wurde. Ziel ist es, die Durchführbarkeit

Schlüsselwörter: Axialkompressor; minimale Umweltbelastung; numerische Strömungsmechanik



Zitat: Ricci, M.; Mosele, SG; Benvenuto, M.; Pacciani, R.; Marconcini, M. Nachrüstbare Lösungen für Gasturbinenkompressoren. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* **2022**, *7*, 3. <https://doi.org/10.3390/ijtp7010003>

Wissenschaftlicher Redakteur: Antoine Dazin

Erhalten: 15. September 2021

Akzeptiert: 7. Januar 2022

Veröffentlicht: 11. Januar 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-

NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

1. Einleitung

Systeme zur Nutzung erneuerbarer Energien (RES) stellen eine große Revolution für den Energiemarkt dar. Trotz ihrer für die nächsten Jahrzehnte erwarteten rasanten Entwicklung müssen Gaskraftwerke weiterhin eine Schlüsselrolle in der Energieversorgung spielen, um Netzstabilität und Spitzenlasten zu gewährleisten und extreme Off-Design-Bedingungen zu erreichen. Tatsächlich werden Kraftwerke auf Basis erneuerbarer Energien (hauptsächlich Wind- und Photovoltaikanlagen) realisiert und wandeln Energie um, wenn und wo die Energiequelle verfügbar ist, und dies entspricht nicht unbedingt dem Um das Netzgleichgewicht aufrechtzuerhalten, müssen die bestehenden programmierbaren Anlagen, hauptsächlich offene und kombinierte Gasturbinenkraftwerke (GT), ihre Last modulieren, um die großen Schwankungen aufgrund der Einführung erneuerbarer Energien auszugleichen [1], wie in Abbildung 1 dargestellt.

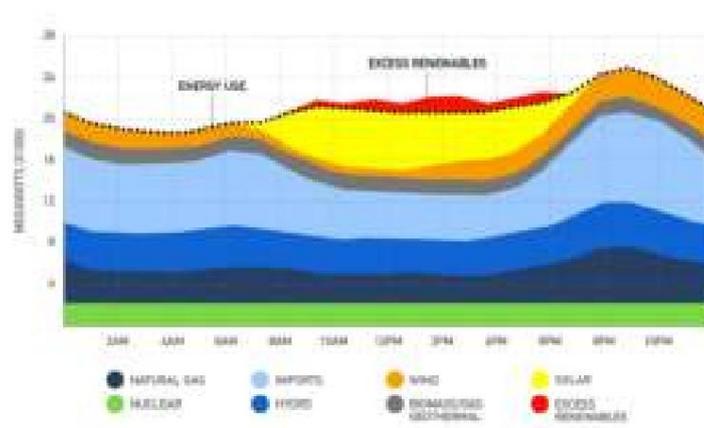


Abbildung 1. Allgemeiner täglicher Strommix unter Verwendung programmierbarer und erneuerbarer Energiesysteme [2].

Aufgrund ihres hohen Flexibilitätspotenzials wird erwartet, dass GT-basierte Kraftwerke trotz der Bemühungen um eine Dekarbonisierung des Stromnetzes dank der zukünftigen Verwendung von kohlenstofffreien Brennstoffen wie Wasserstoff weiterhin eine Schlüsselrolle im Rahmen der Energieumwandlungstechnologien spielen.

Die zunehmend restriktiven Vorschriften der europäischen Gemeinschaft haben zu einem starken Interesse an der Entwicklung und Optimierung von Technologien geführt, mit denen bestehende Gas- und Dampfturbinenkraftwerke nachträglich ausgestattet werden können, um die Flexibilität zu erhöhen, die Leistung zu steigern und die Emissionen zu senken (General Electric [4], Alstom Power [5], Ansaldo Energia [6]).

Im Rahmen des europäischen Projekts TURBO-REFLEX wurden einige nachrüstbare Lösungen entwickelt, um die Mindestumweltbelastung (MEL) von Axialkompressoren zu verbessern. Ziel ist es, die MEL zu senken, um eine größere Leistungsreserve zur Unterstützung der Netzstabilität zu haben.

Mögliche Maßnahmen zur Reduzierung der MEL einer Gasturbine ohne nachteilige Auswirkungen auf die Kohlendioxidemissionen sind die Abblasabsaugung, der zusätzliche Verschluss der Einlassleitschaufeln (IGV) und die Erwärmung der Einlassentlüftung. Die erste ermöglicht es, einen hohen Massenstrom aus dem Kompressor abzusaugen und in den Turbinendiffuser abzulassen. Die zweite ermöglicht es, den Kompressormassenstrom zu senken, während die Last bei gleicher Brenntemperatur sinkt. Die dritte Maßnahme schließlich, auch Vereisungsschutz genannt, besteht in der Erwärmung der Einlassluft (z. B. durch Umwälzen von Luft vom Auslass oder Verwendung eines speziellen Wärmetauschers). Diese Lösungen, die es ermöglichen, den Massenstrom und die Leistungsabgabe der Gasturbine deutlich zu senken, müssen sorgfältig analysiert und hinsichtlich der Stabilität der hinteren Stufen [7,8], der Eisbildung an den Schaufel- und Leitschaufelreihen der ersten Stufe [9,10], der Instabilität, Vibrationen und Lärmemissionen bewertet werden.

Ziel dieses Artikels ist es, die Leistungsfähigkeit und Robustheit eines 3D-CFD-Strömungslösers zu bewerten, um die Durchführbarkeit eines MEL-Betriebs mit niedrigerem Vollkompressor durch den Einsatz verschiedener Lösungen vorherzusagen: Abblasentnahmen und IGV-Zusatzverschluss. Ein typischer F-Klasse-Gasturbinenkompressor, der von Ansaldo Energia entwickelt und hergestellt wurde, wurde im Rahmen des europäischen Projekts TURBO-REFLEX untersucht. Die numerischen Analysen wurden mit dem TRAF-Code durchgeführt, einem hochmodernen CFD-Code.

Im ersten Teil werden numerische stationäre Ergebnisse in Bezug auf MEL und andere Betriebsbedingungen mit IGV-Extraverschluss vorgestellt und mit verfügbaren experimentellen Daten validiert. Im zweiten Teil werden drei anspruchsvolle Betriebsbedingungen (MEL, MEL mit Abblasextraktion, MEL mit IGV-Extraverschluss und Abblasextraktion) vorgeschlagen, um die Machbarkeit der Technologien und die Implementierungsmöglichkeit in den bestehenden Wärmekraftwerkspark zu ermitteln.

2. Rechenrahmen

In der vorliegenden Arbeit wurde ein hochmoderner, selbst entwickelter RANS/URANS-Strömungslöser (TRAF-Code [12]) verwendet. Die 3D-Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen werden in konservativer Form in einem krummlinigen Koordinatensystem geschrieben und

absolute Impulskomponenten und Gesamtenergie. Für die Diskretisierung der konvektiven Terme wurde ein zentrales Jameson–Schmidt–Turkel (JST)-Schema zweiter Ordnung [13] mit skalarer künstlicher Dissipation verwendet, während für den Turbulenzschluss die Formulierung des Wilcox $k-\epsilon$ -Modells mit hoher Reynoldszahl [14] gewählt wurde. Der Code wurde kürzlich für die Vorhersage der Eigenschaften eines mehrstufigen Axialkompressors validiert [15].

2.1. Domänendiskretisierung

Der Berechnungsbereich berücksichtigt das vollständige Kompressormodul mit 15 Stufen. Jede Laufschaufelreihe wurde mit O-Typ-Gittern mit etwa $1,4 \times 10^6$ Zellen pro Block diskretisiert. Die Einlass- und Auslassleitschaufeln des Kompressors wurden mit H-Typ-Netzen mit etwa $1,0 \times 10^6$ Zellen pro Block diskretisiert. Die Netzdichte wurde anhand einer vorläufigen Gitterabhängigkeitsanalyse ausgewählt. Um eine angemessene Auflösung der Grenze zu garantieren, liegt der Wert der 2. Schichten, Gitterknoten, die der Laufschaufeloberfläche am nächsten sind, zwischen 1 und $1,5$. Die Auswirkung der Modellierung des Schaufelspitzenspiels wurde durch den Vergleich zweier verschiedener Ansätze bewertet. Das Basisspitzenmodell, das als „offene Spitze“ bezeichnet wurde, wurde in einer früheren Studie verwendet [16]. Es nutzt eine periodische Grenze über einem nicht vernetzten Bereich über der Oberseite der Laufschaufelspitze, um die Spaltströmung als Öffnungsströmung mit lokaler Interpolation der konservativen Variablen über die Laufschaufelspitze zu behandeln. Im zweiten Modell, dem sogenannten „vermaschten Spitzenmodell“, wird der Bereich des Schaufelblattspalts mithilfe eines O-artigen Netzes (Abbildung 2a) vollständig diskretisiert, das dem äußeren Gitter in der Ebene zwischen den Schaufelblättern entspricht. Die beiden Modelle verwenden in Spannweitenrichtung die gleiche Anzahl Zellen. Die Verteilung der Massenstromrate entlang des gesamten Verdichters mit und ohne vermaschten Spitzenrotor ist in Abbildung 2b dargestellt. Der Betriebszustand ist der Referenzzustand am Arbeitspunkt mit fünf Massenstromentnahmen, die sich entlang des meridionalen Strömungspaths befinden (in der Abbildung als EB angegeben). Es lässt sich leicht erkennen, wie beim Modell „offene Spitze“ der Auslassmassenstrom um 1,8 % reduziert ist und es daher im Gegensatz zum Modell „vermaschte Spitze“ wen

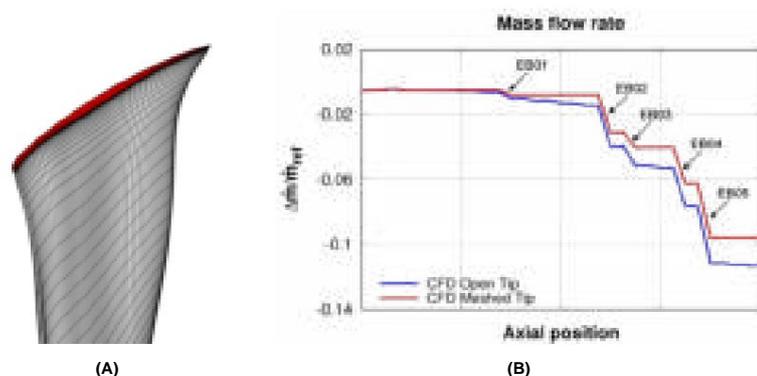


Abbildung 2. Ansicht des Gitterblocks des Rotorspitzenspalts (a) und der Massenstromverteilung für den Kompressor mit und ohne vermaschten Spitzenrotor (b) (die axiale Position der Austrittsöffnungen (EB) ist angegeben).

2.2. Randbedingungen Die

Randbedingung am Einlass erzwingt die gemessenen radialen Verteilungen von Gesamtdruck, Gesamtemperatur und Strömungswinkeln. Die Turbulenzintensität am Einlass und die turbulente Längenskala betragen 1,0 % bzw. 0,01 % der Schaufelhöhe. Am Auslass des Berechnungsbereichs wurde der statische Druckwert an der Nabe festgelegt und das radiale Gleichgewicht wurde verwendet, um die spannweite Verteilung zu erhalten.

Das komprimierte Fluid ist feuchte Luft und wurde als reales Gas modelliert. In allen vorgestellten Simulationen wurden Mischebenen mit nicht reflektierenden Randbedingungen (Giles [17,18]) verwendet, um aufeinanderfolgende Reihen zu koppeln. Eine lokale Anpassungsschnittstelle wurde zwischen dem letzten Stator und dem OGV verwendet, da sie die gleiche Schaufelanzahl aufweisen [6].

2.3. Massenextraktionsbehandlung

Die Massenstromentnahme erfolgt durch Entlüftungsschlitze im Kompressorgehäuse, und die Entlüftungsmassenstromrate wird durch Abblasventile gesteuert. Um das Abblasen zu simulieren, werden in den Spitzenendwandbereichen, die den Entlüftungsschlitzen entsprechen, Ausflussrandbedingungen angewendet. Ein konstanter statischer Druck wird vorgegeben, und die anderen Strömungsvariablen werden aus dem Inneren des Berechnungsbereichs extrapoliert. Der vorgegebene Druckwert wird iterativ angepasst, um der gewünschten Menge an entnommener Massenstromrate zu entsprechen.

3. Ergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurde ein industrieller Axialkompressor der F-Klasse untersucht, der von Ansaldo Energia entwickelt, hergestellt und experimentell getestet wurde. Die Konfiguration entspricht 15 Stufen plus IGV und OGV, mit fünf Massenstromentnahmen entlang des meridionalen Strömungspfad, einige an der Nabenendwand und an der Sperrhohlräumwand. Alle Leitschaufeln, mit Ausnahme von IGV und OGV, sind ummantelt. Die Auswirkungen der Strömung im Sperrhohlräum auf die Hauptströmungsrichtung wurden mithilfe eines vereinfachten eindimensionalen, auf Korrelation basierenden Hohlraummodells berücksichtigt [20].

Die Regulierung des Massenstroms wurde zur Modulation der Gasturbinenleistung genutzt. Zu diesem Zweck wurden zwei verschiedene Lösungen untersucht: Abblasabsaugung und IGV-Zusatzverschluss. Das IGV und die erste Statorschaufel haben eine variable Staffelungswinkel. Der Staffelungswinkel dieser beiden Reihen kann unabhängig voneinander geändert werden. Im Rechenmodell wird davon ausgegangen, dass das IGV-Blatt immer in Kontakt mit der Innen-/Außenwand steht, sodass Spalteffekte in den CFD-Analysen nicht berücksichtigt werden.

Im ersten Teil der Arbeit werden numerische stationäre Ergebnisse in Bezug auf MEL und andere Betriebsbedingungen mit IGV-Zusatzverschluss diskutiert und mit experimentellen Daten validiert. Im zweiten Teil werden drei anspruchsvolle Betriebsbedingungen von MEL mit/ohne Abblaseextraktion und IGV-Zusatzverschluss vorgeschlagen, um die Machbarkeit der technologischen Lösungen und ihre mögliche Implementierung in den bestehenden Kombikraftwerkspark zu bewerten.

Jede CFD-Simulation dauerte etwa neun Stunden und wurde auf einem 64-Core-Prozessor von Intel® ausgeführt. Xeon® CPU E5-2680 v2 @2,80 GHz, um die stationäre Konvergenz zu erreichen. Der RMS-Restwert erfährt einen Abfall von vier Dekaden in etwa 5000 Mehrgitterzyklen auf zwei Gitterebenen. Für alle berechneten Betriebspunkte wurde die Lösungskonvergenz mit ungefähr der gleichen Anzahl von Iterationen erreicht und zeigte eine gute Robustheit, selbst bei Vorhandensein getrennter Strömungsbereiche innerhalb des Berechnungsbereichs.

3.1. Vergleich mit Messungen Der erste Teil

der Arbeit ist der Untersuchung des Kompressorbetriebs im Off-Design-Zustand gewidmet, der als MEL mit IGV-Extra-Verschluss bezeichnet wird. Diese Strategie kann den erzeugten Massenstrom und die Leistungsabgabe der Gasturbine erheblich reduzieren; allerdings ist eine sorgfältige Analyse der Kompressor-Aerodynamik erforderlich, um sicherzustellen, dass der Betrieb nicht durch Stabilitätsprobleme beeinträchtigt wird.

Die Versuchskampagne wurde von Ansaldo Energia durchgeführt, wobei die Maschine in drei verschiedenen IGV-Extra-Closed-Konfigurationen unter dem aktuellen MEL-Betriebszustand getestet wurde. Eine Bewertung der CFD-Ergebnisse wird durch einen detaillierten Vergleich mit den entsprechenden Versuchsdaten präsentiert. Insbesondere wurde das Rechenmodell für die Konfiguration T23 (die die MEL-Konfiguration darstellt) und die Konfigurationen T24 und T26 validiert, die eine Variation des IGV und der ersten Statorschaufelstaffelung gegenüber der Standard-MEL aufweisen, die unabhängig voneinander geändert werden kann. Die Gesamttemperatur am Einlass ist für die Konfigurationen T23 und T24 nahezu identisch, während T26 einen niedrigeren Einlasswert aufweist ($\dot{\gamma}_T \dot{\gamma} 8^\circ$). In Bezug auf den Gesamtdruck am Einlass weisen die Tests mit IGV-Extra-Closed einen leicht höheren Wert auf als der für T23 entsprechende Wert ($\dot{\gamma}_p \dot{\gamma} +0,4\%$).

Die numerischen Ergebnisse in Bezug auf die vorhergesagte Strömungsfunktion am Kompressoreinlass und -auslass werden mit den experimentellen Daten in Abbildung 3a bzw. b verglichen. Die Werte der Einlassströmungsfunktion werden wie folgt skaliert:

$$FF = FF_x \cdot \ddot{y} \cdot FF_{ref} / FF_{mean}, T23,$$

wobei x gleich T23, T24 und T26 ist. Die Übereinstimmung zwischen numerischen Ergebnissen und gemessenen Daten ist gut. Die in Abbildung 3c gezeigte durchschnittliche Gesamttemperatur am Auslass scheint in allen drei Fällen leicht unterschätzt zu sein. Folglich neigen numerische Analysen dazu, den adiabatischen Gesamtwirkungsgrad zu überschätzen und die Arbeitsleistung des Kompressors zu unterschätzen.

Abbildung 4 zeigt die statische Druckverteilung am Gehäuse im Vergleich zu den Werten, die an acht Druckmessstellen entlang des Meridiankanals gemessen wurden. Dabei ist für alle Betriebspunkte eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen erkennbar. Leichte Abweichungen sind für die letzte Messstation, die sich vor der Rotorreihe der neunten Stufe befindet.

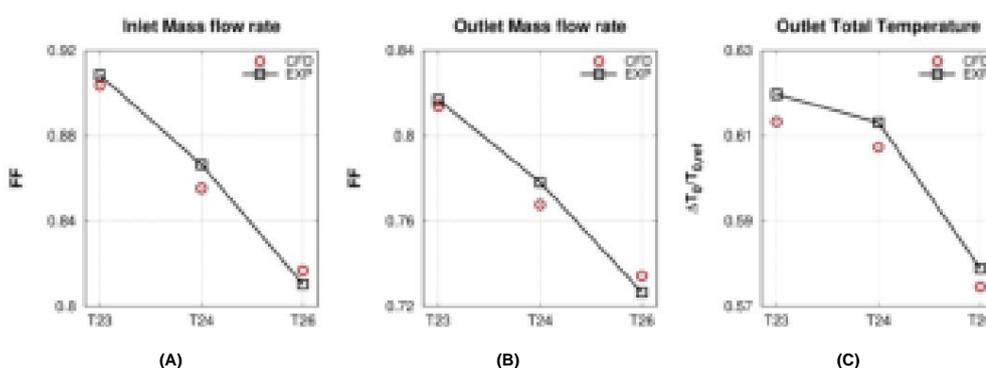


Abbildung 3. Massenstrom am Kompressoreinlass (a) und -auslass (b) und Gesamttemperatur am Auslass (c).

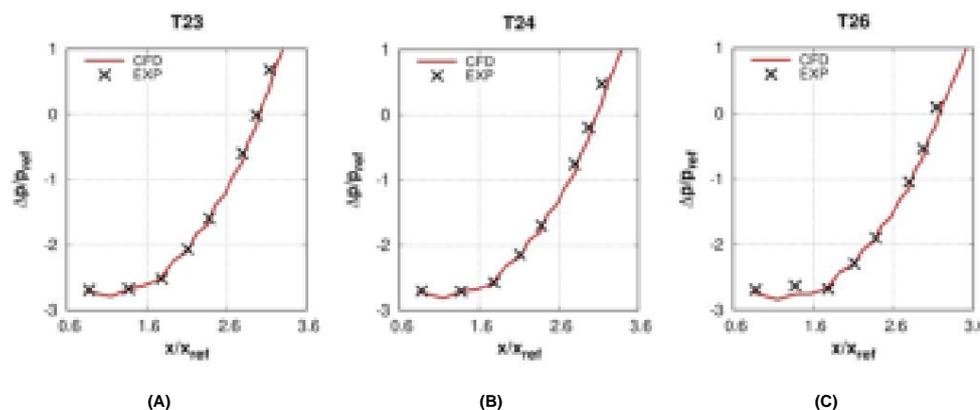


Abbildung 4. Kompressordruck am Gehäuse für die experimentell getesteten Betriebspunkte: (a) T23 (MEL), (b) T24, (c) T26.

3.2. Strategien zur minimalen Reduzierung der Umweltbelastung

Die Durchführbarkeit realisierbarer Strategien zur weiteren Reduzierung der GT-Belastung wird anhand des zuvor bewerteten numerischen Rahmens untersucht.

Axialkompressoren sind immer mit Abblasventilen ausgestattet, um einen Teil der Druckluft zum Turbinenauslass umzuleiten. Normalerweise werden diese Ventile beim Anfahren der GT verwendet, um Kompressorinstabilitäten zu vermeiden. Im Rahmen des Turbo-Reflex-Projekts wurde die Möglichkeit untersucht, mithilfe der BO-Ventile die minimale Umweltbelastung weiter zu reduzieren. Die Verwendung von BO-Ventilen wurde zusätzlich mit IGV-Extraverschluss kombiniert. Zu diesem Zweck wurden einige Betriebsbedingungen mit denselben Kompressoreinlass -Randbedingungen (Gesamttemperatur, Gesamtdruck und absolut

Der Auslassdruck des Kompressors wurde in einem weiten Bereich variiert, um die numerische Pumpgrenze des Kompressors zu ermitteln. Drei Betriebsbedingungen wurden berücksichtigt: der Referenzbetrieb bei minimaler Umgebungslast (MEL), der mit einem offenen Abblasventil vor der sechsten Rotorvorderkante (MEL-Abblasen) und schließlich der mit einem zusätzlichen IGV-Verschluss, der eine Staffelungsvariation im Vergleich zum Standardfall aufweist (MEL IX-Abblasen). Die Reduzierung des MEL-Zustands durch diese beiden unterschiedlichen Strategien (zusätzlicher IGV-Verschluss und Abblasventil) wird in diesem A

Abbildung 5 zeigt das Gesamtdruckverhältnis und die Effizienzeigenschaften. Alle Werte werden in Bezug auf die Arbeitslinie unter MEL-Bedingungen angegeben. Diese Kurven werden durch schrittweises Erhöhen des statischen Auslassdrucks ausgehend vom Arbeitslinienzustand erhalten. Das kombinierte Öffnen der Abblasventile und das zusätzliche Schließen des IGV (MEL IX-Abblasen) verringert die Kraftwerksleistung und beeinträchtigt die Kompressoreffizienz. Beide Strategien verringern das Gasturbinendruckverhältnis im Vergleich zu Standard -MEL, wie in Abbildung 5a dargestellt. Insbesondere verringert das zusätzliche Schließen des IGV den Massenstrom im Vergleich zu Standard-MEL. Die Massenstromreduzierung führte zu einem niedrigeren Druckverhältnis; bei gleichbleibender Flamme. Die Abblasöffnung reduziert den Massenstrom in den letzten Stufen des Verdichters, der Brennkammer und der Turbine noch deutlicher. Vorausgesetzt, der Abblasmassenstrom wird wieder in den Turbinendiffuser eingespritzt, kann dies die TET erheblich reduzieren.

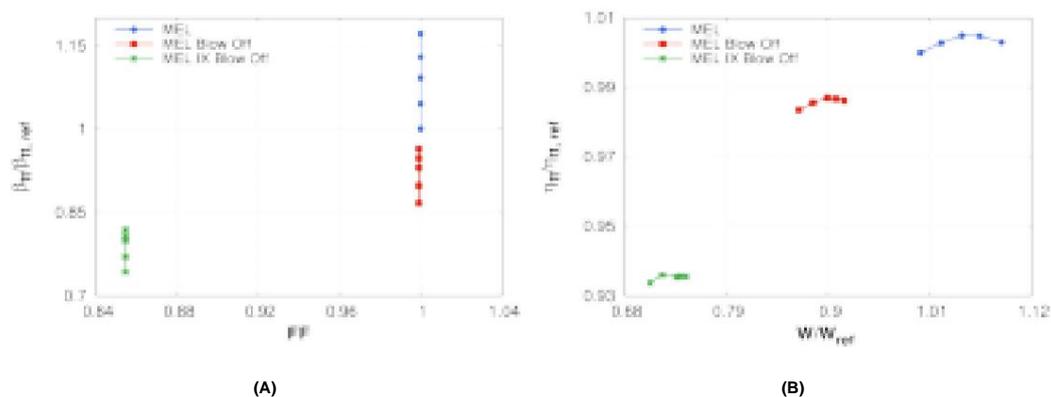


Abbildung 5. Gesamtdruckverhältnis (a) und Wirkungsgrad (b).

Die wichtigsten Betriebsunterschiede zwischen den drei Konfigurationen lassen sich anhand des Stufendurchflusskoeffizienten (Abbildung 6a) und des Lastkoeffizienten (Abbildung 6b) erkennen. Bei den Stufen 4, 5 und 6 erfolgt eine Lastreduzierung in Richtung der Entlüftungsposition, gefolgt von einer allmählichen Steigerung zum Ende hin, wobei der höchste Wert in der letzten Stufe erreicht wird. Die Entwicklung des Wertes des Lieblein-Diffusionsfaktors entlang des Kompressors, die in Abbildung 7a dargestellt ist, wurde als Mittelwert verwendet, um die Auswirkungen der MEL-Reduzierungsstrategien auf die Aero

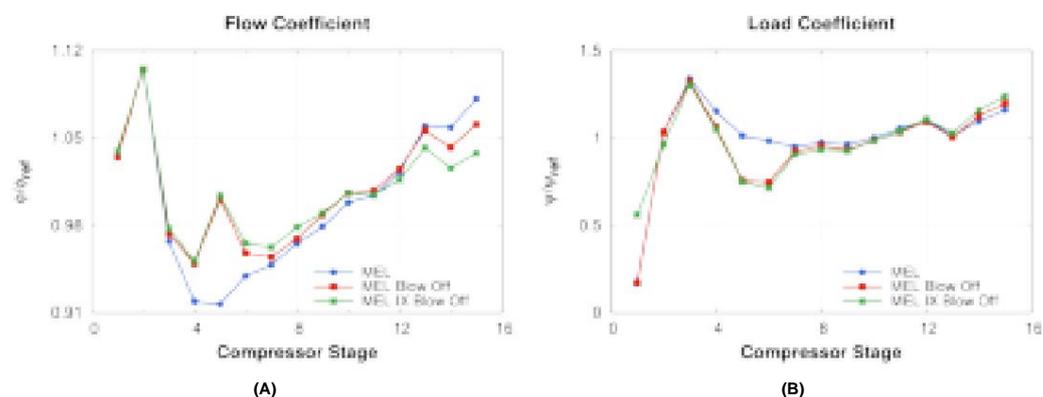


Abbildung 6. Stufendurchflusskoeffizient (a) und Lastkoeffizient (b).

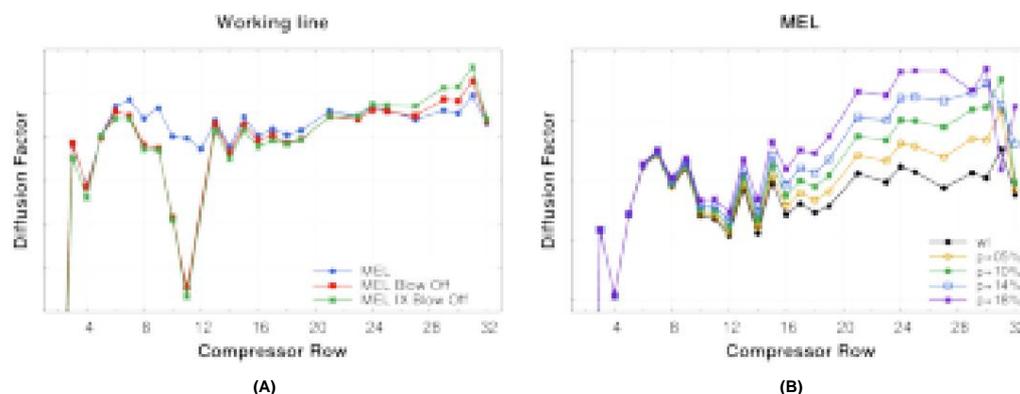


Abbildung 7. Vergleich des Diffusionsfaktors zwischen analysierten MEL-Konfigurationen (a) und dem Teillast- Standard-MEL-Betriebszustand (b).

Lokale Werte des Lieblein-Diffusionsfaktors werden zunächst in Bezug auf meridionale Stromröhren berechnet und berücksichtigen Radiusänderungen und AVDR, d. h. dreidimensionale Aspekte der Strömung in jeder Schaufelreihe:

$$DF = 1 - \frac{w_{out}}{w_{in}} \frac{\dot{\gamma}(rw_{\dot{\gamma}})}{2\dot{\gamma}r_{mwin}} \quad (1)$$

Gleichung (1) wird entlang der Stromröhren zwischen den Vorder- und Hinterkanten der Schaufeln angewendet, wobei die Geschwindigkeiten relativ zur Schaufelreihe angenommen werden (siehe Skizze in Abbildung 8). Die Schaufelreihenfestigkeit $\dot{\gamma}_m$ wird unter Bezugnahme auf die mittlere Stromröhre berechnet, d. h. diejenige, die den Massenstrom gleichmäßig entlang der Schaufelhöhe aufteilt (Abbildung 8):

$$\dot{\gamma}_m = \frac{C_m}{s_m}, \quad s_m = s_m \frac{2\dot{\gamma}_m}{N}, \quad r_m = \frac{r_{m,in} + r_{m,aus}}{2}$$

wobei C_m der Abstand zwischen den Positionen der Vorder- und Hinterkanten der Schaufelblätter ist. Schließlich werden die lokalen Diffusionsfaktoren, die den verschiedenen Strömungsröhren entsprechen, gemittelt, um einen einzigen DF-Wert zu erhalten, der als repräsentativ für die gesamte Schaufelreihe gilt.

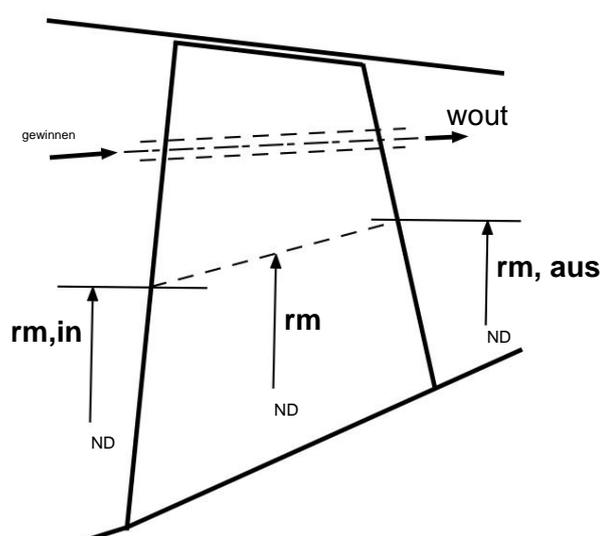


Abbildung 8. Meridionale Skizze zur Definition des Diffusionsfaktors.

In dieser Arbeit wird DF als Maß für die Belastungsgrenze jeder Schaufelreihe und damit für die aerodynamische Stabilität des Kompressors verwendet. Je höher der Diffusionsfaktor, desto geringer ist die Strömungsabrissgrenze der Schaufelreihe.

Der Abblasvorgang befindet sich am Rotor 6 oder an Reihe 12. Die Abbildung zeigt, dass der Diffusionsfaktor abnimmt, wenn sich die Strömung der Entlüftung nähert. Nach Überwindung der Entlüftung steigt der Diffusionsfaktor stark an, bis er in der letzten Stufe (Stator 15) den höchsten Wert erreicht. Wenn der IGV-Zusatzverschluss mit der BO-Öffnung kombiniert wird, erhöht sich der Diffusionsfaktor in der Endphase weiter.

Daher kommt es bei diesen beiden Strategien (MEL-Abblasen und MEL IX-Abblasen) zu einer Reduzierung der Last im ersten Teil des Kompressors (Zeilen 6–24) und dann zu einer Erhöhung der Last in den letzten drei Stufen, wie in Abbildung 6b bestätigt.

Abbildung 7b zeigt die Entwicklung des DF unter MEL-Bedingungen, wobei der Auslassdruck des Kompressors in einem weiten Bereich bis zu 18 % der Arbeitslinie variiert. Im letzten Stator (Leitschaufel 15 oder Reihe 31) konzentrieren sich die Hauptunterschiede. Bis 10 % hat der Diffusionsfaktor die höchsten Werte für den gesamten Kompressor. Dann beginnt er bei 14 % zu sinken, und bei 18 % gibt es einen drastischen Abfall. Basierend auf den CFD-Stufeneigenschaften (Abbildung 9a) erreicht Stufe 15 tatsächlich die numerische Stabilitätsgrenze bei 14 %.

Abbildung 9 zeigt das Kompressorstufendiagramm für die Stufen 11–15. Die numerische Stabilitätsgrenze wird anhand des Spitzenstufendruckverhältnisses ermittelt. Die numerische Pumpengrenze wird auf Grundlage der numerischen Stabilitätsgrenze definiert.

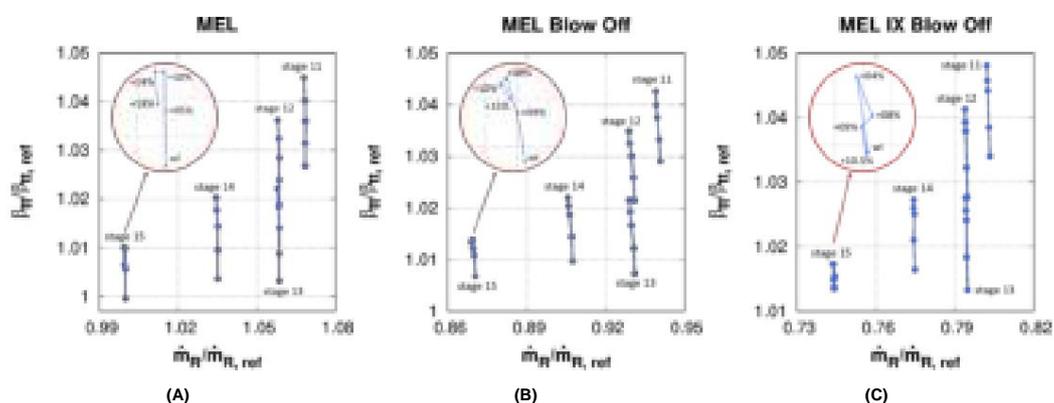


Abbildung 9. Kompressorstufendiagramm für (a) MEL, (b) MEL+Blow-Off, (c) MEL+Blow-Off+IGV Extra Closure.

In Abbildung 10 sind Rückflussbereiche nahe der Verdichterwand für die Stufen 10 bis 15 mit OGV dargestellt. Sie legen nahe, dass sich der Strömungsabrissmechanismus für die drei Betriebsbedingungen nicht ändert, wenn die Trennung der Nabenecken als wichtigste Instabilitätsquelle angenommen wird. Unter Berücksichtigung der Charakteristik der Stufe 15 (Abbildung 9) wird die numerische Stabilitätsspanne für die Betriebsbedingungen MEL, IX und IX mit Abblasung jeweils schrittweise reduziert. Diese Beobachtung steht im Einklang mit dem Diffusionsfaktor der Stufe 15 am Arbeitspunkt (Abbildung 7a), der für die Betriebsbedingungen IX und IX mit Abblasung schrittweise höher ist als der im MEL-Zustand angenommene Wert.

Die numerische Analyse sagt einen großen Eckabstand an der Nabe der Statorreihen voraus, wie er unter ähnlichen Bedingungen von anderen Autoren beobachtet wurde (Vo, 2008 [21], Lei, 2010 [22]). Diese Strömungsstruktur ist bei der vierzehnten Statorreihe deutlicher sichtbar und vergrößert ihre Dimension bei CV15 und OGV. Mit zunehmendem Gegendruck vergrößert sich der Naben-Eckabriss sowohl hinsichtlich seiner Größe als auch seiner Spannweitendurchdringung, was darauf hindeutet, dass die letzten Stufen kurz vor dem Aufgeben stehen [23].

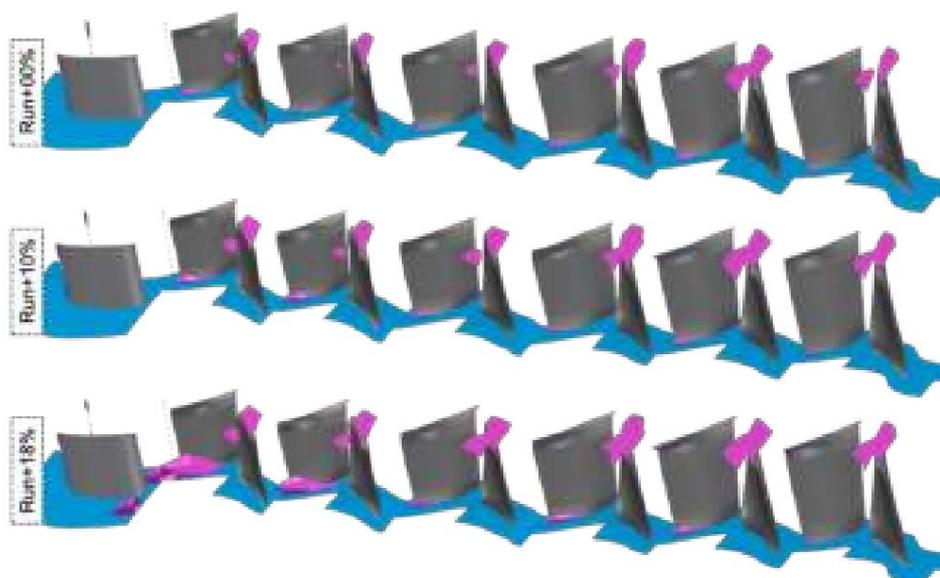


Abbildung 10. Ansicht der Stufen 10 bis 15 + OGV; Bereiche mit Rückströmung werden durch eine Isofläche mit axialer Geschwindigkeit von Null hervorgehoben (Strömung verläuft von rechts nach links).

4. Schlussfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit wurden die Leistungsfähigkeit und Robustheit eines 3D-CFD-Strömungslösers zur Vorhersage der Durchführbarkeit eines MEL-Betriebs mit niedrigerem Vollkompressor bewertet. Zwei verschiedene Lösungen wurden analysiert: Blow-off-Extraktion und IGV-Extraverschluss.

Numerische Ergebnisse im stationären Zustand bei drei verschiedenen IGV-Konfigurationen mit zusätzlichem Verschluss und den aktuellen MEL-Betriebsbedingungen wurden vorgestellt und mit experimentellen Daten validiert. Eine gute Genauigkeit in Bezug auf den berechneten Massenstrom und die Gesamttemperatur wurde durch den Einsatz eines vermaschten Spitzenspalts im Vergleich zu einer offenen Spitzenstrategie erreicht. Selbst für den kritischsten Zustand stimmen die CFD-Ergebnisse perfekt mit den experimentellen überein. Die signifikante Reduzierung des Massenstroms und der Leistungsabgabe

Im zweiten Teil der Arbeit wurden drei anspruchsvolle Betriebsbedingungen analysiert: Standard-MEL mit offenem Abblasventil und zusätzlicher IGV-Verschluss. Die kombinierten Strategien reduzieren die Leistung des Kraftwerks. Insbesondere wird durch die Öffnung des Abblasventils eine zusätzliche Erhöhung des Diffusionsfaktors und eine Reduzierung des Massenstroms durch die letzten Stufen erreicht. Die Kopplung der BO-Öffnung und des zusätzlichen IGV-Verschlusses ermöglicht eine weitere Reduzierung des Massenstroms, gefolgt von einer Erhöhung des Diffusionsfaktors im hinteren Teil des Kompressors. Die Hauptunterschiede zwischen den betrachteten Betriebsbedingungen konzentrieren sich auf die letzte Statorreihe. Insbesondere zeigen die Eigenschaften der Stufe 15, dass die numerische Stabilitätsmarge für die Betriebsbedingungen MEL, IX und IX mit Abblasventil schrittweise reduziert wird. Die numerische Analyse sagt einen breiten Nabeneckenabstand in CV14, CV15 und OGV voraus, der bei Erhöhung des Gegendrucks größer wird.

Die Machbarkeit beider Technologien im bestehenden Kraftwerkspark wurde nachgewiesen. Durch Öffnen von Abblasventilen oder zusätzliches Schließen des IGV kann die Gasturbine mit weniger Massenstrom bei konstanter Flammentemperatur betrieben werden und daher weniger Leistung erzeugen und weniger Brennstoff verbrennen als im Standardfall.

Man geht davon aus, dass der vorgeschlagene numerische Rahmen und Aufbau durchführbar ist und in der Lage ist, zuverlässige Leistungsdaten für die Analyse von Industriekompressoren zu liefern, die unter Bedingungen betrieben werden, die stark von den Auslegungsanforderungen abweichen.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, PA, MB, SGM, Methodik, RP, MM, MR, Software, MR, RP, MM, Validierung, MR, MM, RP, SGM, MB, formale Analyse, RP, MM, Untersuchung, MR, SGM, MB, Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, MR, RP, MM, Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, RP, MM, Visualisierung, MR, Aufsicht, PA, SGM, RP, MM, Projektadministration, PA, MB, SGM, MM, RP Alle Autoren haben die veröffentlichte Version von gelesen und stimmen ihr zu das Manuskript.

Finanzierung: Diese Forschung wurde durch das Forschungs- und Innovationsprogramm Horizont 2020 der Europäischen Union finanziert. Programm im Rahmen der Finanzhilfvereinbarung Nr. 764545.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Wir möchten unseren Partnern im H2020-Programm TURBO-REFLEX der Europäischen Union dafür danken, dass sie uns die Veröffentlichung unserer Ergebnisse in diesem Artikel gestattet haben.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

BO	Abblasen
IGV	Vorleitschaufel
IX	IGV-Zusatzschließung
MEL	Minimale Umweltbelastung
OGV	Nachleitrad
RES	Erneuerbare Energiesysteme
TET	Gesamtaustrittstemperatur
Nomenklatur	
AVDR	Axialgeschwindigkeit mal Dichteverhältnis, $AVDR = \frac{(\dot{y}_{cx})_{aus}}{(\dot{y}_{cx})_{in}}$
C	Absolute Geschwindigkeit
C	Klingenakkord
<small>Verdichtung</small>	Diffusionsfaktor (Lieblein), $DF = 1 + \frac{w_{out}}{w_{in}} + \frac{\dot{y}(rw\dot{y})}{2\dot{y}mwin}$
FF	Einlassflussfunktion, $FF = \frac{m\dot{y}T_0}{p_0}$
H	Spezifische Enthalpie
M	Massenstrom
N	Anzahl der Klingen
P	Druck
R	Radius
S	Tangentialer Abstand der Schaufelreihen
<small>Sie</small>	Umfangsgeschwindigkeit, $u = \dot{y}r$
T	Absolute Temperatur
X	Axialkoordinate
m	Relative Geschwindigkeit
B	Kompressorleistungsaufnahme
\dot{y}	Druckverhältnis
	Isentrope Effizienz
\dot{y}	Durchflusskoeffizient, $\dot{y} = \frac{cx}{s_0}$
$\dot{y}\dot{y}$	Lastkoeffizient, $\dot{y} = \frac{\dot{y}h_0}{s_0 z}$
\dot{y}	Mittlere Festigkeit der Schaufelreihe, $\dot{y} = \frac{C_m}{s_m}$
Indizes	
0	Gesamtmenge
In	Einlass
M	Bedeutung
aus	Auslauf
<small>Referenz</small>	Referenz
tt	Gesamt-zu-Gesamt
X	Axial
\dot{y}	Dichte
\dot{y}	Tangential

Verweise

1. Ruchti, C.; Olla, H.; Franitza, K.; Ehsam, A.; Bauver, W. Kombikraftwerke als ideale Lösung zum Ausgleich von Netzschwankungen – Schnelle Anlauffähigkeit. In Proceedings des 43. Kraftwerkstechnischen Kolloquiums, Dresden, Deutschland, 18.–19. September 2011.
2. Hailye/KQED, T. California ISO. Online verfügbar: <https://www.kqed.org/science/610026/what-will-california-do-with-too-viel-Solar> (abgerufen am 15. September 2021).
3. Chiesa, P.; Lozza, G.; Mazzocchi, L. Verwendung von Wasserstoff als Gasturbinenkraftstoff. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2005, 127, 73–80. [\[CrossRef\]](#)
4. Magni, F.; Grimm, F.; Sorato, S.; Micheli, M. GT13E2 Teillastbetrieb: Erweiterte Flexibilität bis zu 30 % Last. In Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; Band 3: Kohle, Biomasse und alternative Brennstoffe; Zyklusinnovationen; Elektrische Energie; Industrielle und Kraft-Wärme-Kopplung; Organic Rankine Cycle Power Systems; ASME: New York, NY, USA, 2016. [\[CrossRef\]](#)
5. Therkorn, D.; Gassner, M.; Lonneux, V.; Zhang, M.; Bernero, S. CCGT-Betriebsflexibilitätserweiterung unter 30 % Last durch Abschaltung des Nachbrenners. In Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; Band 3: Kohle, Biomasse und alternative Brennstoffe; Zyklusinnovationen; Elektrische Energie; Industrie und Kraft-Wärme-Kopplung; ASME: New York, NY, USA, 2015. [\[CrossRef\]](#)
6. Cioffi, M.; Piola, S.; Puppo, E.; Silingardi, A.; Bonzani, F. Minimale Reduzierung der Umweltbelastung bei Hochleistungsgasturbinen durch Entlüftungsleitungen. In Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; Band 3A: Kohle, Biomasse und alternative Kraftstoffe; Zyklusinnovationen; Elektrische Energie; Industrie und Kraft-Wärme-Kopplung; ASME: New York, NY, USA, 2014. [\[CrossRef\]](#)
7. Cozzi, L.; Rubechini, F.; Marconcini, M.; Arnone, A.; Astrua, P.; Schneider, A.; Silingardi, A. Die Herausforderungen bei der CFD- Modellierung von mehrstufigen Axialkompressoren. In Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; Band 2B: Turbomaschinen; ASME: New York, NY, USA, 2017. [\[CrossRef\]](#)
8. Cozzi, L.; Rubechini, F.; Giovannini, M.; Marconcini, M.; Arnone, A.; Schneider, A.; Astrua, P. Erfassung der radialen Mischung in Axialkompressoren mit numerischer Strömungsmechanik. *J. Turbomach.* 2019, 141, 031012. [\[CrossRef\]](#)
9. Diakunchak, IS Leistungsverschlechterung bei industriellen Gasturbinen. *J. Eng. Gas Turbines Power* 1992, 114, 161–168. [\[CrossRef\]](#)
10. Ojo, CO; Schwillie, C.; Nemet, A.; Zierer, T.; Nicklas, M. Optimierung der Vereisungsschutzgrenzen für Alstom-Gasturbinen basierend auf der Theorie der Eisbildung. In Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; Band 1: Flugzeugmotor; Keramik; Kohle, Biomasse und alternative Kraftstoffe; Steuerungen, Diagnose und Instrumentierung; Bildung; Elektrische Energie; Auszeichnungen und Ehrungen; ASME: New York, NY, USA, 2009; S. 871–879. [\[CrossRef\]](#)
11. Mendoza, E.; Lin, T.; Jiang, X. Reduzierung der Abgastemperaturgrenze von Gasturbinen aufgrund von HRSG-Einschränkungen durch Änderung der Steuerkurve zur Optimierung von Anlagenbetrieb und -leistung. In Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; Band 3: Kohle, Biomasse und alternative Brennstoffe; Zyklusinnovationen; Elektrische Energie; Industrie und Kraft-Wärme-Kopplung; ASME: New York, NY, USA, 2015. [\[CrossRef\]](#)
12. Arnone, A. Viskose Analyse der dreidimensionalen Rotorströmung mittels Mehrgittermethode. *J. Turbomach.* 1994, 116, 435–445. [\[Querverweis\]](#)
13. Jameson, A.; Schmidt, W.; Turkel, E. Numerische Lösungen der Euler-Gleichungen mit Finite-Volumen-Methoden unter Verwendung von Runge-Kutta- Zeitschrittverfahren. In Proceedings der 14. Fluid and Plasma Dynamics Conference, Palo Alto, CA, USA, 23.–25. Juni 1981; AIAA-Papier 81–1259.
14. Wilcox, DC Multiskalenmodell für turbulente Strömungen. *AIAA J.* 1988, 26, 1311–1320. [\[CrossRef\]](#)
15. Burberi, C.; Michelassi, V.; Scotti del Greco, A.; Lorusso, S.; Tapinassi, L.; Marconcini, M.; Pacciani, R. Validierung stationärer und instationärer CFD-Strategien bei der Konstruktion von Axialkompressoren für Gasturbinenriebwerke. *Aerosp. Sci. Technol.* 2020, 100, [\[Querverweis\]](#)
16. Mosele, SG; Garbarino, T.; Schneider, A.; Cozzi, L.; Arnone, A.; Goinis, G.; Hedkvist, S. Kompressor-Nachrüstlösungen in Hochleistungs-Gasturbinen zur minimalen Reduzierung der Umweltbelastung. *E3S Web Conf.* 2019, 13, 01012, [\[CrossRef\]](#)
17. Giles, MB Nichtreflektierende Randbedingungen für die Eulergleichungen; Technischer Bericht; CFDL-Bericht 88-1; MIT-Abteilung für Luftfahrt und Astronomie: Boston, MA, USA, 1988.
18. Giles, MB UNSFLO: Eine numerische Methode für instationäre, reibungsfreie Strömung in Turbomaschinen; Technischer Bericht; GTL 195; MIT Dept. of Aero. und Astro.: Boston, MA, USA, 1988.
19. Cioffi, M.; Puppo, E.; Silingardi, A. Fanno Design von Abblaseleitungen in Hochleistungsgasturbinen. In Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; Band 4: Keramik; Konzentrierende Solarkraftwerke; Steuerungen, Diagnose und Instrumentierung; Bildung; Elektrische Energie; Ventilatoren und Gebläse; ASME: New York, NY, USA, 2013. [\[CrossRef\]](#)
20. Rubechini, F.; Marconcini, M.; Arnone, A.; Cecchi, S.; Daccà, F. Einige Aspekte der CFD-Modellierung bei der Analyse eines Niederdrucksystems Dampfturbine. In Turbo Expo: Energie für Land, Meer und Luft; Papier Nr. GT2007-27235; ASME: New York, NY, USA, 2007.
21. Vo, HD; Tan, CS; Greitzer, EM Kriterien für durch Spikes ausgelösten rotierenden Strömungsabriss. *J. Turbomach.* 2008, 130, 011023. [\[CrossRef\]](#)
22. Lei, VM; Spakovszky, ZS; Greitzer, EM Ein Kriterium für den Hub-Corner-Stall bei Axialverdichtern. *J. Turbomach.* 2008, 130, 031006. [\[Querverweis\]](#)
23. Schneider, A.; Silingardi, A.; Astrua, P.; Puppo, E.; Depalo, S. Rotorspitzenabriss aus der Sicht eines Konstrukteurs. In Proceedings of the 12. Europäische Turbomach-Konferenz, Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017; Beitrag ETC2017-343.

Artikel

Eingeschlossene akustische Modi in einem axialen Mehrstufenkompressor Führt zu nicht synchronen Blattschwingungen †

Anne-Lise Fiquet^{1,*} , Stéphane Aubert¹ , Nicolas Buffaz², Agathe Vercoutter² und Christoph Brandstetter¹ 

¹ Ecole Centrale de Lyon, CNRS, Universität Claude Bernard Lyon 1, INSA Lyon, LMFA, UMR5509, 69130 Ecully, Frankreich; stephane.aubert@ec-lyon.fr (SA); christoph.brandstetter@ec-lyon.fr (CB)

² Safran Helicopter Engines, Safran Group, 64510 Bordes, Frankreich; nicolas.buffaz@safrangroup.com (NB); agathe.vercouter@safrangroup.com (AV)

* Korrespondenz: anne-lise.fiquet@doctorant.ec-lyon.fr

† Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres Artikels, der in Proceedings of the 14th European Turbomaschinenkonferenz, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: In einem experimentellen mehrstufigen Hochgeschwindigkeitskompressoraufbau wurden bei Teilgeschwindigkeitsbedingungen nicht synchrone Schaufelschwingungen beobachtet. Um das beobachtete Phänomen zu verstehen, wurde eine detaillierte numerische Studie durchgeführt, indem instationäre Vollring-Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Simulationen (RANS) des gesamten Aufbaus mithilfe des Solvers elsA durchgeführt wurden. Mehrere Betriebsbedingungen wurden simuliert, um diese Art von Phänomenen entlang einer Geschwindigkeit zu untersuchen. Anhand der Simulationsergebnisse wird die physikalische Quelle der nicht synchronen Schaufelschwingung identifiziert: In einem stark belasteten nachgeschalteten Rotor tritt eine aerodynamische Störung auf, die einen rotierenden akustischen Modus anregt. Zwischen den Schwingungen der Schaufelgrenzschicht und dem rotierenden akustischen Modus tritt ein „Lock-in“-Phänomen auf. Die Entstehung axial verlaufender Schallwellen kann zu einem komplexen Kopplungsmechanismus führen, und dieses Phänomen ist für das Verständnis der multiphysikalischen Wechselwirkungen in modernen Kompressoren von großer Bedeutung. Es wird gezeigt, dass stromabwärts auftretende aerodynamische Störungen aufgrund einer axial verlaufenden Schallwelle zu einer kritischen Anregung von Rotorschaukeln in vorgeschalteten Stufen führen können. Der Beitrag umfasst die Analyse eines relevanten Übergangstests und eine detaillierte Analyse der numerischen Ergebnisse. Die Studie zeigt die Fähigkeit und Notwendigkeit einer

Schlüsselwörter: axialer mehrstufiger Kompressor; eingeschlossene akustische Modi; nicht synchrone erzwungene Reaktion die zu nicht synchronen Schaufelschwingungen führen.



Zitat: Fiquet, A.-L.; Aubert, S.;

Vercoutter, A.;

Brandstetter, C. Eingeschlossene akustische Modi in einem axialen

Mehrstufenkompressor,

die zu nicht synchronen Schaufelschwingungen führen.

Int. J. Turbomach. Propuls. Power **2022**, *7*,

6. [https://doi.org/10.3390/](https://doi.org/10.3390/ijtp7010006)

ijtp7010006

Erhalten: 14. September 2021

Akzeptiert: 28. Januar 2022

Veröffentlicht: 4. Februar 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-NC-ND) (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Nichtsynchrone Schwingungen (NSV) haben seit den 1990er Jahren viel Aufmerksamkeit erhalten [1–6]. Der Begriff „NSV“ wird verwendet, um ein bestimmtes aeroelastisches Phänomen zu beschreiben, bei dem die charakteristische Frequenz nicht mit der Wellenfrequenz zusammenhängt. Leider kann eine Vielzahl von Phänomenen zu nichtsynchrone Schaufelschwingungen in Turbomaschinen führen, wie z. B. Flattern [7], Buffeting oder rotierender Schwingungsabriss. Der Begriff „NSV“ wird häufig verwendet, um ein aeroelastisches Phänomen zu identifizieren, bei dem Schaufelschwingungen ohne präzise Terminologie gemessen werden.

Anhand der in der Literatur beschriebenen Fälle von NSV lässt sich folgende Charakterisierung ableiten: • Durch Konvektion verursachte Schaufelvibrationen: Diese Art von NSV wird typischerweise durch kleinskalige aerodynamische Störungen verursacht, die durch Konvektion über den Umfang geleitet werden und ihre Phase an die Schaufelvibration anpassen können [8]. Vor dem Auftreten von Schaufelvibrationen wurde beobachtet, dass diese aerodynamischen Störungen bereits mit einer zufälligen azimuthalen Verteilung und einer charakteristischen Umfangsphasengeschwindigkeit vorhanden waren. Ist NSV erst einmal festgestellt, wird diese charakteristische Phasengeschwindigkeit leicht verändert, um das Zusammentreffen der aerodynamischen Störungen mit der kohärenten Schaufeleigenmode zu ermöglichen. Im Allgemeinen treten Phänomene dieser Art in modernen transsonischen Verdichtern

- **Akustische Resonanz:** In diesem speziellen Fall können aufgrund der Änderung der akustischen Ausbreitungsbedingungen stromaufwärts und stromabwärts einer Laufschaufelreihe mehrere Rotationsmodi nullter radialer Ordnung nur in eine axiale Richtung entstehen und sich ausbreiten [8–12]. Diese Änderung der akustischen Ausbreitungsbedingungen ermöglicht nur eine Reihe von Resonanzmodi mit einer bestimmten Umfangswellenzahl und Umfangsphasengeschwindigkeit [13]. Instabile aerodynamische Strömungsstrukturen können an den Akustikmodus phasenstarr sein und so als periodische Energiequelle dienen. Ein Zusammentreffen mit einem Strukturmodus kann schädliche Auswirkungen haben. In diesem speziellen Fall ist es wichtig zu beachten, dass ein rückwärts laufender Akustikmodus, der in einer nachgeschalteten Stufe des Verdichters entsteht, mit einem bestimmten Strukturmodus eines vorgeschalteten Rotors zusammenfallen kann. Phänomene dieser Art können weit entfernt von der Stabilitätsgrenze des Verdichters auftreten.

Beide Mechanismen können zu starken Schaufelschwingungen und Strukturschäden führen. Diese Phänomene sind für Triebwerkshersteller von großer Bedeutung, da moderne Verdichterstufen bei nicht bestimmungsgemäßen Bedingungen empfindliche Strömungsstrukturen wie Strömungsablösungen oder kleinräumige Störungen entwickeln können. Die Charakterisierung solcher Phänomene erfordert besondere Aufmerksamkeit, um die Wechselwirkung zwischen Aerodynamik, Striber und Safran Helicopter Engines hat komplexe Experimente mit synchronisierten Aerodynamik- und Schaufelvibrationsmessungen durchgeführt, um das Verständnis und die Wechselwirkungsmechanismen des beobachteten „NSV“ in einem Forschungsaxialkompressor zu verbessern.

Wie in diesem Dokument gezeigt wird, werden die im Experiment und in den numerischen Simulationen beobachteten Druckmodi nur in einer axialen Richtung (stromaufwärts oder stromabwärts) eingeleitet. Dieses Papier stellt eine Synthese früherer Veröffentlichungen zu diesem Phänomen dar [14–17]. Das Hauptziel besteht darin, den Mechanismus hinter den experimentell beobachteten nicht synchronen Phänomenen aufzuklären und durch einen Vergleich mit numerischen Simulationen eine schlüssige Erklärung zu geben.

Asynchrone Aktivität wurde unter verschiedenen Betriebsbedingungen beobachtet, aber in einem bestimmten Übergangstest fiel ein akustischer Modus mit einem strukturellen Modus zusammen und führte zu erheblichen Schaufelschwingungen. In diesem Dokument werden der Testfall und die experimentellen Beobachtungen zu diesem asynchronen Phänomen beschrieben. Um die Entstehung dieses Phänomens zu verstehen, werden vollständige Ringraum-Instationärsimulationen für zwei Betriebsbedingungen durchgeführt. Um die numerischen Ergebnisse detailliert nachzubearbeiten, wird eine räumliche Fourier-Transformation berechnet, um die dominanten Umfangswellenzahlen zu bestimmen. Anschließend wird eine zeitliche Fourier-Transformation verwendet.

2. Grundlagen

In dieser Studie sind nur nicht-synchrone Frequenzen relevant. Um diese nicht-synchronen Schwankungen zu isolieren, wird die Abweichung der zeitlichen Signale \tilde{y}_s berechnet, indem ein Ensemble-Durchschnittswert der vorangegangenen r Umdrehungen vom Momentanwert $s(i, n)$ bei Probe i und Umdrehung n abgezogen wird [18]:

$$\tilde{y}_s(i, n) = s(i, n) - \frac{1}{r} \sum_{m=1}^r s(i, n - m). \quad (1)$$

In dieser Arbeit wird ein gleitender Ensemble-Durchschnitt von 4 Rotationen von experimentellen und numerischen Daten abgezogen, um nur den nicht synchronen Teil der Rohdaten zu behalten. Alle Frequenzen in diesem Dokument werden mithilfe von Gleichung (2) durch die Wellenrotationsfrequenz (f_{rot}) normalisiert, was die Motorordnung (EO) ergibt.

$$F^y = \frac{f}{f_{rot}}(EO). \quad (2)$$

Abbildung 1 zeigt zwei Frequenzspektren eines instationären Wanddrucksignals (a) und der damit verbundenen nicht synchronen Wanddruckschwankungen (b) im stationären Referenzspektrum. Im Frequenzspektrum (a) sind synchrone und nicht-synchrone Aktivitäten zu beobachten. Der Frequenzpeak, der der Blattdurchgangsfrequenz von Rotorblättern entspricht ($f_{\dot{y}} = 16EO$), ist

in den Rohdaten deutlich sichtbar. Dieser Peak ist nach der Isolierung des nicht synchronen Teils nicht mehr zu beobachten, wie im Frequenzspektrum (b) gezeigt. Bezüglich der nicht synchronen Frequenzen ($f \ddot{y}$ nahe 6 und 12EO) sind ihre Amplituden in beiden Spektren gleich. Durch Anwendung dieser Methode werden nicht synchrone Frequenzen also gut isoliert. Alle im Folgenden dargestellten Daten enthalten nur den nicht synchronen Teil der Rohdaten

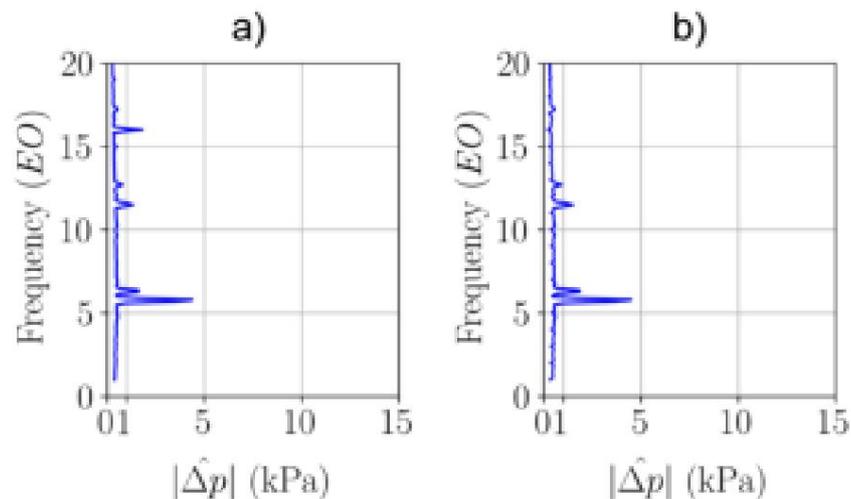


Abbildung 1. Frequenzspektren im stationären Referenzrahmen von: (a) instationärem Wanddrucksignal ; (b) nicht synchronen Wanddruckschwankungen nach Subtraktion eines gleitenden Ensemble-Durchschnitts von 4 Rotationen.

Eine Druckwelle kann im stationären Referenzrahmen als eine Reihe von Raum-Zeit-Harmonische (N_a, n) wie in Gleichung (3) gezeigt, wobei $P_{Na,n}$ die Amplitude ist, f die normalisierte Frequenz im stationären Referenzrahmen ist und \ddot{y} die Phase dar:

$$p(r, \ddot{y}, \mathbf{x}, t) = \sum_{N_a = \ddot{y} \ddot{y} n = 0}^{\ddot{y}} \sum_{n=0}^{\ddot{y}} P_{Na,n}(r) e^{i(N_a \ddot{y} \text{stat} \ddot{y} f - \ddot{y} \text{stat} n \text{frott} + \ddot{y} \text{stat} \text{stat} (X))} \quad (3)$$

Für eine bestimmte rotierende Druckwelle im stationären Referenzrahmen mit normalisierter Frequenz $f \ddot{y}, \text{stat}$, die sich um den Umfang mit Umfang bewegt, ist es möglich, die Umfangswellenzahl $|N_a|$ abzuleiten mit Ausbreitungsgeschwindigkeit c Gleichung (4) [19]. Der Term $\ddot{y} r$ stellt die Blattgeschwindigkeit beim Radius r dar.

$$|N_a| = \left| f \frac{\ddot{y}, \text{stat}}{c_{\text{stat}}} \frac{\ddot{y} r}{\text{prop}} \right| \quad (4)$$

Es ist auch möglich, die Umfangsorganisation N_a aus Gleichung (5) zu ermitteln, die jeweils der normalisierten Frequenz und dem Umfang e wobei $f \text{prop} \ddot{y}, \text{rel}$ und c_{rel} die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist, gemessen im rotierenden Referenzrahmen:

$$N_a = f \frac{\ddot{y}, \text{rel}}{c_{\text{rel}}} \frac{\ddot{y} r}{\text{prop}} \quad (5)$$

Die Beziehung zwischen den Frequenzen in beiden Referenzsystemen wird durch Gleichung (6) gegeben:

$$f \ddot{y}, \text{stat} = f + N_a \ddot{y}, \text{rel} \quad (6)$$

Bei einem Strukturschwingungsmodus basierend auf der Eigenfrequenz der Schaufelblätter f wird anstelle der Umfangswellenzahl der Knotendurchmesser (ND) verwendet. Im Gegensatz zu aerodynamischen Modi muss der Knotendurchmesser kleiner als die Hälfte der Schaufelblattanzahl

Befindet sich die Struktur in Resonanz mit einem aerodynamischen Modus von $|Na| > 0,5Nb$, entwickelt sich ein Strukturmodus, der in die entgegengesetzte Umfangsrichtung verläuft und bei dem $ND = |Na| \dot{\gamma} Nb < 0$ ist.

3. Testfall und experimentelle Ergebnisse

3.1. Experimenteller

Aufbau Der von Safran Helicopter Engines entwickelte Axialkompressor zu Forschungszwecken ist repräsentativ für einen modernen Hochgeschwindigkeits-Mehrstufenkompressor von Helikoptermotoren. Ziel der Testkampagne war es, die Vibrationen in jeder Laufschaufelreihe bei Betriebsbedingungen außerhalb der Auslegung zu untersuchen. Die Kompressorvorrichtung besteht aus Streben, variablen Eintrittsleitschaufeln (IGVs) und drei Stufen, wie in Abbildung 2 gezeigt. Der Staffelungswinkel der IGVs und Statoren 1 variiert je nach Wellendrehzahl. Der vorgestellte transiente Test wurde bei konstanter Teildrehzahl durchgeführt. Somit werden die Staffelungswinkel beider Reihen während des Experiments in einer festen Position gehalten. Was einige Besonderheiten des Kompressors betrifft, ist der Spitzenabstand aller Rotoren geringer als 1 % der Sehne, das Naben-Spitzen-Verhältnis liegt zwischen 0,6

Auf diesem Prüfstand stehen unterschiedliche Messsysteme zur Verfügung. Instationäre Druckmessungen werden mit gehäuse- und statormontierten Kulite-Aufnehmern durchgeführt. Diese Daten werden im stationären Referenzrahmen gemessen. Die Blattschwingungen der drei Rotoren werden mithilfe eines Magnet-Spulensystems [20] und der Tip-Timing-Technologie [21] ebenfalls im rotierenden Referenzrahmen gemessen. Das Magnet-Spulensystem besteht aus einem kleinen Magneten an der Rotorspitze und einer Spule entlang des Rotorumfangs. Dort wird die durch die Relativbewegung zwischen beiden Komponenten induzierte Spannung gemessen. Im Gegensatz zur Tip-Timing-Technologie, die die Spitzenverschiebung jedes Rotorblattes misst, werden mit dieser Technik nur die Schwingungen eines Blattes pro Reihe ermittelt. Zur Ermittlung der Umfangswellenzahl des Schwingungsmusters (Knotendurchmesser) wird das herkömmliche Tip-Timing verwendet. Die zeitliche Fourier-Transformation des Messsignals von umfangsmäßig verteilten optischen Sensoren wird berechnet, um die Schwingungsamplitude in Bezug auf die strukturellen Eigenfrequenzen für jedes Blatt zu erhalten. Anschließend wird eine räumliche Fourier-Transformation berechnet, um die Knotendurchmesserzerlegung zu erhalten.

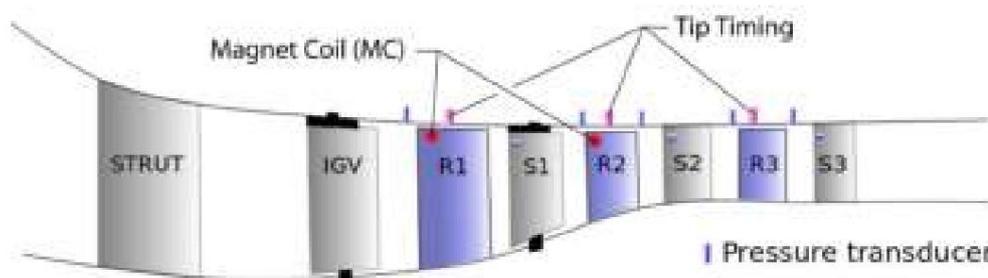


Abbildung 2. Schema des Forschungskompressors von Safran Helicopter Engines.

3.2. Experimentelle Kompressorkennlinie

Bei wiederholten Einschwingversuchen bei einer bestimmten Drehzahl wurden nichtsynchrone Phänomene beobachtet [14,15]. Abbildung 3 zeigt die relevante Kompressorkennlinie für die gesamte Anlage. An stabilisierten Betriebspunkten gemessene experimentelle Daten werden als violette Quadrate dargestellt. Während mehrerer Übergangstests, bei denen die Drosselklappe langsam in Richtung niedriger Massendurchflussraten geschlossen wurde, wurden nicht synchrone Druckschwankungen beobachtet. Die Betriebsbedingungen, bei denen diese signifikanten Druckschwankungen gemessen wurden, sind in Abbildung 3 dargestellt (rosa und gelbe Betriebspunkte). Es ist wichtig zu beachten, dass diese nicht synchronen Phänomene weit von der Stabilitätsgrenze entfernt auftreten, im Gegensatz zum rotierenden Stillstand oder Druckstoß. Der höchste Amplitudenpegel im Zusammenhang mit der nicht synchronen Aktivität wurde im Übergangstest vom Betriebspunkt OP-A in Richtung der Stabilitätsgrenze gemessen, daher wird seine Analyse im Abschnitt 3.3 ausführlich dargestellt. OP-B und OP-C sind zwei besondere Betriebspunkte, wobei OP-B einen Frequenzwechsel nicht sy

Schwingungen der Blattneigung, die nahe der numerischen Bedingung OP2 auftreten. Instationäre Vollringsimulationen bei OP0, OP1 und OP2 werden in den Zahlen in Abschnitt 4 ausführlich beschrieben.

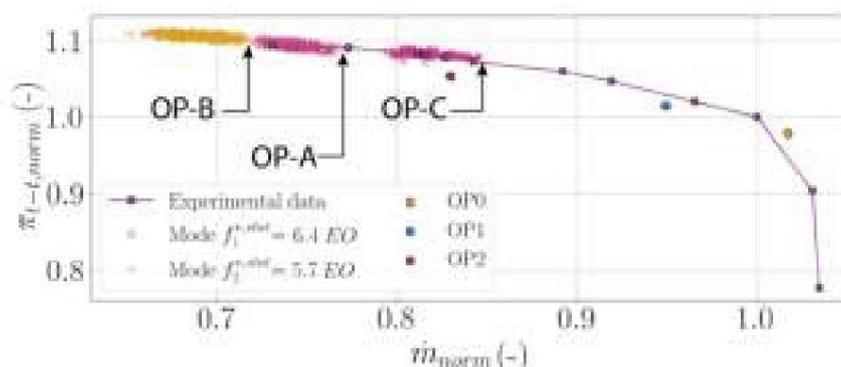


Abbildung 3. Vollständige Kompressorcharakteristik aus dem Experiment; Indikatoren für nicht synchrone Aktivität im transienten Experiment (Symbole x und +) und durchschnittliche Leistung aus instationären Simulationen (OP0, OP1 und OP2).

3.3. Transienter Test von OP-A bis zur Stabilitätsgrenze

Abbildung 4 zeigt eine Übersicht der experimentellen Daten, die während des betrachteten Übergangstests am Gehäuse nahe der Vorderkante von Rotor-2 gemessen wurden. Das Frequenzspektrum der Druckschwankungen (oberer Teil der Abbildung) zeigt mehrere nicht synchrone Frequenzen im stationären Referenzrahmen. In diesem Spektrum können zwei Phasen identifiziert werden, die als Phase I und Phase II bezeichnet werden. Im unteren Teil der Abbildung sind für jede Phase auch durchschnittliche Frequenzspektren dargestellt. Der Phasenwechsel erfolgt bei OP-B, das in Abbildung 3 identifiziert ist. Während Phase I ist ein dominanter nicht synchroner Peak bei $f = 6,4EO$ deutlich sichtbar. Dieser Peak wechselt von f Massenstrom von $\dot{m} = 0,72$. Somit ist der Druckpeak bei f Die jeweiligen zweiten Harmonischen jeder dominanten nicht synchronen Frequenz sind in den Spektren ebenfalls sichtbar, \dot{y}_1^{stat} bis $\dot{y}_2^{stat} = 5,7EO$ bei der normalisierten ebenso wie die Modulation mit der Schaufeldurchgangsfrequenz von Rotor-2 \dot{y}_2^{stat} wird in Phase II beobachtet. (BPFRotor-2 = 23EO). In Phase I hat die zweite Harmonische eine Frequenz von $2f = 12,7EO$

und die Modulationsspitzen werden bei BPFRotor-2 $\pm f$ beobachtet \dot{y}_1^{stat} . Während der Phase II Die zweite Harmonische der aerodynamischen Störung weist eine Frequenz von $2f$ auf $\dot{y}_2^{stat} = 11,4EO$. Die beiden Peaks, die sich aus der Modulation mit der Blattdrehfrequenz ergeben, sind bei BPFRotor-2 $\pm f$ zu erkennen. \dot{y}_2^{stat} Die Amplitude der nicht synchronen Druckschwankungen ist in beiden Phasen signifikant und liegt am Gehäuse nahe der Vorderkante von Rotor 2 über 8 kPa. Der Wechsel erfolgt nicht augenblicklich, sondern vorübergehend innerhalb einiger hundert Umdrehungen, also in Sekundenbruchteilen.

Diese Spektralanalyse zeigt, dass sich im Kompressor eine aerodynamische Störung, die als nicht synchrone Druckwelle mit hoher Amplitude identifiziert wird, festsetzt. Während des vorgestellten Übergangstests ändert sich ihre Frequenz am Betriebspunkt OP-B. Darüber hinaus werden weiterhin ihre zweite Harmonische und Modulationen mit der Schaufeldrehfrequenz beobachtet. Dies deutet darauf hin, dass das Phänomen stabil ist und seine physikalische Natur zwischen den verschiedenen Phasen nicht ändert, sondern seine Umfangswellenzahl.

Diese nicht synchronen Druckschwankungen werden im gesamten Kompressor beobachtet, wie in Abbildung 5 dargestellt. Sie zeigt die axiale Entwicklung der mittleren gemittelten Amplitude der dominanten Druckwellen für jede jeweilige Phase. Wenn zwei Wanddrucksonden an derselben axialen Position verfügbar sind, wird ein Durchschnitt der beiden Sonden berechnet. Der Trend zwischen beiden axialen Entwicklungen ist in Phase I und Phase II identisch. Die höchste Amplitude von etwa $\dot{y}13$ kPa wird in Phase 2 erreicht und stromabwärts ist ein schneller Abfall zu beobachten. Das niedrigere Amplitudenniveau wird am Gehä-

es ist immer noch ein signifikanter Wert von über 1 kPa. Der starke Abfall der Amplitude hinter Stator 2 wird in Abschnitt 5 erläutert.

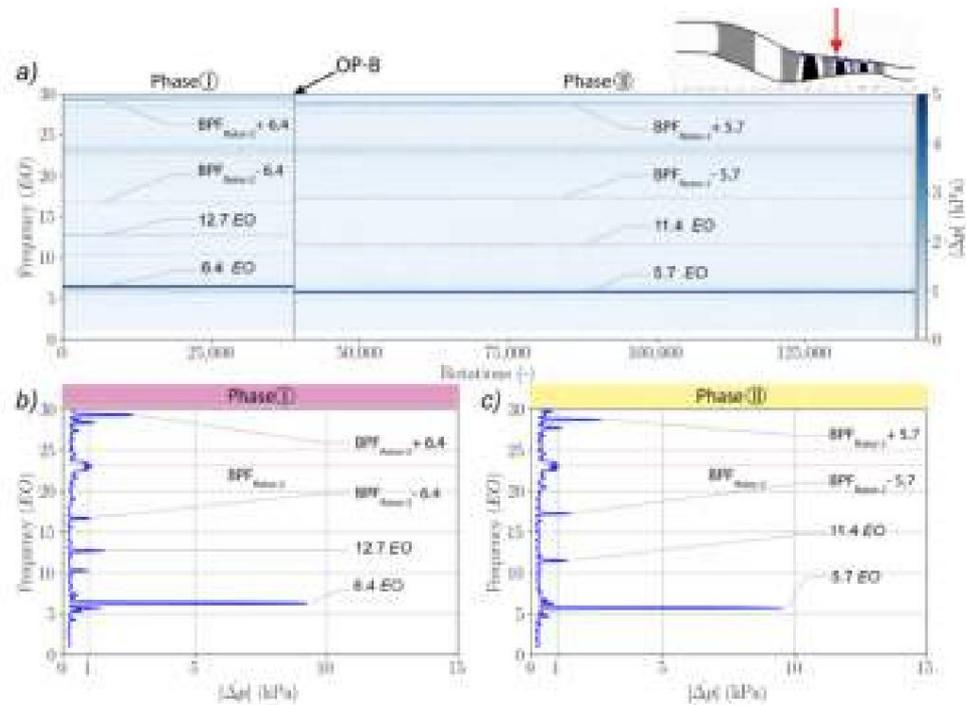


Abbildung 4. Spektralanalyse der am Gehäuse nahe der Vorderkante von Rotor 2 gemessenen Druckschwankungen: (a) Frequenzspektrum während des Übergangstests; (b) durchschnittliches Frequenzspektrum während Phase I; (c) durchschnittliches Frequenzspektrum während Phase II

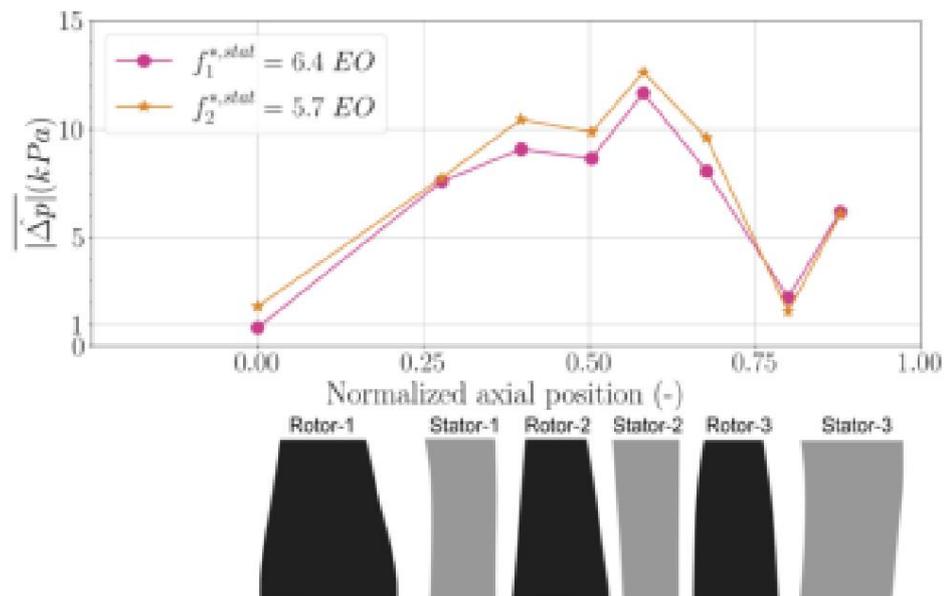


Abbildung 5. Axiale Entwicklung der mittleren gemittelten Amplitude des nicht synchronen Druckpeaks während Phase I und Phase II.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der betrachtete Test die Entstehung stabiler nicht synchroner Druckwellen mit hoher Amplitude im gesamten Kompressor zeigt. Während des Tests werden zwei Phasen unterschieden. Die Frequenz des nicht synchronen Druckmodus wechselt von $f = 6,4$ EO (Phase I) zu $f = 5,7$ EO (Phase II). Die axiale Entwicklung der zugehörigen Amplitude bleibt jedoch zwischen beiden Phasen gleich. Es is

Bei höheren Massenströmen von OP-C zu OP-A wurde ein nicht-synchroner Druckmodus beobachtet, der dem während Phase I festgestellten ähnelt (siehe Abbildung 3).

Mithilfe der Tip-Timing-Technologie und des Magnetspulensystems können die Rotorblattschwingungen im rotierenden Referenzrahmen gemessen werden. Abbildung 6 zeigt die zeitliche Entwicklung der Schwingungsamplitude dreier repräsentativer Rotorblätter von Rotor-2. Phase I und Phase II können ebenfalls unterschieden werden. Bei OP-B tritt eine Verhaltensänderung auf. Während Phase I wird ein signifikantes Schwingungsniveau mit einer mittleren Verschiebung von 0,3 % beobachtet. Im Gegensatz dazu nimmt er in Phase II schnell ab und bleibt während dieser Phase auf einem konstanten Niveau. Da die Rotorblätter in Phase II mit geringerer Amplitude schwingen, während der Druckmodus auf einem konstanten Niveau bleibt, kann ein selbsterregtes flatterartiges Phänomen ausgeschlossen werden.

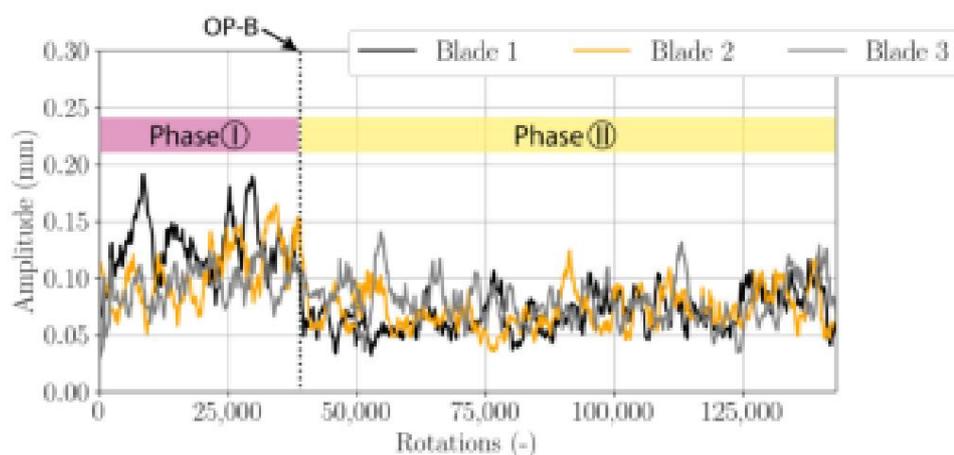


Abbildung 6. Zeitliche Entwicklung der Schwingungsamplitude für drei repräsentative Blätter von Rotor 2.

Abbildung 7 zeigt das Frequenzspektrum des Magnetspulensignals von Rotor-2. Die in diesem Datensatz beobachteten Frequenzen werden im rotierenden Referenzrahmen gemessen. Während des gesamten Tests sind für den ersten Eigenmodus des Rotorblatts von Rotor-2, der als Modus-1 bezeichnet wird, deutlich große Amplituden zu beobachten. Seine Frequenz beträgt $f = 2,7EO$. Betrachtet man die durchschnittlichen Frequenzspektren, nimmt die Amplitude des Strukturmodus Modus-1 von Phase I zu Phase II leicht ab. Es ist wichtig zu beachten,

auch in diesem Spektrum sichtbar. Ein Peak mit sehr geringer Amplitude bei $f_{y,rel} = 1,4EO$ in Phase I verschwindet in Phase II. Ein Peak bei $f = 1,7EO$ ist in Phase II deutlich sichtbar. Dieser Frequenzwechsel erfolgt zum selben Zeitpunkt wie der Frequenzwechsel, der im stationären Referenzrahmen (siehe Abbildung 4) bei OP-B beobachtet wurde. In Abbildung 7 ist während des gesamten Übergangstests auch ein deutlicher Frequenzpeak bei $f_{y,rel} = 0,5EO$ zu beobachten. Die Signatur ähnelt der einer rotierenden Stallzelle, die sich mit einer Geschwindigkeit von 50 % der Rotordrehzahl um den Umfang bewegt, jedoch wird diese gleiche Signatur bei den instationären Wanddruckmessungen nicht beobachtet. Da ihre Amplitude zwischen beiden Phasen konstant bleibt, wird sie in dieser Arbeit nicht untersucht und der Peak kann anhand der verfügbaren Daten nicht erklärt werden. Diese nicht synchrone Aktivität steht nicht mit einem Eigenmodus in Zusammenhang und ihre Quelle muss in der Strömungsdynamik gesucht werden. Zu diesem Zeitpunkt ist es notwendig, den Knotendurchmesser des Strukturmodus Mode-1 abzuleiten, um eine mögliche Wechselwirkung zwischen einem Druckmodus und einem Schaufeleigenmodus zu identifizieren.

Der Knotendurchmesser von Mode-1 kann aus den Tip-Timing-Daten abgeleitet werden, die die Spitzenverschiebung jedes Rotorblatts aufzeichnen. Wenn die Spitzenblattverschiebung und die Schwingungsfrequenz bekannt sind, kann der Knotendurchmesser des Strukturmodus bestimmt werden. Abbildung 8 zeigt die Knotendurchmesserzerlegung bei der 1. Blatteigenfrequenz von Rotor-2 $f_{y,rel}(\text{Mode-1}) = 2,7EO$ für beide Phasen. Die Amplitude der Tip-Timing-Zerlegung wird durch die höchste Amplitude normalisiert, die während Phase I erreicht wurde, um beide Phasen vergleichen zu können. Es ist offensichtlich, dass das dominante Muster des Strukturmodus Mode-1 einem Knotendurchmesser von $ND = +10$ während Phase I entspricht. Ein planares Muster ($ND = 0$) ist

ebenfalls beobachtet. In Phase II nimmt die Vibration der Rotorblätter von Rotor 2 deutlich ab (vgl. Abbildung 6). Die maximale normalisierte Amplitude ist stark um 70 % reduziert. Die Knotendurchmesserzerlegung ist dann nicht schlüssig. Es konnte jedoch ein dominantes Muster von $ND = +3$ während dieser Phase festgestellt werden.

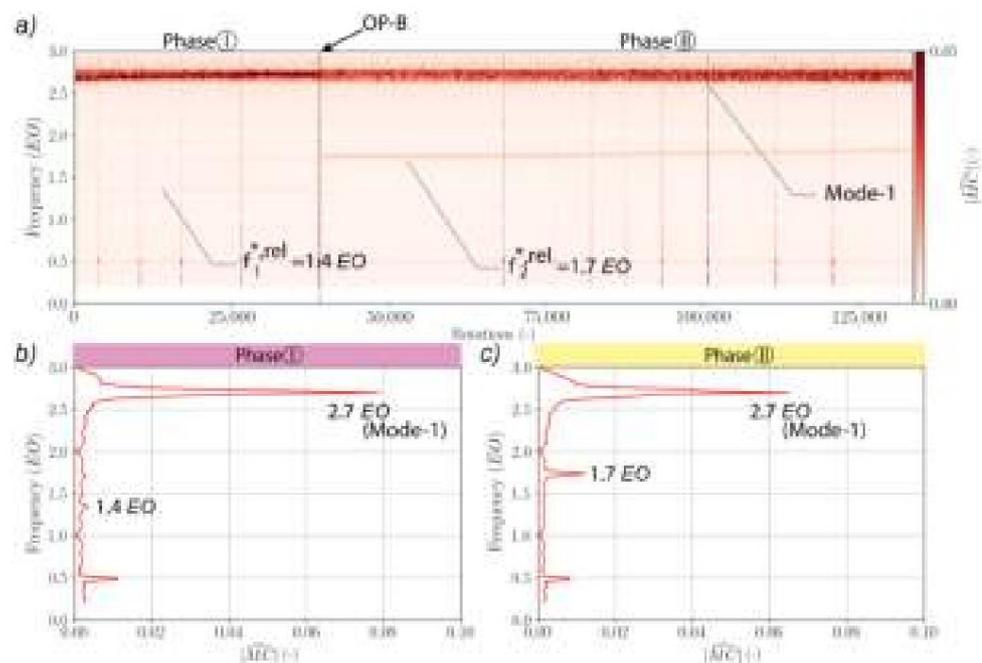


Abbildung 7. Spektralanalyse des Magnetspulensignals von Rotor 2: (a) Frequenzspektrum während des Transiententests; (b) durchschnittliches Frequenzspektrum während Phase I; (c) durchschnittliches Frequenzspektrum während Phase II.

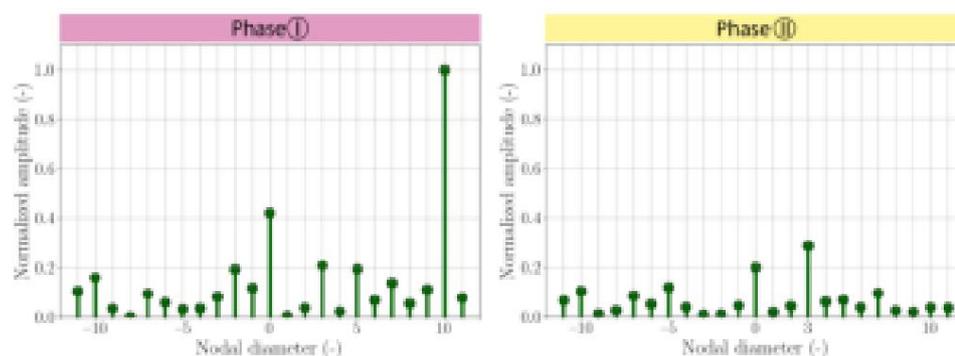


Abbildung 8. Knotendurchmesserzerlegung, geschätzt aus den Ergebnissen zur Blattspitzenzeit in Rotor-2 für sein 1. Blatt
Eigenfrequenz $f_{\dot{y},rel}$
Rotor-2 = 2,7EO während Phase I und Phase II.

Die Daten zum Zeitpunkt der Spitzendrehung werden außerdem nachbearbeitet, um die Knotendurchmesserzerlegung für $\dot{y}_{,rel}$ $\dot{y}_{,rel} f = 1,4EO$ und $\dot{y}_{,rel} f = 1,7EO$ zu erhalten. Da die Amplitude des nicht synchronen Druckmodus im Stator-2 am höchsten ist (siehe Abbildung 5), werden die Daten zum Zeitpunkt der Spitzendrehung des nachgeschalteten Rotor-3 verwendet. Abbildung 9 zeigt die Knotendurchmesserzerlegung bei der nicht synchronen Frequenz, die in jeder Phase beobachtet wurde. Die Amplitude wird wie in Abbildung 8 durch den Wert $ND = +10$ für den Eigenmodus des 1. Blattes während Phase I normalisiert. In Phase I tritt ein klarer Knotendurchmesser von $ND = +5$ auf, der in Phase II mit einer ähnlichen Amplitude zu einem Knotendurchmesser von $ND = +4$ wechselt.

Die Umfangswellenzahl N_a kann aus einem Vergleich zwischen dem stationären und dem rotierenden Referenzsystem gemäß Gleichung (6) abgeleitet werden. In beiden Referenzsystemen wurden nicht-synchrone Aktivitäten gemessen (siehe Abbildungen 4 und 7). Die

Der Vergleich ist für beide Phasen in den Abbildungen 10 und 11 dargestellt. Das Frequenzspektrum in Das stationäre Bezugssystem (blaue Kurve) wird mit dem instationären Wanddruck berechnet. Das Signal, das an der Vorderkante von Stator-2 bei 90 % der Kanalhöhe aufgezeichnet wurde. Die Frequenz Das Spektrum im rotierenden Referenzrahmen (rote Kurve) wird von der Magnetspule abgeleitet. Das Signal gemessen im Rotor-2.

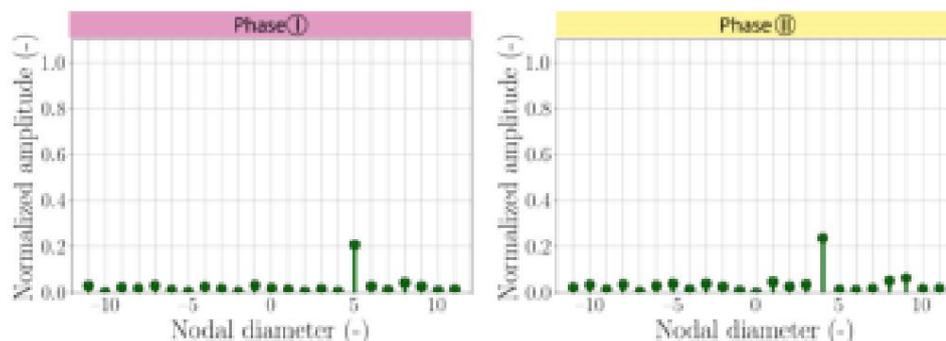


Abbildung 9. Knotendurchmesserzerlegung, geschätzt aus den Ergebnissen der Spitzenzeitmessung in Rotor-3 für die dominante nicht-synchrone Frequenz in Phase I ($f_1^{\dot{y},rel} = 1,4EO$) und Phase II ($f_2^{\dot{y},rel} = 1,7EO$).

Mehrere Beobachtungen aus aerodynamischen und mechanischen Daten können aus

Abbildung 10:

- Eine nicht synchrone Druckfrequenz bei $f_1^{\dot{y},stat} = 6,4EO$;
- Seine 2. Harmonische bei $2f_1^{\dot{y},stat} = 12,7EO$;
- Die 1. Blatteigenfrequenz von Rotor-2, angezeigt durch Mode-1 bei $f_{Rotor-2}^{\dot{y},rel} = 2,7EO$;
- Die 2. Blatteigenfrequenz von Rotor 2 wird durch Mode-2 bei $7,2EO$ angegeben;
- Die 3. Blatteigenfrequenz von Rotor 2 wird durch Mode-3 bei $13,1EO$ angezeigt.

Mit Hilfe von Gleichung (6) und Abbildung 8 kann die Frequenz von Mode-1 im stationären Rahmen der Referenz kann abgeleitet werden und ist gleich $f_{Rotor-2}^{\dot{y},stat} = f_{Rotor-2}^{\dot{y},rel} + ND = 2,7 + 10 = 12,7EO$.

Diese Frequenz ist im Spektrum des instationären Wanddrucksignals (blaue Kurve) sichtbar.

Es fällt mit der 2. Harmonischen der nicht-synchronen aerodynamischen Störung zusammen

bei $f_1^{\dot{y},stat} = 6,4EO$. Die nicht-synchrone Anregung von $f_1^{\dot{y},rel} = 1,4EO$ stellt ein Muster dar von $ND = +5$ (siehe Abbildung 9), was einer Frequenz im stationären Rahmen von

Referenz von $f_1^{\dot{y},stat} = 1,4 + 5 = 6,4EO$. Daher wird in Phase I die Druckwelle mit einem **dominante Wellenzahl von $Na = +5$ führt zu einer nichtresonanten Anregung der Rotorblätter bei $f_1^{\dot{y},rel} = 1,4EO$ und der zweiten Harmonischen von $Na = +10$ zu einer resonanten Anregung von Mode-1 bei $f_{Rotor-2}^{\dot{y},rel} = 2,7EO$, was zu den hohen Schwingungsamplituden führt (siehe Abbildung 6).**

Von Phase I zu Phase II bei OP-B ändert die auftretende aerodynamische Störung ihre **Umfangswellenzahl von $Na = +5$ auf $Na = +4$ (siehe Abbildung 9) und ein starker Abfall der Schwingungsamplitude von Rotor-2 wird beobachtet (siehe Abbildung 6).**

Ähnliche Beobachtungen, die in Phase I gemacht wurden, können auch in Phase II gemacht werden, gemäß **Abbildung 11:**

- Eine nicht synchrone Druckfrequenz bei $f_2^{\dot{y},stat} = 5,7EO$;
- Seine 2. Harmonische bei $2f_2^{\dot{y},stat} = 11,4EO$;
- eine nicht-synchrone Schwingungsfrequenz bei $f_2^{\dot{y},rel} = 1,7EO$;
- Die 1. Blatteigenfrequenz von Rotor-2, angezeigt durch Mode-1 bei $f_{Rotor-2}^{\dot{y},rel} = 2,7EO$;
- Die 2. Blatteigenfrequenz von Rotor 2 wird durch Mode-2 bei $7,2EO$ angegeben;
- Die 3. Blatteigenfrequenz von Rotor 2 wird durch Mode-3 bei $13,1EO$ angezeigt.

Die Häufigkeit von Mode-1 im stationären Referenzrahmen für die dominanteste Knotendurchmesser von $ND = +3$ (siehe Abbildung 8) ist ebenfalls gleich $f_{Rotor-2}^{\dot{y},stat} = f_{Rotor-2}^{\dot{y},rel} + ND = 2,7 + 3 = 5,7EO$. Die nicht-synchrone Anregung von $f_2^{\dot{y},rel} = 1,7EO$ stellt ein Muster dar

von $ND = +4$ (siehe Abbildung 9), was einer Frequenz im stationären Bezugssystem von $\dot{\gamma}_{stat}$ reference von $f = 1,7 + 4 = 5,7EO$ entspricht. Obwohl diese Frequenz der Frequenz der auftretenden aerodynamischen Störung entspricht, ist die Umfangswellenzahl zwischen der aerodynamischen Störung ($N_a = +4$) und dem Strukturmodus ($ND = +3$) nicht kohärent.

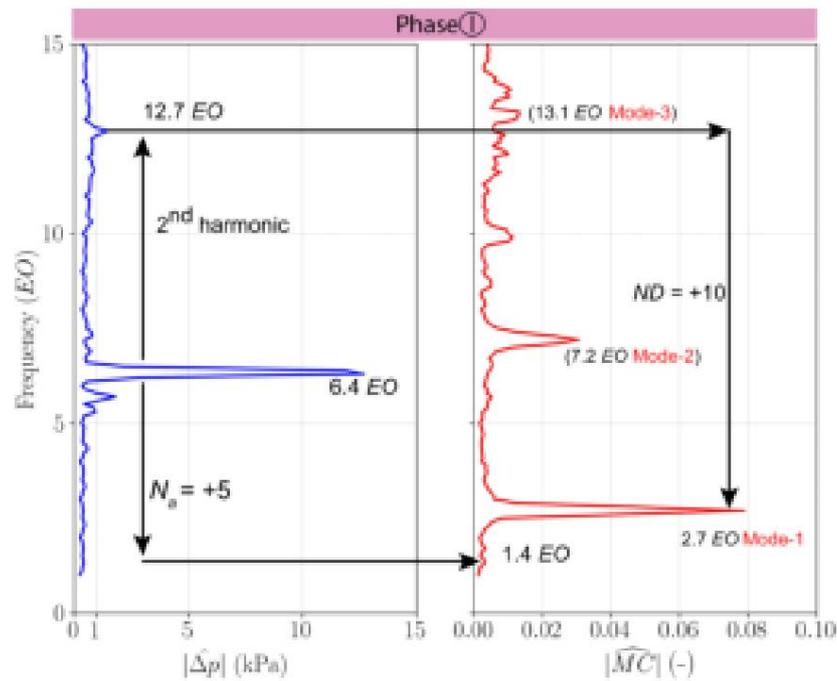


Abbildung 10. Frequenzspektren während Phase I der Druckschwankungen, gemessen an der Vorderkante von Stator 2 bei 90% der Kanalhöhe im stationären Referenzrahmen und Magnetspulensignal von Rotor 2, gemessen im rotierenden Referenzrahmen.

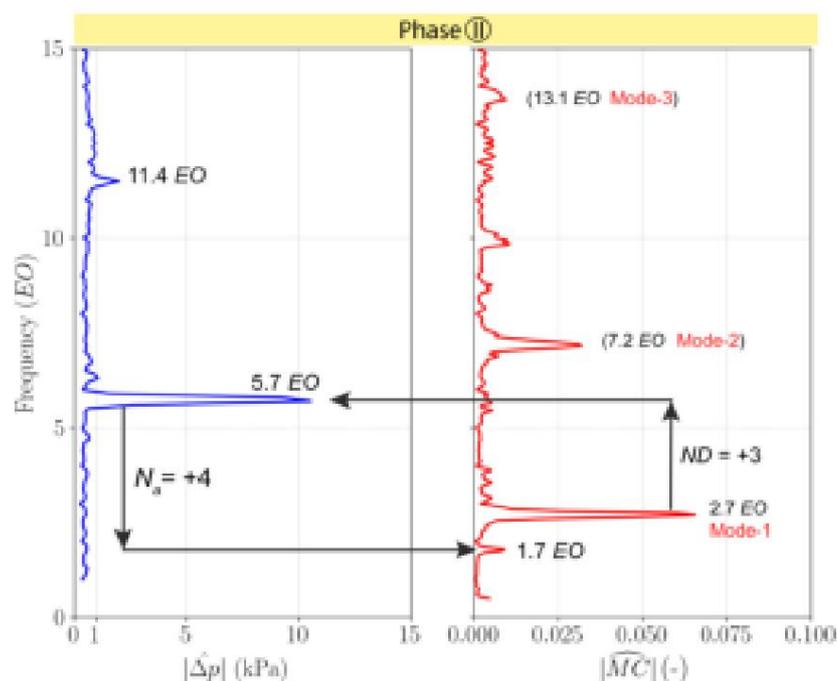


Abbildung 11. Frequenzspektren während Phase II der Druckschwankungen, gemessen an der Vorderkante von Stator 2 bei 90% der Kanalhöhe im stationären Referenzrahmen und Magnetspulensignal von Rotor 2, gemessen im rotierenden Referenzrahmen.

Tabelle 1 fasst die Eigenschaften der experimentellen Modi zusammen, die bei gekoppelten im transienten Test. Sowohl der Strukturmodus als auch der Druckmodus (2. Harmonische der akustischer Modus) drehen sich in die gleiche Richtung wie der Rotor mit einer Umfangsgeschwindigkeit am Gehäuse höher als die Rotorblattgeschwindigkeit. Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass der Druck Welle ist akustischer Natur, da sich die konvektiven Phänomene nicht schneller ausbreiten können als der Rotor. Die 1. Harmonische dieses akustischen Modus entspricht einem Druckmodus mit einer Umfangswellenzahl von $Na = +5$ und eine Frequenz im stationären Bezugssystem von Referenz von $f_{1,stat} = 6,4EO$.

Tabelle 1. Experimentell beobachtete gekoppelte nicht-synchrone Modi während Phase I.

Beobachteter Modus	Strukturmodus 1.	Akustikmodus
	Blatteigenm. Rotor-2	2. Harmonische Vorderkantenstator-2
	ND = +10	Na = +10
$f_{1,stat}(EO) f$	12.7	12.7
$\dot{y}_{rel}(EO)$	2.7	2.7
$c_{prop/\dot{y}}^{stat}$	1.3	1.3
$c_{prop/\dot{y}}^{rot}$	0,3	0,3

Betrachtet man Abbildung 3 noch einmal, so scheint es, dass für rosa Betriebspunkte ein mitrotierender akustischer Modus mit $Na = +5$ und seiner 2. Harmonischen, der sich in der gesamten Maschine etabliert. Basierend auf Grundlage der Analyse der Spitzenzeiten und der Magnetspulendaten entwickelt Rotor-2 ein strukturelles Schwingungsmuster basierend auf seinem 1. Blatteigenmodus, der mit der 2. Harmonischen der akustischen. Bei weiterer Drosselung (gelbe Arbeitspunkte) wird die Umfangswellenzahl der ändert sich der akustische Modus zu $Na = +4$. Damit ist die bisherige Kohärenz der 2. Harmonischen geht verloren. Als Folge davon verringert sich die Schwingung der Rotorblätter von Rotor-2 (siehe Abbildung 6) bei gleichzeitig, während die Amplitude der aerodynamischen Störung konstant bleibt (siehe Abbildung 5). Basierend auf dieser Interpretation wird das Phänomen als „Nicht-Synchronous Erzwungene Reaktion“.

4. Numerische Untersuchung

4.1. Numerisches Setup

Um die im transienten Test beobachtete akustische Resonanz zu reproduzieren, wird eine numerische Untersuchung an der relevanten Geschwindigkeitslinie durchgeführt (siehe Abbildung 3). Da akustische Modi im gesamten Kompressor beobachtet, der Berechnungsbereich umfasst die IGVs und die drei Stufen, wie in Abbildung 12 dargestellt. Die nachgeschaltete Versuchsdüse wird verlängert durch eine konvergente Düse, um die numerische Stabilität zu verbessern.

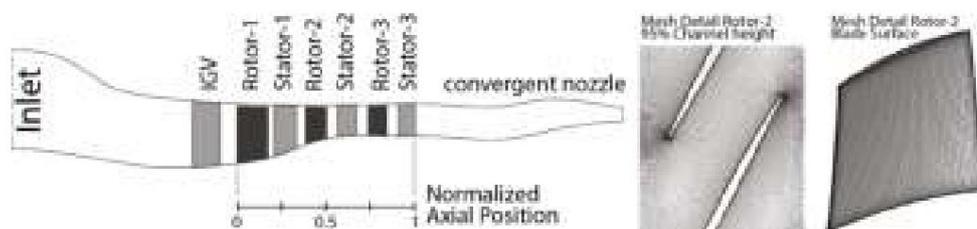


Abbildung 12. Berechnungsbereich für stationäre und instationäre Simulationen und Details des Rotor-2-Netzes.

Die axialen und azimutalen Wellenlängen der in dieser Arbeit beobachteten Spinmoden sind groß: Etwa das 0,8-fache der axialen Länge des Kompressors und fast das 0,2-fache der Kompressorumfang. Es wurde beobachtet, dass die Umfangswellenzahl von der akustische Modus ist nicht festgelegt (er ändert sich im Experiment von $Na = +5$ zu $Na = +4$). Es ist wichtig, dass es nicht durch periodische Randbedingungen eingeschränkt wird. Daher Simulationen sind erforderlich. Darüber hinaus müssen die Druckmodi axial propagierend sein zwischen Reihen. Daher werden Gleitnetze zwischen stationären und rotierenden Domänen verwendet, anstatt

von Mischebenen. Am Einlass und Auslass des Berechnungsbereichs werden nichtreflektierende 1-D-Randbedingungen angewendet, die konservative und turbulente Variablen f

Zur Vernetzung des Bereichs wird Numeca AutoGrid5 verwendet. Der vollständige Kompressor ohne Streben wird mit einer Gesamtzahl von 133×106 Zellen modelliert. Jeder Schaufeldurchgang jedes Rotors wird mit ungefähr $1,1 \times 106$ Zellen vernetzt. Vernetzungsvisualisierungen von Rotor 2 sind auch in Abbildung 12 dargestellt.

Alle Simulationen werden mit dem Strömungslöser elsA durchgeführt, einem instationären Reynolds- Average Navier–Stokes (URANS)-Löser, der von ONERA (Paris, Frankreich) entwickelt wurde [22]. Das Roe-Schema wird mit einer Genauigkeit 2. Ordnung im Raum verwendet und das verwendete Turbulenzmodell ist das $k-\epsilon$ Smith-Modell. Wandfunktionen werden auf alle Oberflächen angewendet ($y^+ > 30$). Um den Ansatz zu validieren, wurde ein Vergleich zwischen den Ergebnissen wandaufgelöster Die Simulationen sind zeitgenau und verwenden ein duales Zeitschrittverfahren mit 10 Unteriterationen und 1000 physikalischen Zeitschritten pro Rotation. Dies entspricht 40 physikalischen Zeitschritten pro minimaler Schaufeldurchgangsperiode. Die höchste Frequenz, die gemäß dieser zeitlichen Diskretisierung erfasst wird, beträgt 500EO, was für diesen Fall mehr als ausreichend ist. Instationäre Vollringssimulationen werden mit stationären Einzeldurchgangssimulationen mit Mischebenen initialisiert. Jede Berechnung wird auf 700 Prozessoren verteilt und es werden 40 Rotationen gerechnet, um eine periodische Konvergenz zu erreichen. Der Rechenaufwand beträgt 385.000 CPU-Stunden für einen Betriebspunkt.

4.2. Simulationsergebnisse

Die Simulationen wurden an drei Betriebspunkten durchgeführt, die in Abbildung 3 als OP0, OP1 und OP2 dargestellt sind. Sie liegen jeweils in der Nähe der Drosselklappe (OP0), in der Nähe des Spitzenwirkungsgrads (OP1) und bei einem Massenstrom, bei dem im Experiment starke nicht synchrone Druckschwankungen gemessen wurden (OP2). Die Leistung des gesamten Kompressors wird durch die instationären Simulationen gut vorhergesagt, zeigt jedoch eine Tendenz zu einem geringeren Gesamtdruckanstieg. Simulationen bei höheren Lastbedingungen als OP2 weichen aufgrund der Entstehung rotierender Abrisszellen voneinander ab.

4.2.1. Durchschnittliche Ergebnisse

In [15] wurden stationäre Ergebnisse kurz diskutiert. Abbildung 13 zeigt die Konturen der durchschnittlichen relativen Mach-Zahl, berechnet über die letzten vier berechneten Rotationen im gesamten Kompressor für die instationären Vollringergebnisse bei OP0, OP1 und OP2. Die Strömungsbedingung in Rotor-3 ist transsonisch. Für OP1 und OP2 ist die Relativgeschwindigkeit in Rotor-1 aufgrund der IGV-Einstellung sehr niedrig und Rotor-2 läuft transsonisch. Die Belastung von Rotor-2 steigt zwischen OP1 und OP2 stark an. Bei OP2 erscheint auf der Saugseite von Rotor-2 eine verdickte Grenzschicht. Rotor-3 ist hoch belastet mit weit abgelösten Stößen. Eine verdickte Grenzschicht wird auch auf der Saugseite von Rotor-3 beobachtet.

4.2.2. Modale Zerlegung

Um alle nicht synchronen Modi zu bestimmen, die im Kompressor für die drei Betriebspunkte festgestellt werden, ist es notwendig, die axiale Entwicklung der Umfangswellenzahl $|N_a|$ abzuleiten. Das folgende Verfahren wird auf das statische Druckfeld bei 99,5 % der Kanalhöhe angewendet, um im Spitzenspalt, aber außerhalb des Einflussbereichs der Wandfunktion zu bleiben. Der Ensemble-Durchschnitt der letzten vier berechneten Rotationen wird vom Momentansignal abgezogen, um periodische Rotorphänomene zu entfernen.

Gemäß Gleichung (3) werden nicht-synchrone Druckwellen als eine Reihe von Raum-Zeit-Harmonischen beschrieben. Um die Umfangswellenzahlen $|N_a|$ abzuleiten, wird für jeden Zeitschritt über 4 Rotationen eine räumliche Fourier-Transformation um den Umfang an verschiedenen axialen Positionen berechnet. Der Durchschnittswert dieser Momentanspektren wird analysiert, um die azimutale Organisation der nicht-synchronen Druckmodi zu bestimmen.

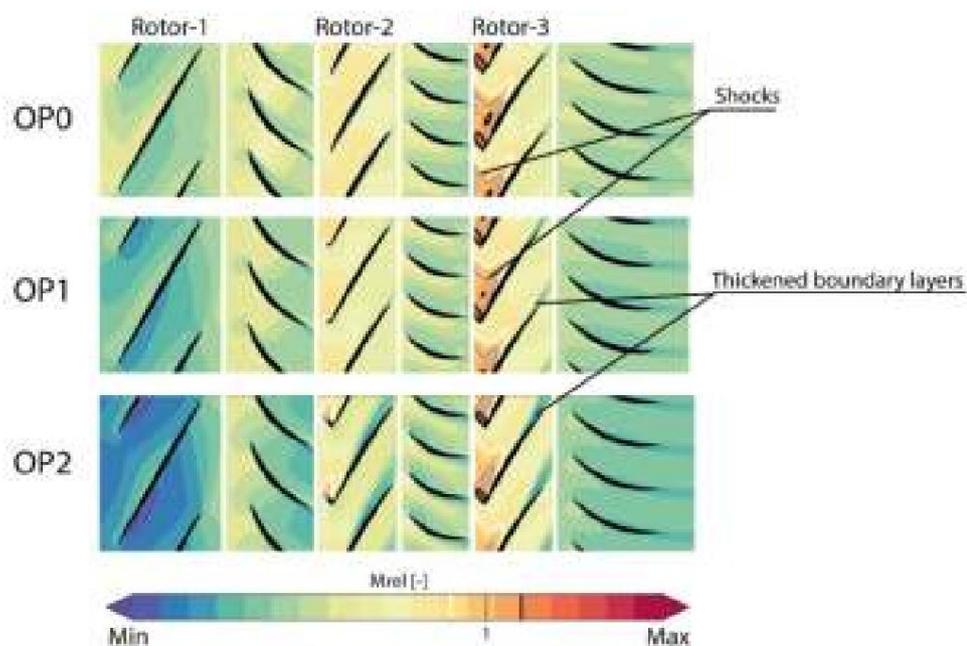


Abbildung 13. Relative Machzahlkonturen bei 80 % der Kanalhöhe für den gesamten Kompressor, der Mittelwert der URANS-Simulationen für OP0, OP1 und OP2. Die grauen Isokonturen bei niedriger Überschallgeschwindigkeit visualisieren die Schockstruktur.

Die modale Zerlegung bei OP0 zeigt kleine Spuren nicht synchroner Druckmodi zwischen Stufe 2 und Stufe 3 mit einer Amplitude von deutlich unter 1 kPa. Es wird davon ausgegangen, dass bei OP0 keine signifikante nicht synchrone Druckmodi vorliegen.

Die Abbildungen 14 und 15 zeigen diese axiale Entwicklung für OP1 bzw. OP2. Die Vorderkante und die Hinterkante jedes Rotors werden durch zwei vertikale Linien dargestellt. Bei OP1 wird in Stufe 3 eine starke nicht synchrone Aktivität beobachtet. Ein Druckmodus mit $|Na| = 3$ (angezeigt durch den Buchstaben „A“) ist eindeutig mit einem Peak in Rotor 3 zu identifizieren. Die zugehörige Amplitude ist in der Nähe von Rotor 3 hoch (≈ 2 kPa) und nimmt stromabwärts leicht ab. Dieser Druckmodus wird stromaufwärts dieses Rotors nicht beobachtet. Signifikante Peaks bei $|Na| = 20$ und $|Na| = 26$ sind ebenfalls in Rotor 3 vorhanden, wie durch die Buchstaben „B“ bzw. „C“ angezeigt. Der Druckmodus $|Na| = 20$ breitet sich stromaufwärts des Rotors aus, bis er die Vorderkante von Stator 2 erreicht. Der Modus $|Na| = 26$ ist nur in Rotor 3 sichtbar. Beide Modi weisen auf eine Modulation des nicht synchronen Druckmodus $|Na|$ hin = 3 mit der Anzahl der Rotorblätter von Rotor 3 ($N_b = 23$) bis $N_{a,mod} = N_b \pm |Na| = 23 \pm 3$, was 20 und 26 ergibt. Ein letzter Peak wird bei $|Na| = 15$ beobachtet, befindet sich stromabwärts von Rotor 3 und ist mit dem Buchstaben „D“ gekennzeichnet. Er wird in diesem Diagramm nicht dargestellt.

Abbildung 15 zeigt die axiale Entwicklung der Umfangswellenzahl basierend auf einem nicht synchronen Drucksignal bei OP2, wo experimentell starke nicht synchrone Schaufelvibrationen gemessen wurden (siehe Abbildung 3). Es ist wichtig zu beachten, dass die Druckskala 4-mal höher ist als die Skala in Abbildung 14. Eine deutlich dominante Umfangswellenzahl bei $|Na| = 6$ ist im Kompressor von Stator 1 bis Stator 3 vollständig etabliert. Dieser dominante Peak wird durch den Buchstaben „A“ angezeigt. Seine 2. Harmonische (Buchstabe „B“) und seine Modulationen mit der Schaufelzahl von Rotor 3 (Buchstaben „C“ und „D“) sind ebenfalls sichtbar. Die Amplitude des nicht synchronen Modus bei $|Na|$

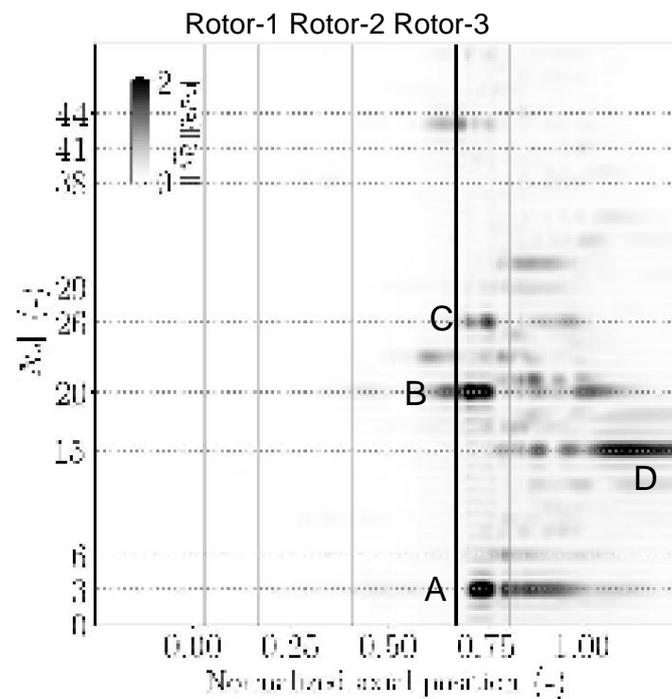


Abbildung 14. Axiale Entwicklung der Umfangswellenzahl ($|Na|$) basierend auf dem statischen Drucksignal bei 99,5% der Kanalhöhe für OP1.

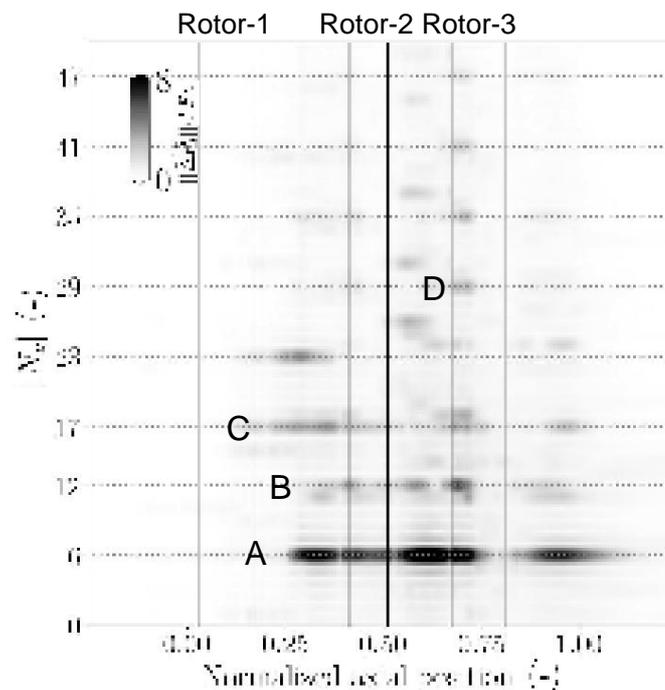


Abbildung 15. Axiale Entwicklung der Umfangswellenzahl ($|Na|$) basierend auf dem statischen Drucksignal bei 99,5% der Kanalhöhe für OP2.

4.2.3. Eigenschaften nicht-synchroner dominanter Modi

Um die Frequenzen der etablierten Modi in beiden Referenzrahmen abzuleiten, wird die folgende Zerlegung des nicht synchronen Druckfelds bei 99,5% der Kanalhöhe angewendet. Zunächst wird ein räumlicher Filter des Umfangssignals für jeden einzelnen Zeitschritt in Abhängigkeit von der gewünschten Umfangswellenzahl ($|Na|$) angewendet. Dadurch wird die zeitliche Entwicklung der räumlich gefilterten Amplitude extrahiert (siehe Gleichung (3)). Zweiten

Es wird die Fourier-Transformation dieser Amplitude über 8 Umdrehungen verwendet. Die Anzahl 8 Umdrehungen verbessert die Frequenzauflösung. Diese Zerlegung, angewendet auf einen Rotor (bzw. Stator) \ddot{y}_{rel} (bzw. $f \ddot{y}_{stat}$), im rotierenden (bzw. stationären) Referenzsystem f . Abbildungen 16 und 17 zeigen die axiale Entwicklung der Frequenz, die jedem dominanten Modus in Abhängigkeit vom Betriebspunkt zugeordnet ist: Druckmodus mit $|N_a| = 3$ für OP1 (siehe Abbildung 14) und $|N_a| = 6$ für OP2 (siehe Abbildung 15). Bei OP1 hat der dominante nicht synchrone Modus mit $|N_a| = 3$ eine Frequenz von $f = 2,3EO$ im stationären Referenzsystem (am höchsten in Stator-3), wie durch den Buchstaben „A“ in Abbildung 16 angezeigt. Dieser dominante Modus hat auch eine Frequenz von $f = 5,3EO$ im rotierenden Referenzsystem (höchste $\ddot{y}_{stat} < f$ in Rotor-3), wie durch den Buchstaben „B“ angezeigt. Da f Gleichung (6). Gemäß Abbildung 17 weist der dominante Druckmodus bei OP2 mit $|N_a| = 6$ eine im stationären Referenzrahmen von $f = 6,7EO$ auf (höchste Frequenz \ddot{y}_{rel} , N_a ist gleich \ddot{y}_3 gemäß \ddot{y}_{rel} in Stator-2, gekennzeichnet durch den Buchstaben „A“) und eine Frequenz von $f = 0,7EO$ im rotierenden Rahmen $\ddot{y}_{stat} > f \ddot{y}_{rel}$, sodass N_a die Referenz ist (höchste in Rotor-3, gekennzeichnet durch den Buchstaben „B“). In diesem Fall ist f gleich +6.

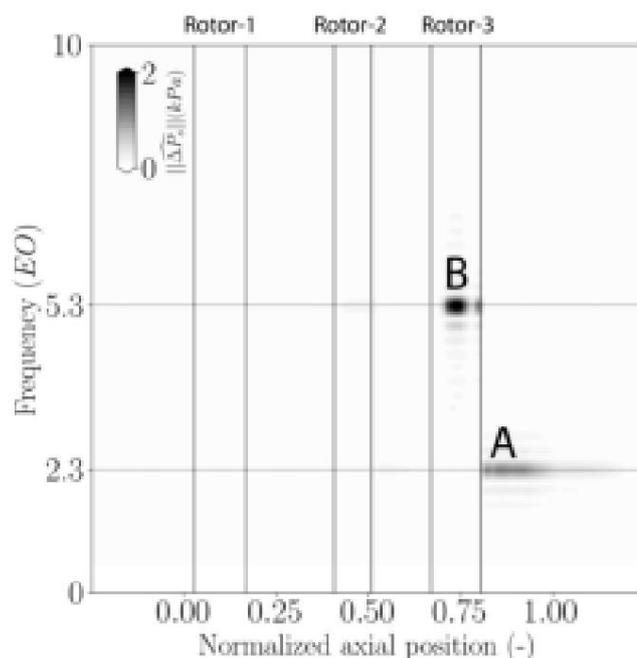


Abbildung 16. Axiale Entwicklung der Frequenz des dominanten Modus basierend auf dem statischen Drucksignal bei OP1: Modus \ddot{y}_{rel} in Rotoren, $f \ddot{y}_{stat}$ in Statoren). 99,5 % der Kanalhöhe für OP1: Modus \ddot{y}_{rel} in Rotoren, $f \ddot{y}_{stat}$ in Statoren).

Somit entwickeln beide instationären Vollringsimulationen bei OP1 und OP2 einen dominanten nichtsynchrone Druckmodus. Tabelle 2 fasst die jeweiligen relevanten Eigenschaften zusammen. Da die Frequenzen in beiden Bezugssystemen sowie die Umfangswellenzahl bekannt sind, kann die Umfangsausbreitungsgeschwindigkeit gemäß den Gleichungen (4) und (5) abgeleitet werden. Für OP1 wird in den Simulationen ein Druckmodus mit 3 gegenläufigen Lappen im stationären Bezugssystem beobachtet, wie in Abbildung 18 dargestellt, die eine Momentaufnahme der Simulation nach Erreichen der periodischen Konvergenz darstellt. Dieser in Rotor-3 stärkere 3-Lappen-Druckmodus ist zu jedem Zeitpunkt der Simulation in Stufe 3 sichtbar. In dieser Phase des Drucksignals ist keine signifikante nicht synchrone Aktivität stromaufwärts zu beobachten. Bei OP2 entspricht der dominante Druckmodus 6 Lappen, die im stationären Referenzrahmen mitrotieren. Dieser 6-Lappen-Druckmodus ist in Abbildung 19 deutlich von Stator-1, Stufe 2 und Stufe 3 zu unterscheiden. Er ist in Stufe 2 am höchsten. Beide Modi breiten sich nicht mit einer typischen Konvektionsgeschwindigkeit aus, sondern sind akustischer Natur, da sie sich mit einer Geschwindigkeit bewegen, die der Rotorgeschwindigkeit im stationären Referenzrahmen entgegengesetzt oder höher ist. Somit übersteigt die Umfangsgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit relativ zum mittleren Durchfluss c prop

Statistik $\ddot{y} v \ddot{y}$, gemäß Tabelle 2.

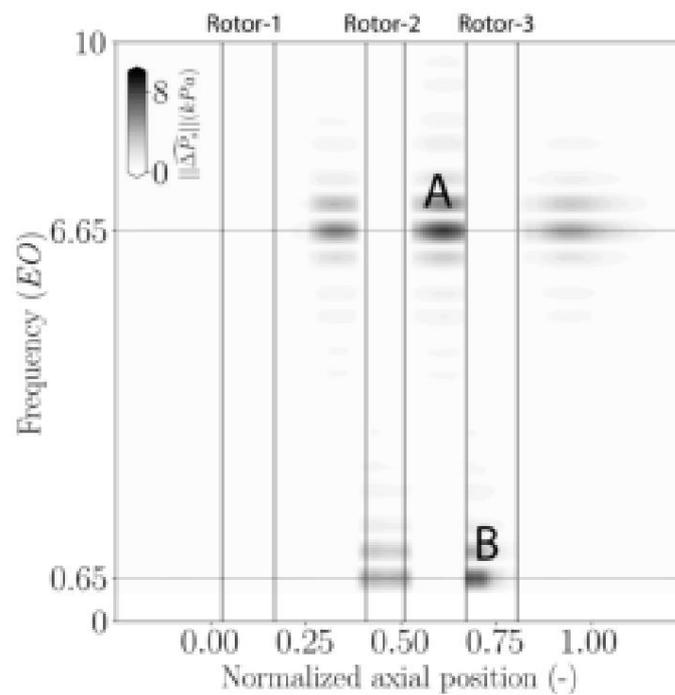


Abbildung 17. Axiale Entwicklung der Frequenz des dominanten Modus basierend auf dem statischen Drucksignal bei 99,5% der Kanalhöhe für OP2: Modus bei $|Na| = 6$ ($f_{yl,rel}$ in Rotoren, $f_{yl,stat}$ in Statoren).

Tabelle 2. Numerisch dominante nicht-synchrone Modi.

Betriebspunkt	OP1	OP2
Na	$\dot{y}3$	+6
$f_{yl,stat}$	2,3	6,7
$f_{yl,rel}$	5,3	0,7
$C_{prop/yr}^{stat}$	$\dot{y}0,8$	1,1
$C_{prop/yr}^{rot}$	$\dot{y}1,8$	0,1
$(C_{prop/vy}^{stat})/c$	1,03	1,02

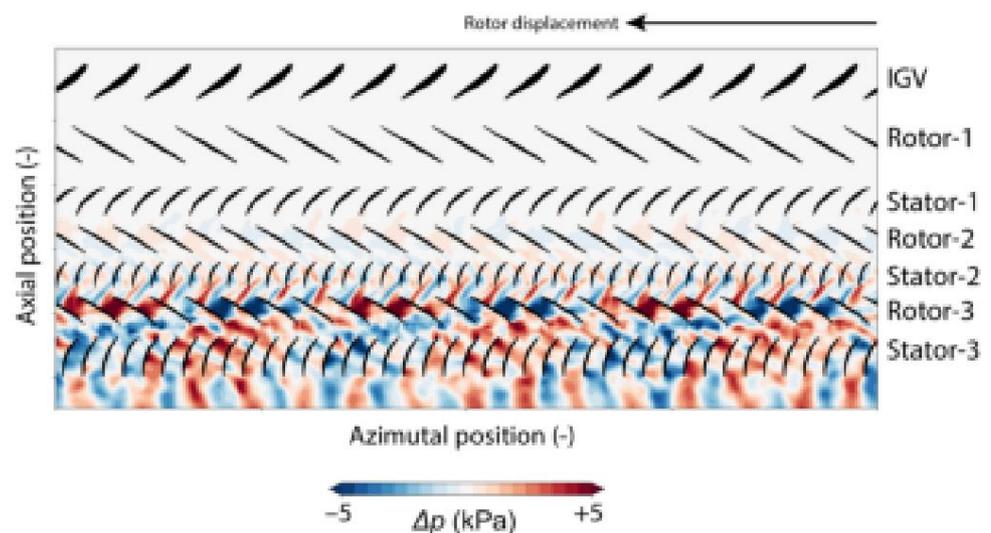


Abbildung 18. Momentaufnahme der instationären, nicht synchronen Druckschwankungen bei OP1 zu einem Zeitpunkt nach periodischer Konvergenz bei 80% der Spanne.

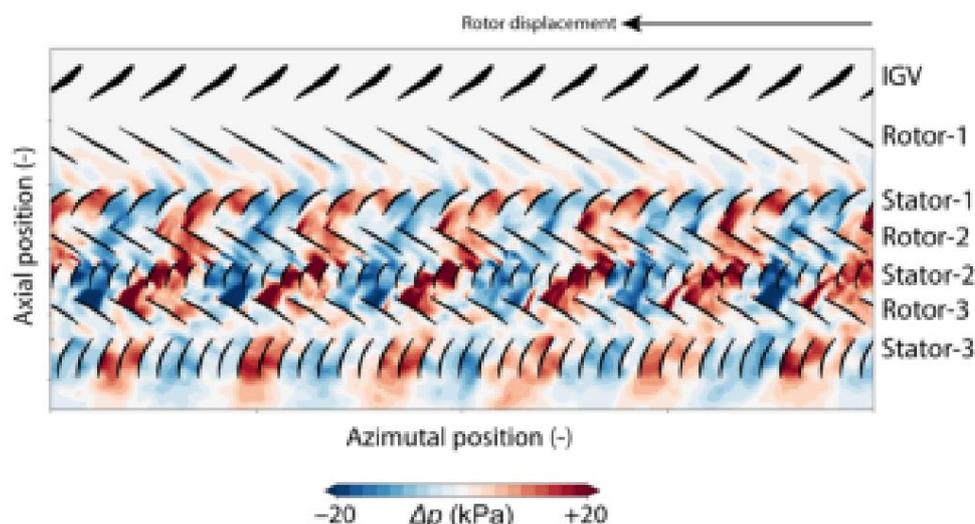


Abbildung 19. Momentaufnahme der instationären, nicht synchronen Druckschwankungen bei OP2 zu einem Zeitpunkt nach periodischer Konvergenz bei 80% der Spanne.

4.2.4. Lock-In zwischen aerodynamischen Störungen und akustischen Moden

Da die beiden Betriebspunkte die Entstehung akustischer Modi mit hoher Amplitude offenbaren, ist es wichtig zu beobachten, wie sich diese Modi auf das Strömungsfeld in Phase 2 und Phase 3 auswirken. Abbildung 20 vergleicht die axiale Mach-Zahl in der Axialebene bei 20 % der Sehne in Rotor-2 und Rotor-3 für die beiden Betriebspunkte zu einem repräsentativen Zeitpunkt. Es zeigt deutlich, wie die Strömung bei OP1 im Vergleich zu OP2 weitgehend ungestört ist. Bei OP1 ist die dominante Umfangswellenzahl von $Na = \sqrt{3}$ in Rotor-2 unsichtbar und in Rotor-3 nur geringfügig zu beobachten. Auf der Saugseite von Rotor-3 ist eine schwache Strömungsablösung vorhanden. Am höher belasteten Betriebspunkt OP2 ist die dominante Umfangswellenzahl von $Na = +6$ viel stärker. Sie erstreckt sich in beiden Rotoren radial von der Nabe bis zum Gehäuse. In Rotor-3 ist in der Nähe der Nabe eine große Ablösungszone auf der Saugseite zu beobachten. Daher kann das Lock-in-Phänomen als Resonanz zwischen einem wirbelnden akustischen Modus, der im axialen Spalt zwischen Rotor und Stator hohe Amplituden erreicht, und einer schwankenden Grenzschicht im hoch belasteten Rotor, die als Energiequelle dient, interpretiert werden. Somit hängt die dominante Umfangswellenzahl von den akustischen Ausbreitungsbedingungen ab.

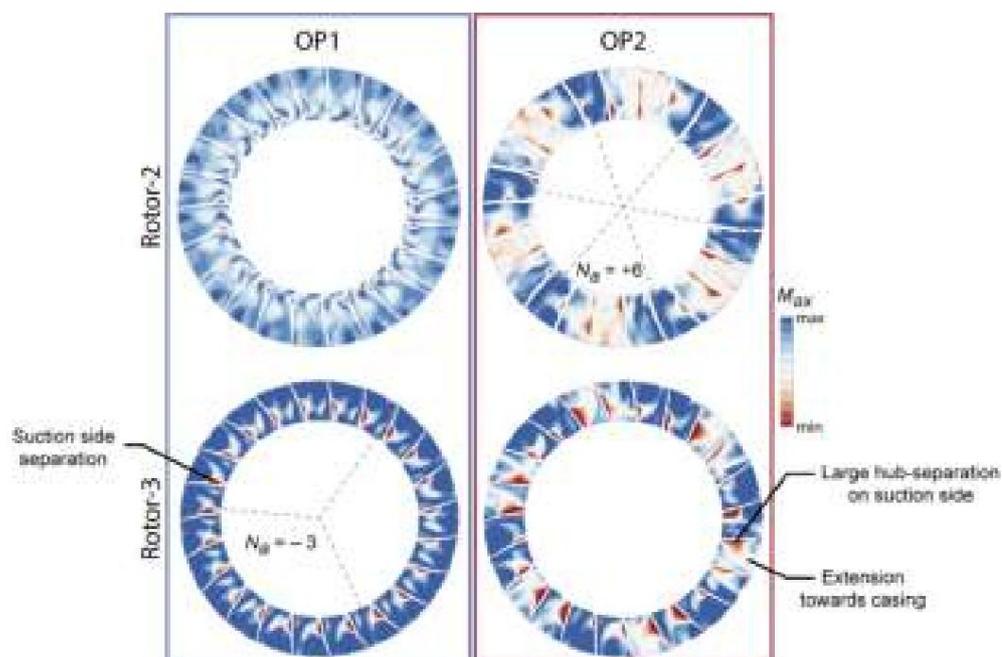


Abbildung 20. Axiale Mach-Zahl bei 20% der Sehne in Rotor 2 und Rotor 3 für OP1 und OP2.

5. Vergleich und Diskussion

Die axiale Entwicklung der modalen Amplitude des dominanten Druckmodus bei OP2 dargestellt in Abbildung 21 für das Experiment ($Na = \dot{\gamma}_{stat} \text{ beträgt} = 6,4EO$, siehe Abbildung +5, f Simulation ($Na = +6, \dot{\gamma}_{stat} = 10$) und = 6,7EO, siehe Abbildung 17), entlang der Amplitude des dominanten Modus $\dot{\gamma}_{stat}$ ($Na = \dot{\gamma}3$, $f = 2,3EO$, siehe Abbildung 16), der bei OP1 beobachtet wurde. Diese Entwicklungen werden am Gehäuse bestimmt. Die Übereinstimmung zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen bei OP2 ist bemerkenswert. Die Umfangswellenzahl ist nicht dieselbe (Experiment $Na = +5$ und Simulation $Na = +6$), dennoch stimmt die aus der Simulation ermittelte modale Amplitude gut mit dem Experiment überein. Bei OP1 tritt die nicht synchrone Aktivität nur in Phase 3 auf.

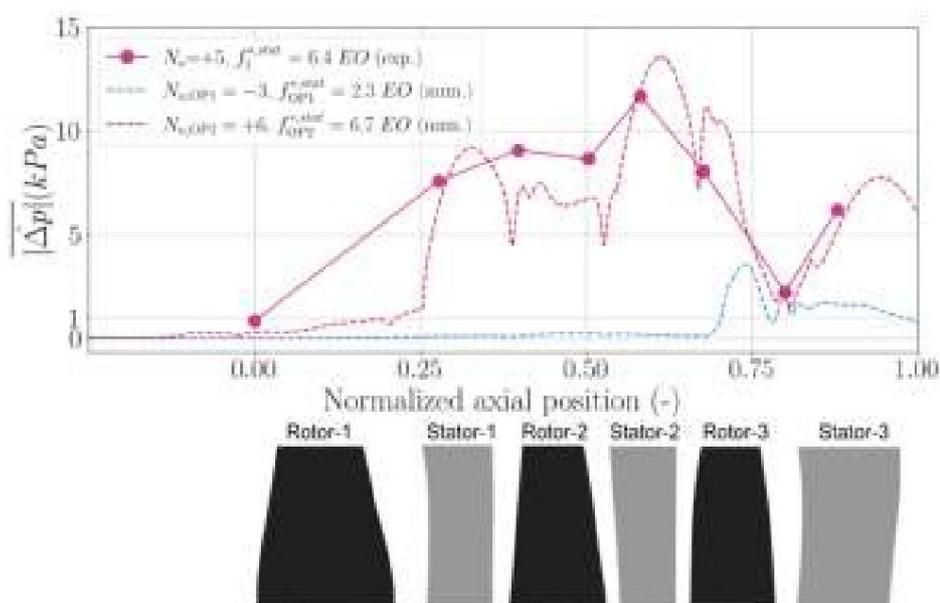


Abbildung 21. Axiale Entwicklung der Amplitude im Zusammenhang mit dem dominanten nicht synchronen Druckmodus, experimentelle Ergebnisse während Phase I und numerische Ergebnisse bei OP1 und OP2.

Da Rotor-3 der empfindlichste Rotor ist, zeigt Abbildung 22 den Verlauf der Grenzfrequenz in Abhängigkeit von der Umfangswellenzahl [23]. Die zur Berechnung dieser Frequenz verwendeten Strömungsbedingungen wurden aus Simulationen abgeleitet. Dieser Verlauf ist vor (blaue Kurve) und hinter (rote Kurve) dieses Rotors gegeben. Experimentelle und numerische akustische Modi sind mit Symbolen dargestellt. Der Verlauf der 1. Eigenfrequenz der Rotorblätter von Rotor-2 im stationären Referenzrahmen gemessen

Es lassen sich drei wichtige Beobachtungen machen:

- Alle auftretenden Modi, sowohl experimentell als auch in Simulationen, breiten sich nur in einer axialen Richtung aus. Mitrotierende Modi ($Na > 0$) werden nur stromaufwärts eingeschaltet, während gegenrotierende Modi ($Na < 0$) nur stromabwärts eingeschaltet werden;
- Unter hochbelasteten Bedingungen OP2 sind die Modi im Experiment und in Simulationen in der Wellenzahl und Frequenz gruppiert ($Na = +4, +5$ und $+6$);
- Das Zusammentreffen der zweiten Harmonischen bei $Na = +10$ eines akustischen Modus bei $Na = +5$ mit der strukturellen Blatteigenfrequenz führt im Experiment während Phase I zu einer signifikanten nicht synchronen erzwungenen Reaktion. Sobald der Modus in Phase II auf $Na = +4$ wechselt, fällt die Schwingungsamplitude ab, da die Anregung bei $Na = +8$ weit entfernt ist

aus der Resonanz.

Es ist unmöglich, dass ein selbsterregtes Phänomen (wie Flattern) vorliegt, da die Schaufelradvibration keinen subharmonischen Akustikmodus anregen kann. Dies wird im Experiment dadurch bestätigt, dass nach einer Wellenzahländerung die Schalldruckamplitude konstant bleibt, die Vibration jedoch abnimmt. Der Grund für die ungenaue Vorhersage der Wellenzahl des Akustikmodus ($Na = +6$ gegenüber $Na = +5$) kann anhand der Ergebnisse nicht klar erklärt werden. Die erste Annahme ist, dass die numerische Auflösung (räumlich und zeitlich) nicht genau genug ist, um die richtige Wellenzahl vorherzusagen. Zweitens kann aufgrund geometrischer Asymmetrie und struktureller Fehlabstimmung eine bestimmte Wellenzahl im Experiment vorzuziehen sein. Da die Einschaltbedingungen empfindlich auf das Strömungsfeld in Rotor 2 und Rotor 3 reagieren, kann eine kleine Ungenauigkeit in der Simulation die kritischen Frequenzen verschieben und auch die Entwicklung der nächsten ganzzahligen

Dennoch sind diese Beobachtungen für die Interpretation von Experimenten, den Aufbau von Simulationen und die Entwicklung von Gegenmaßnahmen wichtig. Die akustischen Ausbreitungsbedingungen vor und nach einem hochbelasteten Rotor und die Empfindlichkeit gegenüber externer Rückkopplung bestimmen die Entwicklung kritischer Modi. Diese Ausbreitungsbedingungen können aus gemittelten Durchflusswerten aus Experimenten oder RANS-Simulationen geschätzt werden, die normalerweise während der Entwurfsphase eines mehrstufigen Kompressors durchgeführt werden. Typischerweise ist der Bereich der Modi, die sich nur in eine axiale Richtung ausbreiten, eng, wie in Abbildung 22 dargestellt. Wenn Strukturschwingungen auftreten und die Eigenfrequenz bekannt ist, können mögliche Wechselwirkungen wie dargestellt bewertet werden. Natürlich müssen Harmonische Gegenmaßnahmen müssen vor allem darauf abzielen, die Sensibilität der Rotor-Aerodynamik zu reduzieren. Typische Maßnahmen wie eine Fehlabstimmung sind im beobachteten Fall nicht effizient, da es sich nicht um ein gekoppeltes Phänomen wie Flattern oder konvektive NSV handelt [5]. Eine Fehlabstimmung wird im Allgemeinen als nachteilig für Probleme mit erzwungener Reaktion angesehen. Für diese Konfiguration war ein vollständiger mehrstufiger Ringraumaufbau erforderlich, um das Phänomen in Simulationen zu reproduzieren. Besonderes Augenmerk muss auf Randbedingungen gelegt werden, die mit akustischen Modi interagieren. Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass die Fehlanpassung des Kompressors bei erheblicher Überlastung von Rotor 3 für das Auftreten von Instabilitäten verantwortlich ist. Der tatsächlich beobachtete Prozess, der zu eingeschlossenen akustischen Modi führt, ist dann ein Symptom, das nicht vermieden werden kann; es wird immer Raum für Cut-on/Cut-off-Modi geben und ein Zusammentreffen mit strukturellen Eigenmodi ist immer möglich. Das Design muss sich auf die Vermeidung von Betriebsbedingungen konzentrieren, die zur Anregung eingeschlossener akustischer Modi führen. Der Schwerpunkt der vorgestellten Studie lag auf der physikalischen Erklärung dessen, was passiert, wenn diese Bedingungen auftreten. Typische Verfahren zur Stabilisierung des Teilgeschwindigkeitsbetriebs konzentrieren sich auf die IGV-Planung. Die Studie zeigt jed

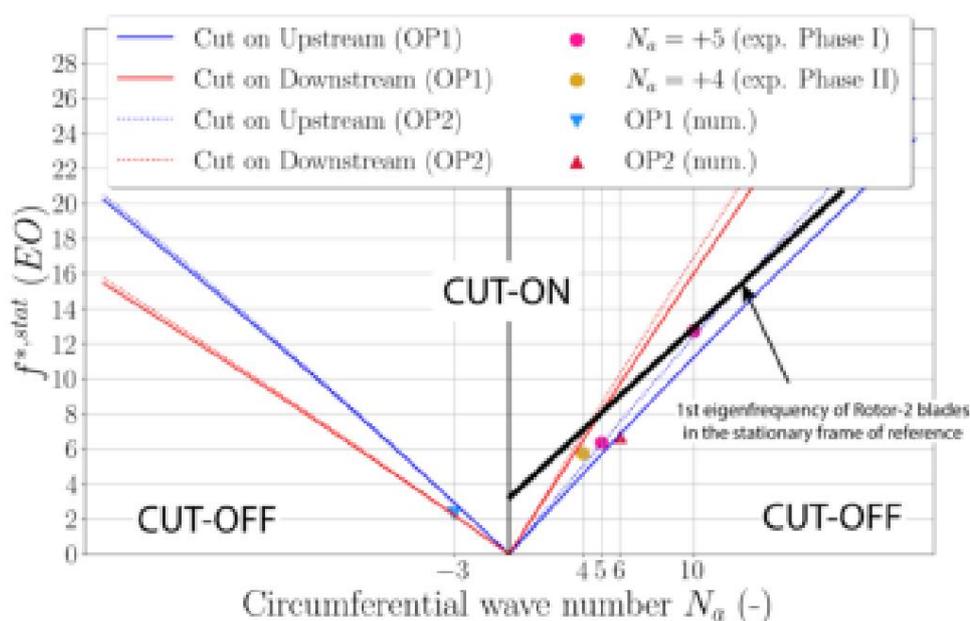


Abbildung 22. Frequenz und Umfangswellenzahl der akustischen Modi im Experiment und in der Simulation sowie die Einschaltbedingungen vor und nach Rotor-3.

6. Schlussfolgerungen

Bei wiederholten Testkampagnen wurde in einem axialen mehrstufigen Forschungskompressor bei Teildrehzahl bei mäßig belasteten Betriebspunkten eine erhebliche nicht synchrone Aktivität gemessen .

In mehreren Stufen der Maschine wurden akustische Modi mit hoher Amplitude beobachtet. Die Quelle für den akustischen Modus wurde in einer hochbelasteten nachgeschalteten Stufe identifiziert, in der die Phase lokaler Strömungsablösungen mit einem stromaufwärts verlaufenden akustischen Modus übereinstimmt.

Im Experiment führt das Zusammentreffen der zweiten Harmonischen des dominanten Akustikmodus und eines Eigenmodus einer Strukturschwingung zu einer starken, nicht synchronen erzwungenen Reaktion .

Mithilfe instationärer Vollringsimulationen wird das Phänomen reproduziert. Es werden leichte Unterschiede in der Wellenzahl beobachtet, Amplitude und Frequenz des dominanten Modus werden jedoch gut erfasst. Die Ergebnisse zeigen, dass eine Schätzung der kritischen Modi auf der Grundlage akustischer Ausbreitungsbedingungen erfolgen kann, die aus Experimenten RANS-Berechnungen.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, A.-LF und CB; Methodik, A.-LF und CB; Validierung, SA, NB; formale Analyse, Untersuchung, A.-LF, CB und AV; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, A.-LF; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, SA und CB; Visualisierung, A.-LF; Überwachung, NB, SA und CB. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung wurde von Safran Helicopter Engines finanziert.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Die Autoren danken Safran Helicopter Engines (Safran Group) für die Erlaubnis, diese Ergebnisse zu veröffentlichen. Wir sind Jacques Demolis von Safran Helicopter Engines für seine technischen Ratschläge und Kommentare während der Erstellung dieses Dokuments wirklich dankbar. Wir möchten auch Nick Cumpsty vom Imperial College London für die hilfreichen Diskussionen zu dieser Arbeit danken. Diese Arbeit erhielt Zugriff auf die HPC-Ressourcen von CINES im Rahmen der von GENCI erteilten Zuteilung 2019-A0052A07410 und auf die HPC-Ressourcen von CCRT.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

IGV-Einlassleitschaufel

MC Magnetspule

NSV Asynchrone Schwingungen

ND Knotendurchmesser

EO-Motorreihenfolge $[\bar{y}]$

C Schallgeschwindigkeit \bar{y}^1]

[m·s⁻¹ cprop Umfangsausbreitungsgeschwindigkeit [m·s⁻¹]

frot Wellendrehfrequenz [Hz] \bar{y}^1 Ps

Druckschwankungen [Pa]

Max. axiale Machzahl $[\bar{y}]$

Mrel Relative Machzahl $[\bar{y}]$

N/A Umfangswellenzahl $[\bar{y}]$

Nb Schaufelzahl $[\bar{y}]$ \bar{y} Drehzahl

[rad·s⁻¹ \bar{y}^1]

R Radius [m]

$v\bar{y}$ Absolute Tangentialgeschwindigkeit [m·s⁻¹]

. Fourier-Koeffizient

Stationärer Referenzrahmen

relativ Rotierender Referenzrahmen

Verweise

- Baumgartner, M.; Kameier, F.; Hourmouziadis, J. Schaufelschwingungen außerhalb der Triebwerksordnung in einem Hochdruckkompressor. In Proceedings des zwölften internationalen Symposiums für luftatmende Triebwerke, Melbourne, Australien, 10.–15. September 1995.
- Jüngst, M.; Holzinger, F.; Leichtfuss, S.; Schiffer, H.-P. Analyse nicht-synchroner Schaufelschwingungen in einem transsonischen Verdichterroter. In Proceedings der 11. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015.
- Kielb, RE; Barter, JW; Thomas, JP; Hall, KC Schaufelanregung durch aerodynamische Instabilitäten: Eine Studie über Kompressorschaufel. In Turbo Expo: Kraft für Land, Meer und Luft; American Society of Mechanical Engineers: Atlanta, GA, USA, 2003.
- Möller, D.; Jüngst, M.; Holzinger, F.; Brandstetter, C.; Schiffer, H.-P.; Leichtfuss, S. Mechanismus der asynchronen Rotorblattvibration in einem transsonischen Kompressor-Rig. J. Turbomach. 2017, 139, 011002. [\[CrossRef\]](#)
- Stapelfeldt, S.; Brandstetter, C. Asynchrone Schwingungen in Axialkompressoren: Lock-in-Mechanismus und semi-analytisches Modell. J. Sound Vib. 2020, 488, 115649. [\[CrossRef\]](#)
- Brandstetter, C.; Paoletti, B.; Ottavy, X. Akustische und konvektive Mechanismen, die zu nicht synchronen Schwingungen in einem mehrstufigen Kompressor beitragen. In Turbo Expo: Kraft für Land, Meer und Luft; American Society of Mechanical Engineers: Phoenix, AZ, USA, 2019.
- Marshall, JG; Imregun, M. Eine Übersicht über Aeroelastizitätsmethoden mit Schwerpunkt auf Turbomaschinenanwendungen. J. Fluids Struct. 1996, 10, 237–267. [\[CrossRef\]](#)
- Brandstetter, C.; Jüngst, M.; Schiffer, H.-P. Messungen von Radialwirbeln, Überlauf und Wirbelzusammenbruch in einem transsonischen Kompressor. J. Turbomach. 2018, 140, 061004. [\[CrossRef\]](#)
- Cooper, AJ; Peake, N. Eingeschlossene akustische Modi in Flugzeugtriebwerkseinlässen mit Wirbelströmung. J. Turbomach. 2000, 419, 151–175. [\[Querverweis\]](#)
- Hellmich, B.; Seume, J. Ursachen akustischer Resonanz in einem Hochgeschwindigkeits-Axialkompressor. In Turbo Expo: Kraft für Land, Meer und Luft; Amerikanische Gesellschaft der Maschinenbauingenieure: Barcelona, Spanien, 2006.
- Holzinger, F.; Wartzek, F.; Schiffer, H.-P.; Leichtfuß, S.; Nestle, M. Selbsterregte Klingenvibration experimentell untersucht in Transsonischen Kompressoren: Akustische Resonanz. J. Turbomach. 2015, 138, 041001. [\[CrossRef\]](#)
- Parker, R. Akustische Resonanzen und Schaufelschwingungen in Axialkompressoren. J. Sound Vib. 1984, 92, 529–539. [\[CrossRef\]](#)
- Tyler, JM; Sofrin, TG Axial Flow Compressor Noise Studies; SAE Technisches Papier; University of Leeds: Leeds, UK, 1962; Band 620532.
- Fiquet, A.-L.; Brandstetter, C.; Aubert, S.; Philit, M. Schwingungen außerhalb der Motorordnung in einem axialen Mehrstufenkompressor – Aeroakustische Interaktion. In Proceedings des 15. Internationalen Symposiums für instationäre Aerodynamik, Aeroakustik und Aeroelastizität von Turbomaschinen, Oxford, Großbritannien, 24.–27. September 2018.
- Fiquet, A.-L.; Brandstetter, C.; Aubert, S.; Philit, M. Nicht-synchrone aeroakustische Interaktion in einem axialen mehrstufigen Kompressor. J. Turbomach. 2019, 141, 101013. [\[CrossRef\]](#)
- Fiquet, A.-L.; Buffaz, N.; Vercoutter, A.; Aubert, S.; Brandstetter, C. Akustische Resonanz in einem axialen Mehrstufenkompressor, die zu nicht synchronen Schaufelschwingungen führt. In Proceedings der 14. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

17. Fiquet, A.-L.; Buffaz, N.; Vercoutter, A.; Aubert, S.; Brandstetter, C. Nichtsynchrone erzwungene Reaktion aufgrund eingeschlossener akustischer Modi in einem axialen mehrstufigen Kompressor. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2020, London, Großbritannien, 22.–26. September 2020.
18. Brandstetter, C.; Paoletti, B.; Ottavy, X. Beginn einer kompressiblen modalen Instabilität in einem aerodynamisch verstimmt transsonischen Fan. *J. Turbomach.* **2019**, *141*, 031004. [[CrossRef](#)]
19. Fiquet, A.-L. Analysieren und Modifizieren nichtsynchronisierter Luftströmungen in einem mehrstufigen Axialkompressor. Ph.D. Diplomarbeit, École Centrale de Lyon, Lyon, Frankreich, 2021.
20. Garnier, J.; Vercoutter, A.; Talon, A. Magnet-Spulen-Messtechnik zur Analyse von Turbomaschinenschaufelschwingungen. In Proceedings of the Surveillance-8, Roanne, Frankreich, 20.–21. Oktober 2015.
21. Bouchain, A.; Picheral, J.; Lahalle, E.; Vercoutter, A.; Burgardt, B.; Talon, A. Neue Möglichkeiten zur Analyse komplexer asynchroner Schaufelschwingungen anhand von Spitzen-Zeit-Daten unter Verwendung einer spärlichen Spektralanalysemethode. In Turbo Expo: Kraft für Land, Meer und Luft; American Society of Mechanical Engineers: Phoenix, AZ, USA, Juni 2019.
22. Cambier, L.; Heib, S.; Plot, S. Die Onera elsA CFD-Software: Input aus der Forschung und Feedback aus der Industrie. *Mech. Ind.* **2013**, *14*, 159–174. [[CrossRef](#)]
23. Camp, TR Eine Untersuchung der akustischen Resonanz in einem langsam laufenden mehrstufigen Kompressor. *J. Turbomach.* **1999**, *121*, 36–43. [[CrossRef](#)]

Artikel

Ein Low Order Flow Network-Modell für die Doppelwand-Effusion Kühlsysteme †

Michael van de Noort * und Peter Ireland

Department of Engineering Science, University of Oxford, Oxford OX1 3PJ, UK; peter.ireland@eng.ox.ac.uk

* Korrespondenz: michael.vandenoort@eng.ox.ac.uk

† Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres in Proceedings of the European Turbomachinery veröffentlichten Artikels in der Konferenz ETC14 2021, Beitrag Nr. 666, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Die Leitschaufeln der Hochdruckturbinen eines modernen Flugtriebwerks sind großen Wärmebelastungen ausgesetzt und erfordern daher eine hochwirksame interne und externe Kühlung. Dies kann mit doppelwandiger Effusionskühlung erreicht werden, die Prall-, Stift- und Effusionskühlung kombiniert. Die Kombination der drei Kühlmechanismen führt zu hohen Druckverlusten, wodurch die Gefahr einer Kühlmittelwanderung in Niederdruckbereiche steigt und die Effusionslöcher an der Vorderkante der Kühlmittelzufuhr versiegen. In diesem Dokument wird ein Flussnetzwerkmodell niedriger Ordnung vorgestellt, mit dem sich die Druck- und Massenstromverteilungen durch solche Kühlsysteme für einen flexiblen Satz geometrischer und Strömungsbedingungen schnell ermitteln lassen. Das Modell wird anschließend durch eine Reihe von Experimenten mit unterschiedlichen Hauptstromdruckgradienten validiert. Die Ergebnisse des Modells werden verwendet, um Konstruktionsparameter anzugeben, mit denen die Auswirkungen der Kühlmittelwanderung

Schlüsselwörter: Kühlmittelmigration; Strömungsnetzwerke; Doppelwand-Effusionskühlung



Zitat: van de Noort, M.; Ireland, P.
Ein Low Order Flow-Netzwerkmodell
für doppelwandige

Effusionskühlsysteme. Int. J. Turbomach. Propuls.

Power 2022, 7, 5. [https://doi.org/](https://doi.org/10.3390/ijtp7010005)

10.3390/ijtp7010005

Wissenschaftlicher Redakteur: Francesco

Martelli

Erhalten: 9. Dezember 2021

Akzeptiert: 31. Januar 2022

Veröffentlicht: 2. Februar 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.

1. Einleitung

Studien zum thermischen Wirkungsgrad von Gasturbinen sind zu dem Ergebnis gekommen, dass der spezifische Brennstoffverbrauch durch eine Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur verbessert werden kann. Um diesen Vorteil zu maximieren, verwenden moderne Flugzeugtriebwerke TETs, die weit über der Schmelztemperatur der Turbinenkomponenten liegen. Kühlsysteme sind erforderlich, um Komponentenausfälle zu verhindern, diese reduzieren jedoch die Leistungsabgabe, indem sie die für die Verbrennung verfügbare Luft reduzieren und Mischverluste in der Turbine verursachen, die die aerodynamische Effizienz verringern. Doppelwandige Effusionskühlung wird als mögliche Lösung für diese Herausforderungen angesehen – die hochporöse Zusammensetzung des Systems bringt es dem Ziel der Mikrokühlung nahe. Bunker [1,2] stellte fest, dass die Mikrokühlung zwei Ziele verfolgt – „das Kühlnetz in einer Reihe kleinerer und stark verteilter Kanäle auszubreiten“ und „das Kühlfluid näher an die Außenfläche des Tragflächenprofils zu bringen“. Dies wird durch die Kombination von drei häufig verwendeten Kühltechniken erreicht: Prallkühlung dicht an der Außenfläche sitzen.

Abbildung 1 zeigt ein Beispiel für die doppelwandige Effusionskühlung, die in einer modernen Turbinenschaufel eines kommerziellen Triebwerks eingesetzt wird. Diese Kombination von Kühltechniken führt zu einer hohen Konvektionskühlungseffizienz (1) und Gesamtkühleffektivität (2), verursacht aber auch hohe Druckverluste.

$$\dot{y}_{\text{konv}} = \frac{T_{c,e} \dot{y} T_{c,i}}{T_m \dot{y} T_{c,i}} \quad (1)$$

$$= \frac{T \dot{y} T_m \dot{y}_o}{T \dot{y} T_{c,i}} \quad (2)$$



Copyright: © 2022 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel,
der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennungs-Lizenz (CC BY-

NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

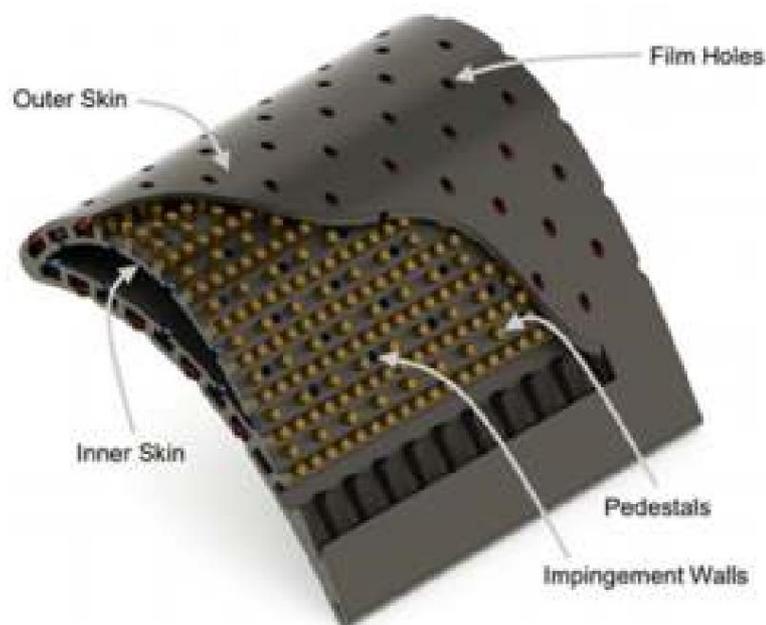


Abbildung 1. Turbinenschaufel mit doppelwandigem Effusionskühlungsschema – Aus Murray et al., 2017 [3]. Mit Genehmigung verwendet.

Die hohen Druckverluste, die durch die Kombination von drei Kühlsystemen entstehen, können doppelwandige Effusionskühlungssysteme anfällig für Kühlmittelmigration machen – die Bewegung von Kühlmittel im Sockelhohlraum in Richtung Niederdruckbereiche unter dem Einfluss eines externen Druckgradienten. Kühlmittelmigration kann insbesondere bei Komponenten besorgniserregend sein, bei denen das Verhältnis von Kühlmittelzufuhr zu Hauptstromstagnationsdruck niedrig ist – das beste Beispiel hierfür ist das Hochdruck-NGV der Turbine, bei dem der Hauptstromstagnationsdruck nur etwa 3 % niedriger ist als der des vom HP-Kompressor gelieferten Kühlmittels. In einer Konfiguration wie der in Abbildung 1 gezeigten, bei der der Hohlraum zwischen den Wänden entlang beider Oberflächen durchgehend ist, führt der strömungsmäßige Druckgradient dazu, dass Kühlmittel im Hohlraum von den LE-Abschnitten weg und in Richtung der Filmlöcher weiter entlang der PS und SS wandert. Spannweitenmäßige Druckgradienten können ähnliche Auswirkungen haben und dazu führen, dass sich Kühlmittel von der Nabe zur Spitze bewegt. Ergebnisse von Holgate et al. [4] hat gezeigt, dass bei einem für einen Erdgasmotor repräsentativen Motor der externe statische Druckkoeffizient C_p (3) allein entlang der frühen Saugfläche von $\gamma 0,2$ auf $\gamma 1,2$ fallen kann. Angesichts der geringen Druckmarge an der Vorderkante stellt dies eine wesentliche treibende Kraft für die Kühlmittelmigration dar.

$$C_p = \frac{P_{ext} - P_{ext, max}}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad \text{Kehle} \quad (3)$$

Um eine Kühlmittelmigration zu verhindern, werden bei neueren patentierten Konstruktionen, die dieses Kühlschema verwenden (z. B. [5,6]), Wände über die gesamte Spannweite des Hohlraums verwendet, um separate Kühlzonen für PS, LE und SS zu schaffen. Dies reduziert jedoch die Wirksamkeit der Stiffinnkühlung aufgrund des verringerten Durchflusses und der Entstehung von Turbulenzen.

Die Kühlmittelmigration kann sich erheblich nachteilig auf die Wirksamkeit der Filmkühlung auswirken, und zwar sowohl in dem Bereich, von dem das Kühlmittel weg wandert, als auch in dem Bereich, in dem es wandert. Wenn die Kühlmittelmigration hoch genug ist, kann der Bereich, der Kühlmittel verliert, im Wesentlichen ausgehungert werden, was zu einer zerstörerischen Aufnahme von heißem Gas führt, was schließlich zum Ausfall der Komponente führt. In dem Bereich, in den das Kühlmittel wandert, führt ein hoher Druckrand über der Außenhaut dazu, dass Filmlochströmungen mit hoher Geschwindigkeit in den Hauptstrom ausgestoßen werden, was möglicherweise zu einem Abheben des Strahls führt. In beiden Bereichen würde die Wirksamkeit der Filmkühlung erheblich reduziert, sodass die Komponente viel größeren Wärmeeintrag

kürzere Lebensdauer. Die Vorhersage und Kontrolle der Kühlmittelmigration ist der Schlüssel zur Gewährleistung der richtigen Entwicklung eines Kühlmittelfilms für die externe Kühlung.

In diesem Dokument werden die Arbeiten zur Modellierung der Kühlmittelmigration in doppelwandigen Effusionskühlsystemen unter dem Einfluss von Mainstream-Druckgradienten zusammengefasst. Die Arbeiten wurden mithilfe von Low-Order-Flow-Network-Modellen (LOMs) durchgeführt. Das entwickelte LOM ist ein schneller, iterativer Löser, der Massenstrom- und Druckverteilungen in Kühlsystemen für bestimmte Randbedingungen erzeugt. Dies ermöglichte die Bewertung einer großen Anzahl von Designmöglichkeiten, deren zeiteffiziente Durchführung mit CFD zu rechenintensiv gewesen wäre .

2. Verwandte Arbeiten

2.1. Doppelwandige Effusionskühlsysteme

Seit den 1970er Jahren wird die Anwendung von doppelwandigen Effusionskühlsystemen erforscht, aber ihr Einsatz in modernen Motoren ist aufgrund von Herstellungsproblemen und hohen thermomechanischen Spannungen begrenzt. Mit der zunehmenden Bedeutung der Forschung zur Transpirationskühlung ist auch die doppelwandige Effusionskühlung zu einem Thema von erhöhtem Interesse geworden – die hohe hergestellte Porosität, das komplexe interne Strömungsfeld und die niedrige Filmlochblasrate führten dazu, dass solche Systeme von Murray et al. [3] als „Quasi-Transpirationskühlung“ bezeichnet wurden. Sie führten eine Reihe von Computertests durch, um die Auswirkungen verschiedener geometrischer Parameter auf die auftretenden thermomechanischen Spannungen zu ermitteln. Es zeigte sich, dass eine Vergrößerung der Kanalhöhe, des Sockeldurchmessers und der Lochdurchmesser die durchschnittliche thermomechanische Spannung reduzierte.

Bei Strömungen durch Sockelanordnungen kann es aufgrund der hinter den Sockeln entstehenden Wirbel zu einem hohen Druckverlust kommen. Untersuchungen von Chyu et al. [7] und Siw et al. [8] haben gezeigt, dass versetzte Sockelanordnungen viel größere Druckverluste verursachen als Reihenanordnungen . Auch die Sockelform kann einen großen Einfluss haben – zylindrische Sockel erzeugen weniger Druckverlust als quadratische oder rautenförmige (um 45° gedrehtes Quadrat) [7], erzeugen aber auch niedrigere HTC's.

Bamba et al. [9] haben experimentell festgestellt, dass in Bereichen, in denen Pin-Fins den Strömungsverlauf vom Aufprall zum Filmlocheintritt nicht wesentlich behindern, wie z. B. an der unteren Filmkante, der Beitrag der Pin-Fins zum Druckverlust vernachlässigbar ist. In diesen Bereichen verbessern Sockel die Kühlung nur dadurch, dass sie die Oberfläche vergrößern, über die die Wärmeübertragung stattfinden kann.

Die vorherrschende Form des Druckverlusts in diesen Systemen ist jedoch die Prallkühlung . Andrews et al. [10] gaben an, dass „bei Prall-/Effusionsanwendungen davon ausgegangen werden kann , dass der gesamte Druckverlust an der Prallplatte auftritt“. Größere Druckverluste bedeuten im Allgemeinen eine höhere Kühlleistung, wie dies bei Pin-Fin- Arrays der Fall ist.

Murray et al. [11] haben eine umfassende Studie über die Auswirkungen der Porosität des Kühlsystems auf seine Leistung durchgeführt. Geometrien mit höherer Porosität (insbesondere solche mit hoher Porosität in den Wänden) erforderten bei einem gegebenen Druckabfall weniger Kühlmittelmassenstrom und zeigten bei niedrigen Kühlmitteldurchflussraten eine „relativ hohe Kühlleistung“. Die Autoren schlugen vor, dass die Kühlung rund um die Schaufel durch Variation der Porosität nach Bedarf optimiert werden könnte – Bereiche mit hohem Druckabfall (d. h. die SS) sollten Kühlgeometrien mit geringer Porosität verwenden, um aerodynamische Verluste zu minimieren, während Bereiche wie die PS Geometrien mit höherer Porosität verwenden sollten, um den Kühlmittelfilm zu verankern.

Wambersie et al. [12] führten experimentelle Tests mit hochporösen Platten durch, die sich an Transpirationskühlungskonzepte anlehnten. Diese Platten zeigten bei Standardblasraten eine außergewöhnlich hohe Filmwirksamkeit, bei niedrigen Strömungsraten machte die niedrige Druckspanne die Platten jedoch anfällig für eine Ansaugung durch die Hauptströmung, die aufgrund hoher Druckgradienten in Strömungs- und Spannweitenrichtung auf bestimmte Regionen beschränkt war .

2.2. Flussnetzwerke

Die für diese Arbeit entwickelten Modelle basierten auf Strömungsnetzlösern, die von Rose [13] und später von Kutz und Speer [14] entwickelt wurden. In diesen Systemen wurden Strömungsnetze durch die Erstellung von Listen von Knoten erstellt, von denen jeder einen bestimmten Punkt im Netzwerk darstellt. Knoten sind durch Verbindungen verbunden, entlang derer Flüssigkeit fließen kann, wodurch ein Netzwerk verbundener Knoten entsteht. Randknoten bilden den Einlass und Auslass des Flusses innerhalb eines Netzwerks. Um den Fluss durch ein Netzwerk zu berechnen, wird das Gesetz der Massenerhaltung an jedem internen Knoten angewendet – für einen Knoten i , der mit n Knoten j verbunden ist, lautet die maßgebliche Gleichung (4). Die Massenflussrate entlang einer Verbindung, die die Knoten i und j verbindet, wird durch Gleichung (5) bestimmt, wobei die Funktion $f_{i,j}$ verwendet wird, um den dreidimensionalen Fluss als eindimensional zu beschreiben. Kutz und Speer [14] erweiterten die Lösung für Kontinuität, um den Wärmeübergang entlang jeder Verbindung $Q_{i,j}$ zu berücksichtigen, indem sie die Energiegleichung verwendeten und an jedem Knoten eine weitere maßgebende Gleichung (6) hinzufügten. Dieser Netzwerkansatz wurde auf ein vollständiges Sekundärluftsystem angewendet, und die Ergebnisse für den Luftdruck der hinteren Dichtungskammer stimmten gut mit den Ergebnissen der Motortests überein.

$$\sum_j \dot{m}_{i,j} = 0 \quad (4)$$

$$\dot{m}_{i,j} = f_{i,j} P_i, P_j, T_i \quad (5)$$

$$\sum_j \dot{m}_{i,j} h_{i,j} + \dot{Q}_{i,j} = 0 \quad (6)$$

Mit einer ähnlichen Methodik entwickelten Ebenhoch und Speer [15] einen Netzwerklöser, der auf drei Testfälle angewendet wurde: isotherme Strömung in einem mehrstufigen Schaufelkühlsystem, Kühlmittelströmung mit hoher Wärmeübertragung in einer Hyperschallfahrzeugdüse und Kühlmittelströmung in einer rotierenden Hochdruckschaufel. Dieser flexible Netzwerklöser wurde als „ausreichend genau zur Vorhersage des Kühlmittelmassenstroms, der regionalen Kühlmittelseiten-Wärmeübertragungskoeffizienten und der lokalen Kühlmitteltemperaturen“ eingestuft.

Gouws et al. [16] entwickelten einen Netzwerklöser für einen modernen Brenner, der nach Kalibrierung mit experimentellen Daten die Massenstromaufteilungen durch Kühllöcher mit hoher Genauigkeit vorhersagte. Wärmeübertragungselemente innerhalb des Netzwerks ermöglichten eine Vorhersage der Auslasstemperaturverteilung. Es wurde festgestellt, dass in einem Kühlsystem mit einer großen Anzahl von Kühllöchern die Ausflusskoeffizienten einen großen Einfluss auf eindimensionale Durchfluss- und Druckabfallvorhersagen hatten.

Jin et al. [17] verwendeten im Rahmen einer Untersuchung zur Oxidation von Schaufelblättern eine Analyse des kompressiblen Strömungsnetzwerks, um die Massenstromverteilung für die verschiedenen Positionen um die Hinterkante einer HD-Turbinenschaufel zu ermitteln. Diese Untersuchung ergab, dass eine Einlassmessplatte an der Schaufelwurzel den Kühlmittelnenddruck verringerte, was das Risiko des Einsaugens von Heißgasen erhöhte, insbesondere unter „nicht bestimmungsgemäßen oder vorübergehenden Bedingungen“. Das Netzwerk ermöglichte Tests und die Empfehlung von Änderungen zur Reduzierung dieses Risikos.

3. Modellierungsmethodik 3.1.

Aufbau eines Flussnetzwerks

Das vorgestellte LOM konzentrierte sich nur auf die Kontinuität des Massenstroms und basierte auf Testfällen ohne Wärmeübertragung und unter inkompressiblen Bedingungen. Dadurch konnte die Temperatur jedes Knotens vernachlässigt werden, da das Modell nur die Drücke an jedem Knoten erforderte. Das Newton-Verfahren (siehe [18]) wurde verwendet, um die interne Druckverteilung iterativ zu berechnen. Die statischen Drücke an jedem Knoten dienten als Liste der Unbekannten, die dann zur Berechnung der Massenströme durch das Netzwerk verwendet werden konnten. Unter diesen Bedingungen wird der Massenstrom $\dot{m}_{i,j}$ entlang einer Verbindung zwischen den Knoten i und j nur noch eine Funktion der Nachgiebigkeit der Verbindung, $C_{i,j}$, und der Druckdifferenz zwischen den Knoten, so dass:

$$\dot{m}_{i,j} = C_{i,j} \cdot f_{i,j} P_i \dot{y} P_j \quad (7)$$

$$\dot{y} = \dot{y}(\dot{y})$$

Die in diesem Dokument erörterten Geometrien verwendeten eine versetzte Anordnung von Filmlöchern und Pralllöchern, sodass keine Löcher desselben Typs nebeneinander lagen – diese Anordnung ist dieselbe wie in Abbildung 1. Die Standardanordnung des Strömungsnetzwerks ist für eine einzelne Reihe von Löchern und Sockeln in Abbildung 2 dargestellt – falls es mehrere Reihen gäbe, würden weitere Knoten auf der Seite angeordnet, wobei Prall- und Filmlöcher abwechselnd links und rechts platziert wären. Die Position jedes Knotens hat drei Komponenten: Position in Strömungsrichtung, Ebene im Kühlsystem (1 unten, 5 oben) und spannenweitenbezogene Zeilennummer. Mit Ausnahme der Knoten auf der Sockelebene (Ebene 4) sind alle Knoten auf derselben Ebene vom gleichen Typ. Links werden basierend auf den physischen Strömungspfaden erstellt, die von der Position jedes Knotens aus verfügbar sind, sodass Strömung nur auf Ebene 4 zu Knoten auf derselben Ebene übertragen werden darf – die anderen Ebenen haben nur Links zu Knoten direkt darüber oder darunter.

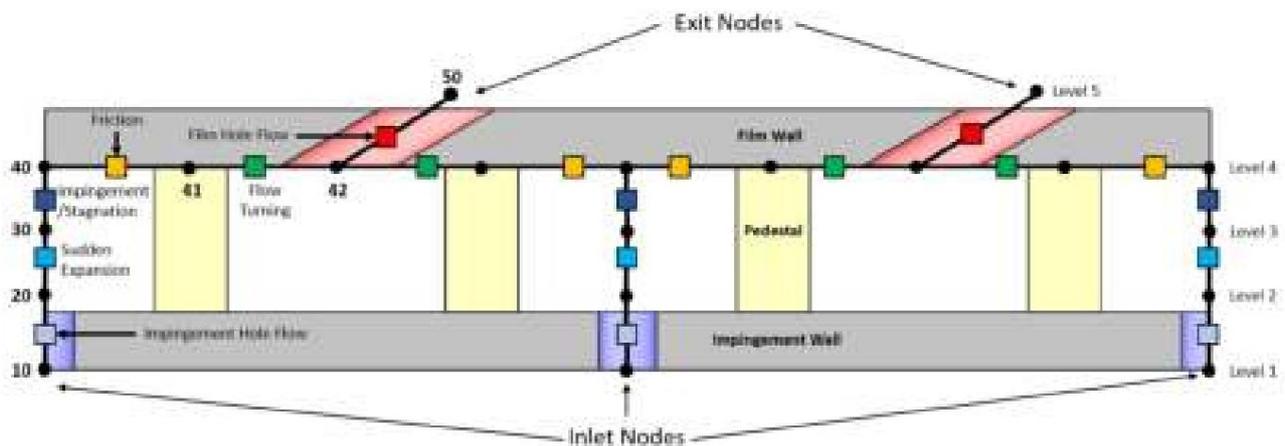


Abbildung 2. Flussnetzwerkdiagramm für eine einzelne Reihe.

Die Nummernbezeichnung für jeden Knoten bestimmt seinen

- Typ: 10: Eintritts-/Einlassknoten für Aufpralllöcher. Randknoten mit festem Druck.
- 20: Austrittsknoten des Aufpralllochs. Der Knotendruck ist repräsentativ für den Fluss, wenn er das Loch verlässt.
- 30: Auftreffpunktknoten. Knoten stellen den Punkt dar, an dem der Fluss auf der Innenfläche der Außenwand stagniert, wenn der Strahlstrom aus dem Loch auftrifft.
- 40: Ausdehnung von Aufprallknoten. Stellt den Fluss dar, wenn er von den Aufprallpunkten weg beschleunigt, aber bevor er mit irgendwelchen Sockeln interagiert. Im Diagramm wird dieser Punkt zur einfacheren Darstellung oberhalb des Aufprallpunkts dargestellt.
- 41: Post-Pedestal-Knoten. Reibungsdruckverluste aufgrund von Sockeln werden in der Verbindung zwischen den Knoten 40 und 41 modelliert.
- 42: Knoten für Filmeintrittslöcher. Wie in Abbildung 2 dargestellt, werden diese Knoten nur verwendet, wenn die Neigung der Filmlöcher nicht 90° beträgt. Wenn die Filmlöcher senkrecht sind, werden die 42 Knoten mit den verknüpften 41 Knoten zusammengeführt. Wenn die Löcher geneigt sind, dreht sich der Fluss aus einer Richtung um einen anderen Winkel als der Fluss aus der entgegengesetzten Richtung, was die Verwendung eines anderen dynamischen Druckverlustkoeffizienten erfordert.
- 50: Filmloch-Ausgangsknoten. Randknoten mit festem Druck.

Die Massenflussfunktionen $f_{i,j}$, $P_{i,j}$ und die Compliance $C_{i,j}$ sind abhängig von der Art der Verbindung. Der Fluss durch ein Loch, \dot{y} , für Pralllöcher zwischen den Ebenen 1 und 2 und für Filmlöcher zwischen den Ebenen 4 und 5 auftritt, ermöglicht die Anwendung der Durchflussgleichung (8) – alle Löcher beider Typen sind in dieser Geometrie zylindrisch. In Fällen, in denen eine hohe Kühlmittelmigration und damit eine ungleichmäßige Verteilung des Auslassflusses zu erwarten ist, ist es nicht sinnvoll anzunehmen, dass alle Filmlöcher ähnliche Durchflusskoeffizienten haben. Um dies zu berücksichtigen, wurde der Durchflusskoeffizient für jedes Loch in jeder Iteration aktualisiert. Die beiden Druckwerte aus der vorherigen Iteration wurden verwe

Loch. Diese Geschwindigkeit, das Druckverhältnis über dem Loch und die geometrischen Eigenschaften wurden verwendet, um einen aktualisierten Durchflusskoeffizienten unter Verwendung einer von Mazzei et al. [19] entwickelten Korrelation zu berechnen. Dies wurde sowohl auf Prall- als auch auf Filmlöcher angewendet. Die Flächenverhältnisse γ_i und γ_f verwenden einen quadratischen Einlassbereich mit einer Seitenlänge von der Hälfte der Lochteilung, und der Ausdehnungsfaktor γ wird als Einheit angenommen, da angenommen wird, dass die Luft inkompressibel ist.

$$\begin{aligned} \dot{m}_{ml} &= \gamma \frac{Cd_i}{4} \frac{\gamma_{di} \gamma^2}{\gamma^2} \frac{2\gamma \gamma P_{10} \gamma P_{20}}{2\gamma \gamma P_{42} \gamma P_{50}} \\ \dot{m}_f &= \frac{Cd_f}{f} \frac{\gamma_{df}}{4} \frac{2\gamma \gamma P_{42} \gamma P_{50}}{2\gamma \gamma P_{42} \gamma P_{50}} \end{aligned} \quad (8)$$

Die Verbindung zwischen den Ebenen 2 und 3 stellt die plötzliche Ausdehnung des Strömungsbereichs dar, wenn die Strömung das Prallloch verlässt und in den Hohlraum zwischen den Wänden eintritt. Auf Ebene 3 wird erwartet, dass die Strömung stagniert, wenn sie auf die Außenwand trifft, wodurch die Form der Bernoulli-Gleichung in (9) verwendet werden kann. Diese weist einen Verlustkoeffizienten kl_{ex} auf, um den plötzlichen Druckverlust durch die Ausdehnung zu berücksichtigen.

$$P_{20} + \frac{1}{2} \gamma U_{20}^2 = P_{30} \gamma m = P_{30} \gamma P_{20} \frac{\gamma A_2}{\gamma (1 + kl_{ex})} \quad (9)$$

Um den gesamten Druckverlust zu berücksichtigen, der durch das Auftreffen eines Strahls auf eine Wand entsteht, wird für die Verbindung zwischen den Ebenen 3 und 4 eine ähnliche Verlustgleichung verwendet. Auf Ebene 4 wird an dieser Stelle ein einzelner Knoten verwendet, da angenommen wird, dass es keine umfangsmäßige Variation des gesamten Druckverlusts durch Auftreffen gibt.

$$P_{30} = P_{40} + \frac{1}{2} \gamma U_{40}^2 - kl_{i,j} \gamma U_{40}^2 \gamma m = P_{30} \gamma P_{40} \frac{\gamma A_2}{\gamma (1 + kl_i)} \quad (10)$$

Gleichung (11) berücksichtigt den Fluss um Sockel auf Ebene 4 zwischen den Knoten 40 und 41. Der Reibungsfaktor f für die Umströmung von Sockeln wird mit der von Wang [20] entwickelten Korrelation bestimmt.

$$m = P_{40} \gamma P_{41} \frac{\gamma A_2 Dh}{f L} \gamma = 1,76 Re_{max} \gamma^{0,318} \quad (11)$$

Bei der Verwendung von Drehströmungen ist der Massenstrom zwischen den Knoten 41 und 42 durch (12) gegeben. Für Drehströmungen wurden Verlustkoeffizienten aus Untersuchungen von Miller [21] ausgewählt. In Fällen mit dicht gepackten Sockeln wird (11) durch einen Durchflusskoeffizienten in derselben Form wie (12) ersetzt, da Druckverluste Funktionen des Aufpralls auf die Sockel und der Drehung zwischen ihnen werden und nicht durch Reibung. Diese Gleichung basiert auf der Annahme, dass A_{41} größer als A_{42} ist.

$$\begin{aligned} \text{Seite 41} + \frac{1}{2} \gamma U_{41}^2 &= P_{42} + \frac{1}{2} \gamma U_{42}^2 - kl_{t,j} \gamma U_{42}^2 \\ \gamma m &= \gamma P_{41} \gamma P_{42} \frac{2\gamma A_{41} A_{42}}{A_{41} (1 + kl_{t,j}) A_{42}} \end{aligned} \quad (12)$$

3.2. Rechnerische Umsetzung Das LOM

wurde in MATLAB (MathWorks – Natick, MA, USA) erstellt, wobei die Massenströme aus den in den obigen Gleichungen beschriebenen Knotenpunkten summiert wurden, wie in (4). Die anfängliche Schätzung der Drücke durch das Netzwerk wurde so gewählt, dass sichergestellt war, dass Druckabfälle und -anstiege entlang der erwarteten Verbindungen auftraten. Um die Stabilität des Modells zu verbessern, wurden Änderungen zwischen den Iterationen gedämpft. Der verwendete Dämpfungsfaktor γ betrug 0,5 in einfacheren Modellen, wie der in Abbildung 3 dargestellten Geometrie, aber komplexere Geometrien oder hohe Mainstream-Druckgradienten erforderten oft eine weitere Reduzierung von γ . Dies verlangsamte die Konvergenz des Modells, obwohl die Lösungszeit im Sekundenbereich blieb, was eine enorme Verkürzung gegenüber CFD-Fällen darstellt. Die Konvergenz des LOM wurde erreicht, als der maximale absolute Wert des Massenstromungleichgewichts an einem beliebigen Knoten weniger als 10^{-12} kg/s betrug.

Eine zusätzliche Massenstromprüfung wurde durch Vergleich der Gesamtmassenströme am Einlass und am Auslass durchgeführt.

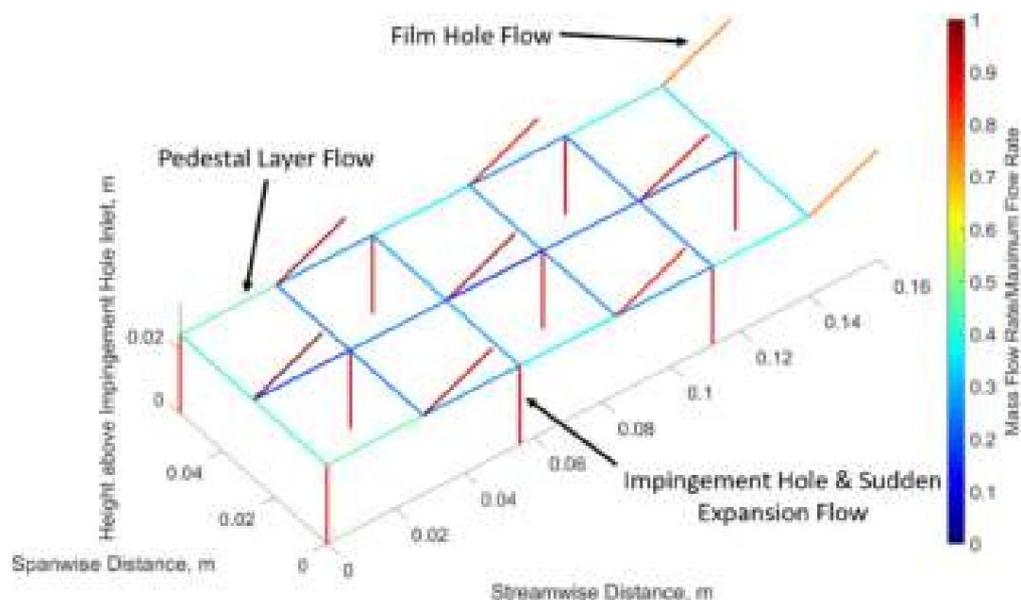


Abbildung 3. Beispielergebnisse aus dem LOM.

3.3. Beispielergebnisse

Abbildung 3 zeigt eine Reihe von Beispielergebnissen für die LOM. Strömungspfade werden durch ihre Massenstromrate konturiert. In diesem Testfall spritzten alle Filmlöcher mit demselben Auslassdruck aus und alle Pralllöcher haben denselben Einlassdruck. Trotzdem haben die Filmlöcher in der mittleren Reihe (2. Spannweitenposition) eindeutig größere Auslassströme als die in den äußeren Reihen. Die Position der Pralllöcher führt dazu, dass die Filmlöcher am rechten Ende (größter Strömungsabstand) der Anordnung jeweils ~75 % des Kühlmittelstroms erhalten, den jedes Filmloch in der Mitte erhält. Die Ungleichmäßigkeit in der Auslassstromverteilung wird am Einlass nicht ausgeglichen – die beiden Pralllöcher am linken Ende der Anordnung (geringster Strömungsabstand) werden am schlechtesten versorgt, erhalten aber nur 5 % weniger Strom als die in der Mitte der Anordnung.

Die Größe dieser Anordnung und der Neigungswinkel der Filmlöcher sind flexibel – die Größe dieses speziellen Testfalls beträgt „6 x 3“, mit sechs Lochpositionen in Strömungsrichtung und drei in Spannweitenrichtung. Der Neigungswinkel der Filmlöcher beträgt 30°.

4. Rechenmethode CFD-Simulationen

in ANSYS Fluent (Ansys – Canonsburg, PA, USA) wurden neben der Entwicklung des Modells für frühe Leistungstests verwendet und um einige Verlustkorrelationen zu ermitteln, die in der Literatur nicht angegeben werden konnten. Diese Tests wurden größtenteils in einer Testfallgröße von „2 x 2“ durchgeführt, die nur zwei Pralllöcher, zwei Filmlöcher (im Winkel von 90° geneigt) und die Sockel umfasste, die in den Fließwegen zwischen diesen Positionen vorkommen würden. Ein Beispiel für einen Flüssigkeitsbereich zur Verwendung in CFD ist in Abbildung 4 dargestellt.

Basierend auf früheren Studien wurde das realisierbare $k - \gamma$ -Modell für die Turbulenzmodellierung gewählt. Die Fluidichte wurde gemäß dem idealen Gasgesetz, die Wärmeleitfähigkeit durch die kinetische Theorie und die Viskosität durch das Sutherland-Modell variiert. Die Simulationen wurden so durchgeführt, dass alle Fließgeschwindigkeiten deutlich unter einer Mach-Zahl von 0,3 lagen, sodass die Ergebnisse des inkompressiblen LOM-Solvers verglichen werden konnten. Um ein y^+ von nahe 1 auf allen Oberflächen sicherzustellen, wurden an allen Wänden Inflationsschichten verwendet. Jede Inflation hatte 15 Schichten und eine Wachstumsrate von 1,2, wobei die maximale Gesamtdicke 10 % des ve

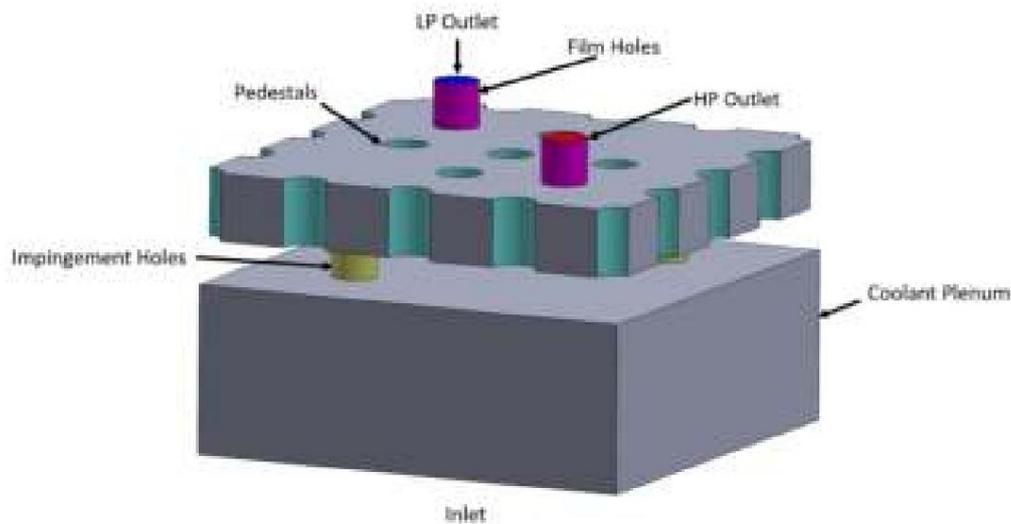


Abbildung 4. Fluiddomäne für CFD-Fluiddomäne.

Um eine ausreichende Netzverfeinerung sicherzustellen, wurde eine Studie zur Netzunabhängigkeit durchgeführt. Die beiden Größen, die zur Beurteilung der Maschenunabhängigkeit verwendet wurden, waren der Gesamtmassenstrom durch das System und der Kühlmittelmigrationsfaktor (13), dessen Herleitung in Abschnitt 6.2 näher erläutert wird. Für die durchgeführte Studie wurde der Eingangsdruck auf 1,03 bar, der Hochdruckauslass auf 1,0 bar und der Niederdruckauslass auf 0,99 bar eingestellt. Die Eingangstemperatur betrug 300 K und alle Wände wurden als adiabatisch eingestellt. Die Ergebnisse der Studie zur Maschenunabhängigkeit sind in Abbildung 5 dargestellt und ergeben eine Maschengröße von ungefähr 3,5 Millionen Elementen.

$$CMF = 2 \frac{\dot{y} \text{ m}^3}{\text{Minuten}} \quad (13)$$

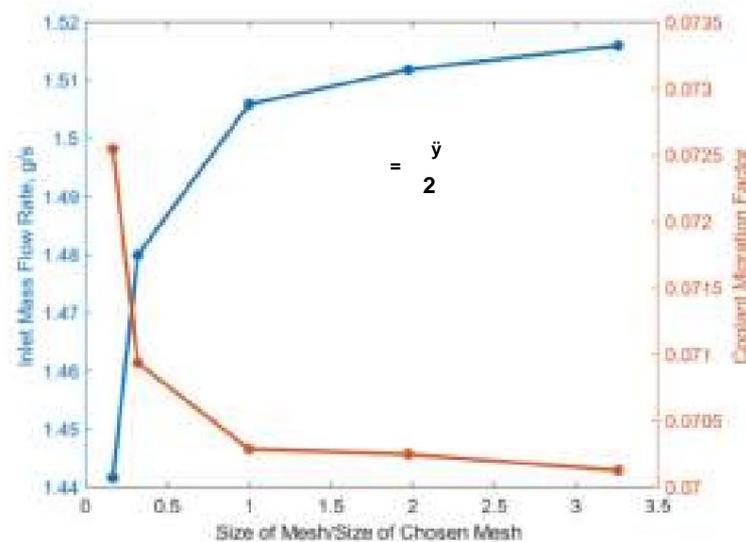


Abbildung 5. Ergebnisse der Studie zur Netzunabhängigkeit.

5. Experimentelle Methodik 5.1.

Experimenteller Aufbau Zur

Validierung der Ergebnisse des LOM wurde ein einfacher Versuchsaufbau bestehend aus einem Bosch ALS 25 Gebläse/Sauger [22], einem Teststück und sechs Auslassrohren mit Blenden konstruiert – dieser Aufbau wurde „Gebläseaufbau“ genannt. Für diese Experimente wurden zwei Teststücke verwendet, D3 und D6. Ein Ausschnitt davon ist in Abbildung 6b dargestellt. Abbildung 6a zeigt das Diagramm eines Einheitsblocks beider Teststücke – viele davon kombiniert ergeben einen „Wandblock“ mit sechs

Lochreihen, jede mit vier Pralllöchern und vier Effusionslöchern in versetzter Anordnung (eine Größe von ,8 x 6'). Die Gesamtlänge betrug 248 mm in Strömungsrichtung und 178 mm in Spannweitenrichtung (beide einschließlich Randwände). Abbildung 7 zeigt ein CAD-Diagramm des Testabschnitts. Der Strom vom Gebläse tritt in den Einlassverteiler hinter dem Teststück ein und wird dann durch das Teststück zu einem der sechs Auslasskanäle gedrückt, die über Schläuche mit Rohren mit Blenden verbunden sind. Jeder Auslasskanal entspricht einem Lochabstand in Spannweitenrichtung und deckt die gesamte strömungsmäßige Ausdehnung des Teststücks ab. Am Eingang der genannten Rohre werden Ventile verwendet, um den Strom zu beschränken und so einen Druckgradienten in Spannweitenrichtung zu erzeugen. Die Massenstromraten aus jedem Kanal werden anhand von Druckmessungen berechnet, die an beiden Seiten der Blenden vorgenommen werden. Zusätzliche Druckabgriffe befinden sich am Einlass und im Verteilbereich und am Ende jedes Auslasskanals. Für diese Validierung wurde die LOM erweitert, um Verbindungen für den Fluss hinzuzufügen, der die Filmlöcher verlässt und sich an

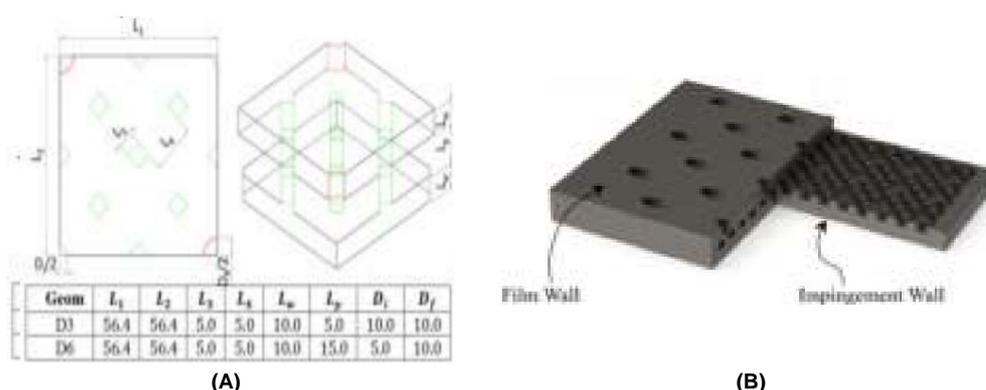


Abbildung 6. Teststückdiagramme von Murray et al. [11]: (a) Einheitsblocklayout mit Abmessungen. (b) 3D-Schnittmodell. Verwendung mit Genehmigung.

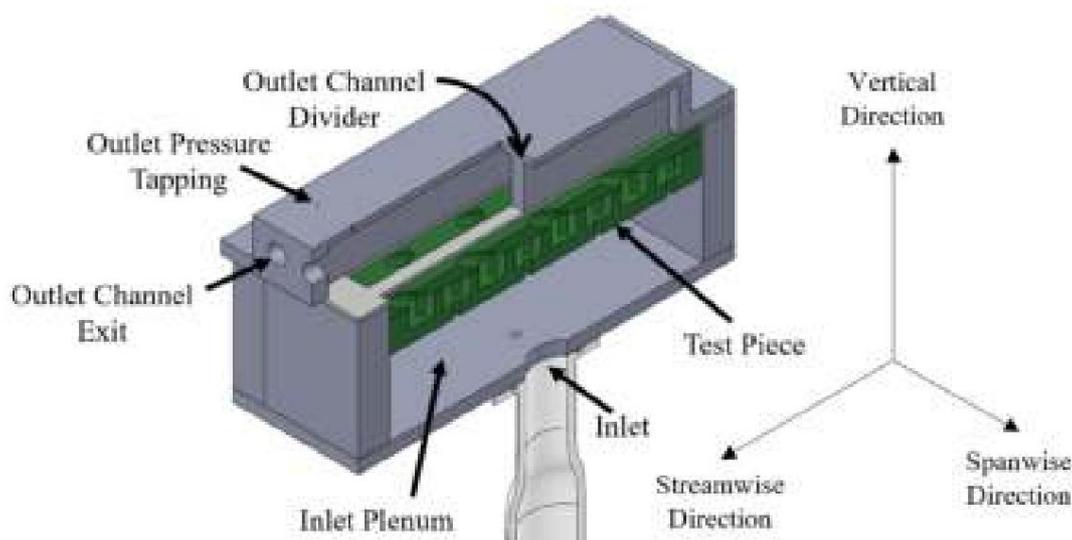


Abbildung 7. CAD-Modell (Schnittdiagramm) des Testabschnitts der Gebläseanlage.

5.2. Experimentelle Unsicherheitsanalyse

Die Druckmessungen wurden mit Druckaufnehmern der HCE-Serie von First Sensor [23] durchgeführt und mit einem hochauflösenden Datenlogger PicoLog ADC-24 [24] aufgezeichnet. Die Messungen wurden 30 s lang mit 5 Hz aufgezeichnet. Bei den durchgeführten Tests erreichten die Unsicherheiten für jeden Druckwert einen Spitzenwert von ca. ± 250 Pa. Die Massenstromwerte über jede Blende, berechnet anhand der Druckabfälle über die Blenden, hatten eine maximale Unsicherheit von $\pm 0,48$ g/s und eine minimale von $\pm 0,45$ g/s, was eine Unsicherheit

Massenstromrate von bis zu $\pm 1,2$ g/s. Testfälle, bei denen die relative Unsicherheit eines einzelnen Massenstroms über 25 % lag, wurden für den LOM-Vergleich nicht verwendet.

6. Ergebnisse und Diskussion 6.1.

Experimentelle Validierung Die

Gebälseanlage wurde für viele Einzeltests eingesetzt, zwischen denen die Ventilpositionen für jeden Kanal variiert wurden, um eine neue Auslassdruckverteilung zu erzeugen. Die bei jedem Test aufgezeichneten Druckwerte wurden gemittelt und als Eingangsrandbedingungen für die LOM verwendet. Abbildung 8 vergleicht den gesamten Einlassmassenstrom für jeden Testfall, für beide Experimente und die LOM. Innerhalb der untersuchten Fallpalette stimmten die Ergebnisse gut überein, mit einer maximalen Abweichung von 10,9 % von den Versuchsergebnissen. Die Übereinstimmung der D6-Ergebnisse wurde durch einige Herstellungsschäden beeinträchtigt, die sich auf die Größe und Qualität der Filmlöcher auswirkten.

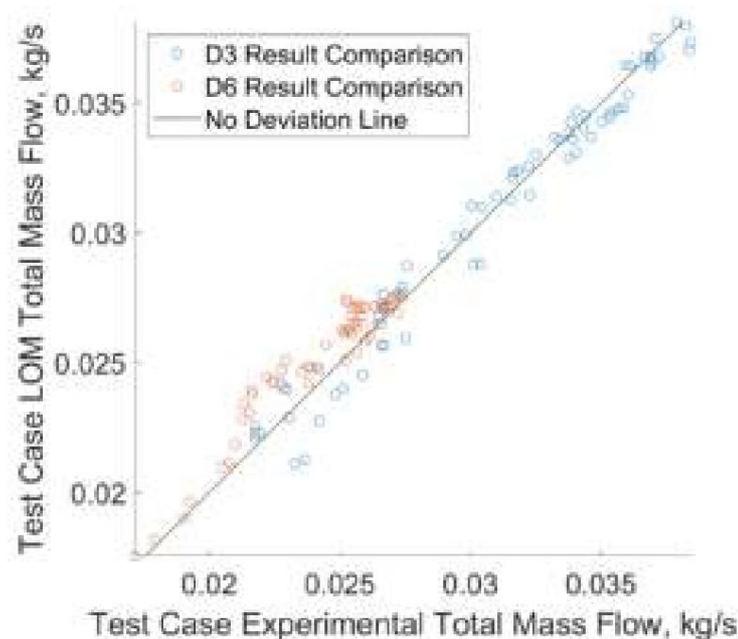


Abbildung 8. Massenströme im Testfall, Versuchsergebnis vs. LOM-Ergebnisse.

Abbildung 9 zeigt einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse aus zwei einzelnen D3-Testfällen mit denen des LOM. Die Druckverteilung wird mithilfe des Druckverlustkoeffizienten des Einlass-Auslasskanals (14) bewertet – dem Druckverlust zwischen Einlass und Kanalauslass, normalisiert durch die dynamische Druckhöhe des gesamten experimentellen Massenstroms, der durch die gesamte Pralllochfläche fließt. Der Auslassmassenstrom wird in jedem Fall als Anteil des Gesamtmassenstroms dieser Methode bewertet. Über die Palette der durchgeführten Testfälle hinweg lagen die Anteile des LOM am Auslassstrom einzelner Kanäle im Allgemeinen innerhalb von 20 % der experimentellen Ergebnisse und stiegen nur in Extremfällen an. Der hohe spannweite Druckgradient im Testfall von Abbildung 9b führt eindeutig zu einer ungleichmäßigeren Verteilung des Auslassmassenstroms, da Reihe 1 etwa 10 % des gesamten Einlassmassenstroms erhält, während die Reihen 5 und 6 jeweils fast 20 % erhalten – im Fall des nahezu gleichmäßigen Auslassdrucks von Abbildung 9a ist die Stromverteilung gleichmäßiger.

$$CP = \frac{P_{in} \cdot \dot{y}_{Schmollmund}}{2 \cdot \dot{y}_i \cdot \frac{\min}{\dot{y}_{Ai}}} \quad (14)$$

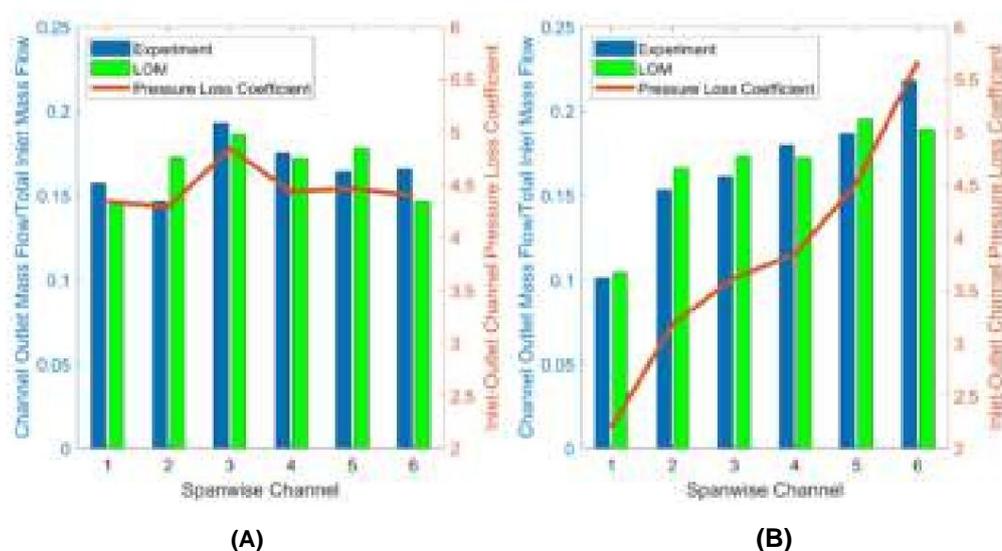


Abbildung 9. Experiment vs. LOM-Flussverteilung für: (a) nahezu gleichmäßigen Druck in Spannweitenrichtung und (b) hohen Druckgradienten in Spannweitenrichtung in 2 D3-Gebläseprüfständen.

6.2. Auswirkungen geometrischer Parameter

Nach der Validierung des LOM mithilfe des Gebläseprüfstands wurde dieser verwendet, um die Auswirkungen ausgewählter geometrischer Parameter auf die Kühlmittelmigration zu analysieren. Um die Analyse zu vereinfachen, wurde der untersuchte Bereich auf eine Größe von „2 x 2“ reduziert, wie sie für CFD-Simulationen in Abschn. 4.2 dargestellt ist. In einem solchen Aufbau ist der Anteil des gesamten Kühlmittels, der migriert (\dot{y} / \dot{y}_m (min, \dot{y}_m ist die \dot{y} Differenz zwischen den beiden Auslassmassenströmen), nur eine Funktion des Druckabfalls von der Kühlmittelversorgung (Einlassdruck P_{0c}) zu den beiden Auslässen mit Auslassdrücken P_1 und P_2 , der Dichte, der Viskosität und der Längenskalen s , d_i , d_f , L_i , L_f und L_{pd} . In dimensionslosen Begriffen ist der Kühlmittelmigrationsfaktor CMF eine Funktion des Druckabfallverhältnisses PDR, der System-Reynoldszahl $Resys$ (15) und des Verhältnisses des Pralllochdurchmessers zu den anderen geometrischen Parametern (d_f/d_i , L_i/d_i , L_f/d_i und L_{pd}/d_i).

$$CMF = \frac{\dot{y}}{\dot{y}_m} \cdot \frac{P_{0c} - P_2}{P_{0c} - P_1}, \quad PDR = \frac{P_{0c} - P_2}{P_{0c} - P_1}, \quad Resys = \mu \frac{d_i \dot{y} P_{0c} - P_1 \dot{y}}{P_{0c} - P_1} \quad (15)$$

Um diesen Parametern einen Kontext zu geben: Der CMF dient als Maß dafür, wie viel Strömung von einem Filmloch durch das andere „gestohlen“ wird. Ein Wert von 0 bedeutet, dass die Verteilung des Auslassstroms gleichmäßig ist. Jeder Wert zwischen 0 und 0,5 bedeutet, dass eine gewisse Migration stattfindet, wobei ein Wert von 0,5 anzeigt, dass das Filmloch mit niedrigem Druck der Auslass für das gesamte Kühlmittel im System ist. Wenn der $CMF > 0,5$ ist, nimmt das Filmloch mit hohem Druck den Hauptstrom auf. Der PDR quantifiziert den externen Druckgradienten relativ zur Kühlmittelzufuhr – ein PDR von 1 bedeutet, dass der externe Druckgradient flach ist.

Mit dem Modell wurden mehrere Simulationsreihen durchgeführt, um die Auswirkung jedes geometrischen Faktors auf die CMF -PDR-Beziehung zu ermitteln, die den Grad der Kühlmittelmigration über eine Reihe von Betriebsbedingungen hinweg festlegt. In einem 2 x 2-Aufbau, bei dem alle Merkmale eine konstante Größe beibehalten (d. h. Filmlöcher haben den gleichen Durchmesser usw.), verursacht ein Druckabfallverhältnis von 1 keine Kühlmittelmigration. Wenn der PDR wächst, nimmt die Kühlmittelmigration zu. Dies erwies sich als wiederholbar, sofern alle geometrischen Verhältnisse konstant gehalten wurden, da die Reynoldszahl des Systems nur einen minimalen Einfluss hatte. Dies ist in Abbildung 10b dargestellt, wo sich der Anteil des wandernden Kühlmittels über weite $Resys$ -Bereiche hinweg kaum ändert.

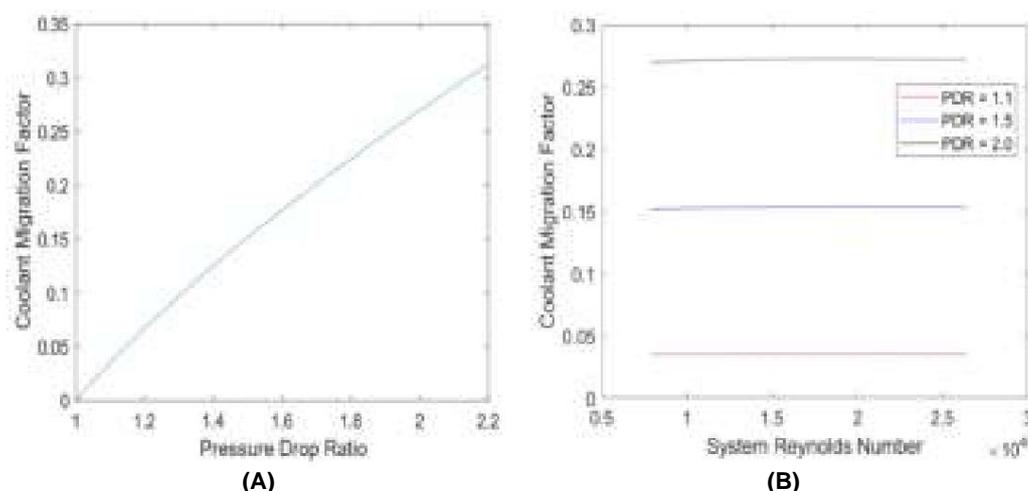


Abbildung 10. Nichtdimensionale Beziehungen für CMF: (a) CMF vs. PDR für 2 × 2-Modell, (b) CMF vs. PDR für 2 × 2-Modell bei mehreren PDRs.

Abbildung 11a zeigt die Auswirkungen einer unabhängigen Skalierung der Durchmesser der Pralllöcher und Filmlöcher. Die Skalierung jedes Lochdurchmessers hat entgegengesetzte Auswirkungen: Eine Vergrößerung des Durchmessers der Pralllöcher verringert den Anteil des wandernden Kühlmittels, während eine Vergrößerung des Filmlochdurchmessers zu einer stärkeren Wanderung führt. Diese Auswirkungen sind ein Produkt der Art und Weise, wie sich die Druckverluste durch jede Haut auf den Durchschnittsdruck im inneren Hohlraum auswirken. Wie in der verwandten Arbeit [10] festgestellt, dominiert der Prallprozess die Druckverluste in doppelwandigen Effusionskühlsystemen, sodass selbst in Fällen mit hohen externen Druckgradienten die Massenströme der Pralllöcher nahezu gleich bleiben und der sich von den Prallpunkten aus ausbreitende Strom weitgehend den gleichen Druck aufweist. Erst nach dem Prallprozess beeinflusst der externe Druckgradient die Strömungsverteilung, es sei denn, die Anordnung weist eine Variation der Sockelreihenverengungen auf, wie in Abbildung 3. Eine Vergrößerung des Durchmessers der Pralllöcher verringert den Druckabfall über die innere Haut und erzeugt einen größeren Druckspielraum über alle Filmlochpositionen hinweg. Das Druckabfallverhältnis über die Außenhaut wird somit reduziert, was die Kühlmittelmigration begrenzt. Im Gegensatz dazu reduziert eine Vergrößerung des Filmlochdurchmessers den Druckabfall über die Außenhaut und verlagert mehr Druckverlust auf den Aufprallprozess, wodurch das Druckabfallverhältnis über die Außenhaut erhöht und die Kühlmittelmigration verstärkt wird. Dies bedeutet, dass eine Außenhaut mit geringer Porosität viel weniger anfällig für Kühlmittelmigration ist als eine mit hoher Porosität, obwohl Kühlmittelmigrationseffekte neben der wahrscheinlichen Verringerung der Filmkühlungseffizienz durch die verringerte Porosität der Außenhaut berücksichtigt werden müssen. Wenn die externe Druckverteilung bekannt ist, kann es von Vorteil sein, den Durchmesser der Filmlöcher in Niederdruckbereichen zu reduzieren und gleichzeitig in Hochdruckbereichen große Lochdurchmesser beizubehalten – Löcher an

Die Wirkung der Skalierung der Lochlängen ist in Abbildung 11b dargestellt. Im untersuchten Bereich verringerte eine Vergrößerung der Länge des Pralllochs die Kühlmittelmigration, während eine Vergrößerung der Länge der Filmlöcher sie erhöhte. Eine Änderung der Länge jedes Lochs verändert seinen Durchflusskoeffizienten – bei einem Längen-/Durchmesser Verhältnis unter 2 steigt C_d mit der Lochlänge, da eine längere Lochlänge die Unterdrückung von Sekundärströmungen ermöglicht. C_d beginnt zu sinken, wenn das Längen-/Durchmesser Verhältnis aufgrund übermäßiger Reibung 2,5 überschreitet. Daher steigen im untersuchten Bereich die Durchflusskoeffizienten, was zu ähnlichen Trends führt wie bei der Skalierung der Lochdurchmesser. Ein hoher $C_{d,i}$ verringert Druckverluste durch Prallen und verringert das Druckabfallverhältnis über die Außenhaut, und ein hoher $C_{d,f}$ hat den gegenteiligen Effekt. Da an den Innenflächen der Löcher eine erhebliche Wärmeübertragung stattfindet, müsste bei der Optimierung der Wandstärken für die Gesamtkühlleistung neben der Migration auch die Kühlleistung berü

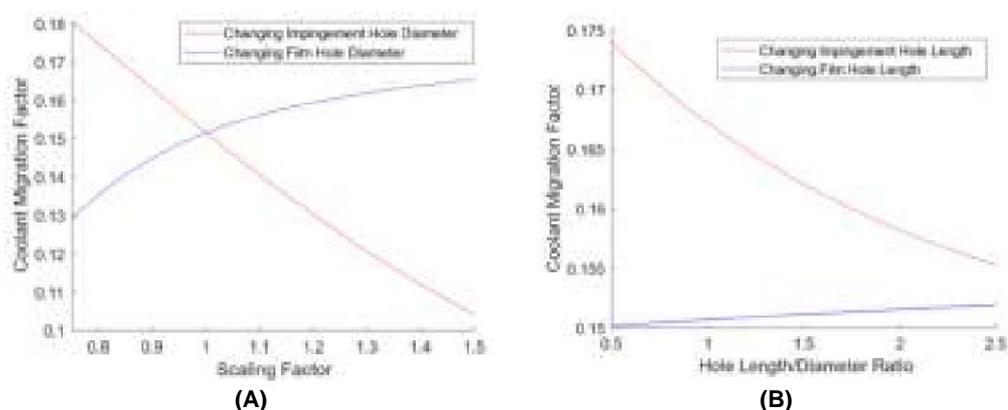


Abbildung 11. Auswirkung von Skalierungsfaktoren auf CMF: (a) CMF vs. Skalierungsfaktoren für Lochdurchmesser bei 1,5 PDR; (b) CMF vs. Lochlängen-/Durchmesser-Verhältnisse bei 1,5 PDR.

Im Zusammenhang mit einer Motorleitschaufel müssten bei der Untersuchung einer beliebigen Lochposition mehrere PDRs berücksichtigt werden. Positionen auf halber Strecke entlang der Sehne würden sowohl Kühlmittel von Positionen mit höherem Druck erhalten als auch Kühlmittel an Positionen mit niedrigerem Druck verlieren.

Abbildung 12 zeigt die Auswirkung einer Änderung der Sockelbreite auf die Kühlmittelmigration. Wenn das Verhältnis von Sockelbreite zu Pralllochdurchmesser zwei beträgt, sinkt der verfügbare Durchflussbereich auf Null. In diesem Bereich ist die Durchflussgeschwindigkeit durch die Sockelanordnung hoch, was zu hohen Druckverlusten in diesem Bereich führt – dies hat einen ähnlichen Effekt wie die Reduzierung des Filmlochdurchmessers, da beim Prallprozess weniger Systemdruckverluste auftreten, was zu einem höheren Druckspielraum über der Außenhaut und einer geringeren Kühlmittelmigration führt. Wenn die Sockelbreite weniger als das 1,5-fache des Pralllochdurchmessers beträgt, ist der Effekt der Sockelbreite auf die Kühlmittelmigration viel schwächer, da die Druckverluste deutlich geringer sind als die, die durch

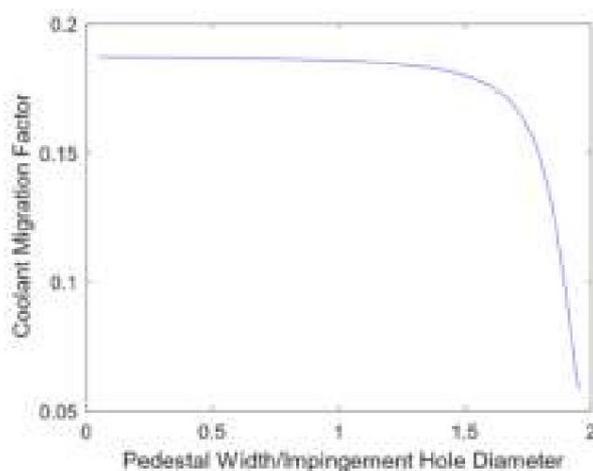


Abbildung 12. CMF vs. Sockelbreite/Aufpralllochdurchmesser bei 1,5 PDR.

6.3. Analyse der gesamten

Leitschaufel Um das Problem der Kühlmittelmigration innerhalb einer doppelwandigen, effusionsgekühlten Leitschaufel zu demonstrieren, wurde die LOM unter Verwendung experimentell ermittelter Strömungseigenschaften von Holgate et al. [4] an ein modernes NGV-Triebwerk angepasst. Ein Netzwerkdiagramm dieser Anwendung ist in Abbildung 13 dargestellt. Aufgrund des sehr hohen Druckgradienten um die frühe Saugfläche herum war die LOM nicht in der Lage, das interne Strömungsfeld für einen kontinuierlichen Hohlraum aufzulösen, sodass die gezeigten Ergebnisse für einen Testfall gelten, bei dem der innere Hohlraum der LE sowohl von der PS als auch von der SS getrennt wurde. Dies zeigt eine Reihe von Nullmassenströmen durch die Sockelanordnung. In dieser Konfiguration werden die maximalen Filmloch-Kühlmittelströme an der frühen SS beobachtet, während Filmlöcher

für diesen Abschnitt. Um einen gleichmäßigeren Kühlmittelauslassstrom um die Leitschaufel zu erreichen, wäre es notwendig, die Lochgrößen an der LE zu vergrößern, um einen größeren Durchfluss zu ermöglichen, oder die Lochgrößen um die SS zu verringern, um den Kühlmittelfluss einzuschränken. Dies stellt einen erheblichen Vorteil des LOM dar, mit dem die Auswirkungen vieler kleinerer Konstruktionsänderungen zur Optimierung der Auslassflussverteilung schnell beurteilt werden können.

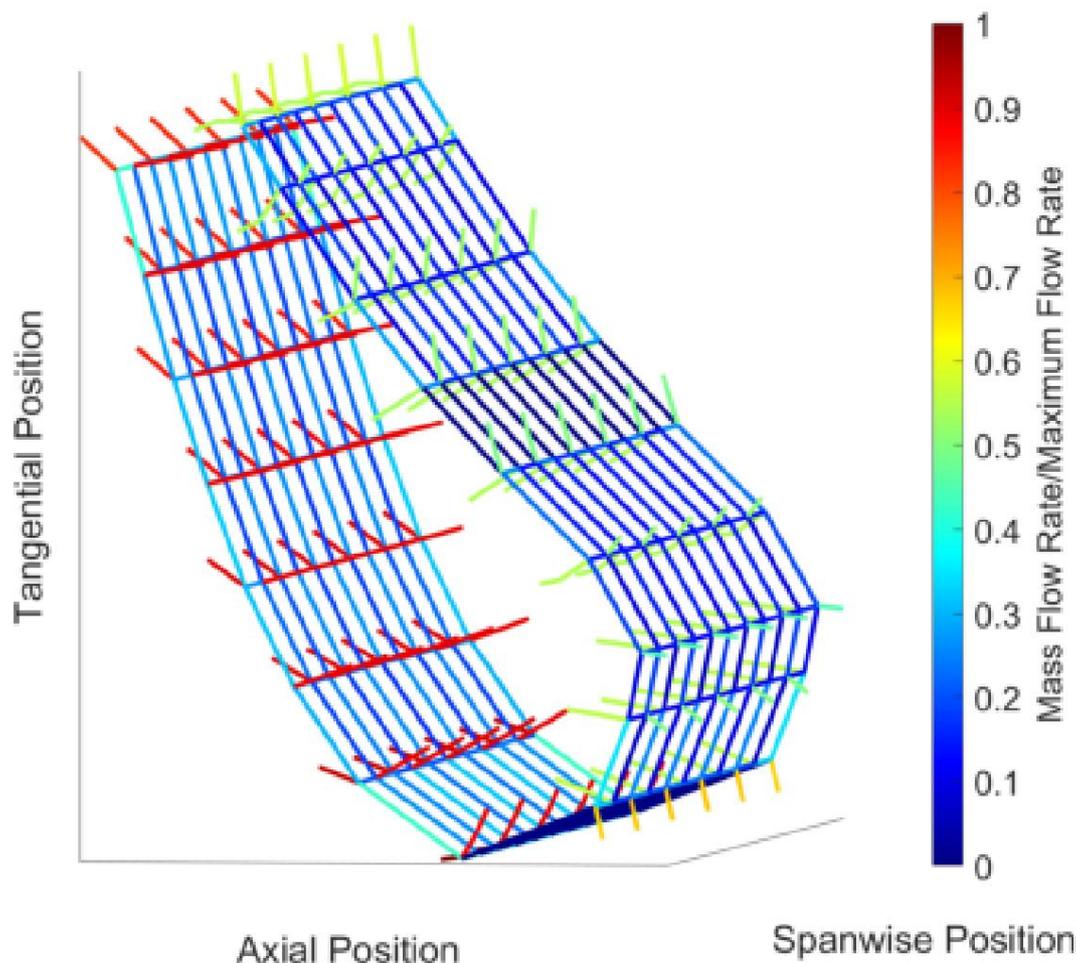
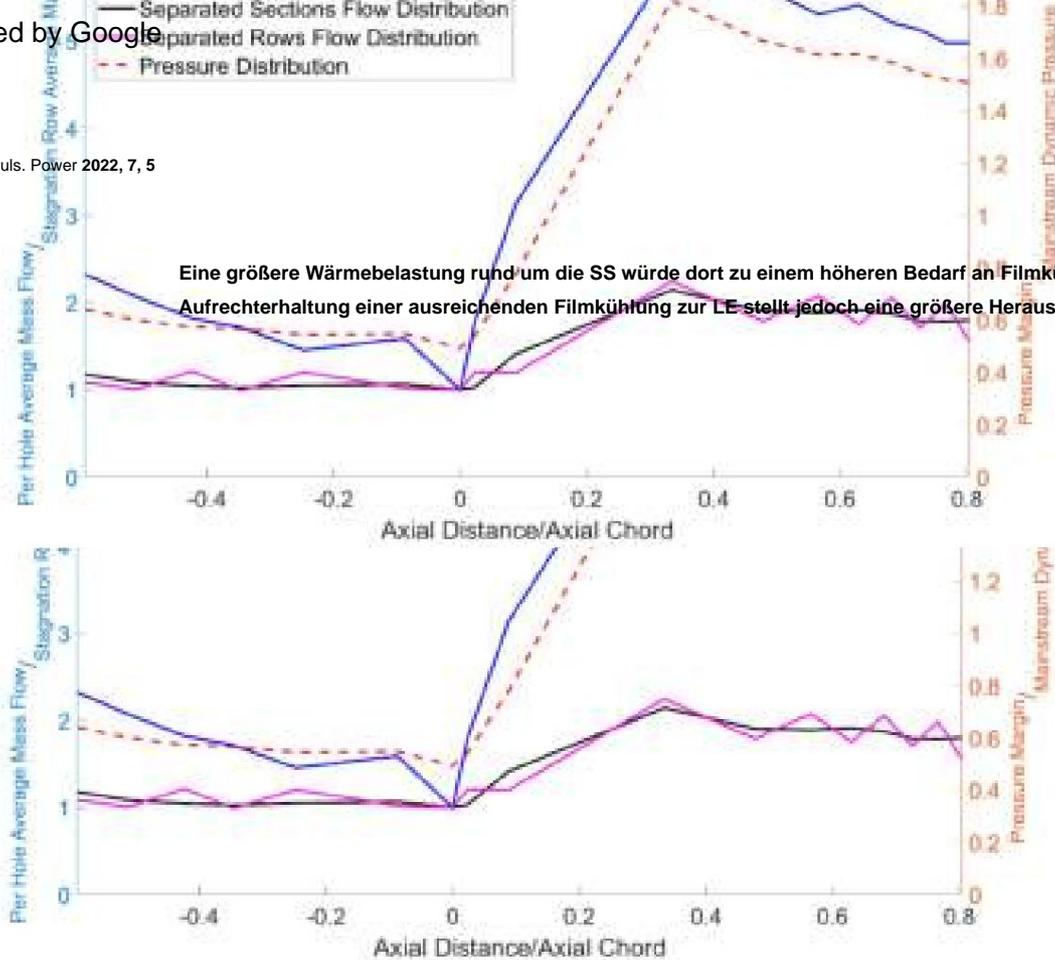


Abbildung 13. Strömungsnetzwerk für ein doppelwandiges, effusionsgekühltes NGV.

Mithilfe von CFD wurde die Auswirkung von Wänden über die Spannweite auf die Verteilung des Auslassmassenstroms untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 14 dargestellt. Diese Abbildung vergleicht den durchschnittlichen Auslassmassenstrom pro Lochreihe, normalisiert durch den an der Stagnationslinie sichtbaren Wert, für drei verschiedene Aufbauten: einen durchgehenden Hohlraum (keine Wände), getrennte Abschnitte (LE, PS und SS getrennt wie in Abbildung 13) und vollständig getrennt (Wände zwischen jeder Lochreihe). Aus diesen Ergebnissen geht sofort hervor, dass ohne Wände durch den Hohlraum eine massive Migration des Kühlmittels zur frühen Saugfläche stattfindet, was zu einem erheblichen Ungleichgewicht in der Kühlmittelverteilung am Auslass führt. In diesem speziellen Fall ist der Einsatz von Wänden über die Spannweite zwingend erforderlich, um eine ausreichende F

Selbst in den Fällen, in denen LE, PS und SS voneinander getrennt waren, waren die durchschnittlichen Kühlmittelauslassmassenströme pro Loch für den SS deutlich größer als für andere Abschnitte. Um mögliche Methoden zur Glättung der Auslassstromverteilung zu demonstrieren, wurde das LOM verwendet, um die Durchmesser der Filmlöcher um PS und LE herum zu vergrößern, während die Durchmesser aller Filmlöcher auf dem SS im gleichen Verhältnis verkleinert wurden. Die Ergebnisse dieser Tests sind in Abbildung 15 dargestellt, die darauf hinweist, dass die Lochdurchmesser um etwa 80 % skaliert werden müssten, wenn der Konstrukteur einen gleichmäßigeren Auslassstrom anstrebt. Diese Skalierung ergibt eine maximale Abweichung des durchschnittlichen Kühlmittelmassenstroms pro Loch von 19 % vom Stagnationsreihenwert, verglichen mit 118



Eine größere Wärmebelastung rund um die SS würde dort zu einem höheren Bedarf an Filmkühlung führen, die Aufrechterhaltung einer ausreichenden Filmkühlung zur LE stellt jedoch eine größere Herausforderung dar.

Abbildung 14. CFD-Ergebnisse für die Auslassmassenstromverteilung für verschiedene innere Hohlräume.

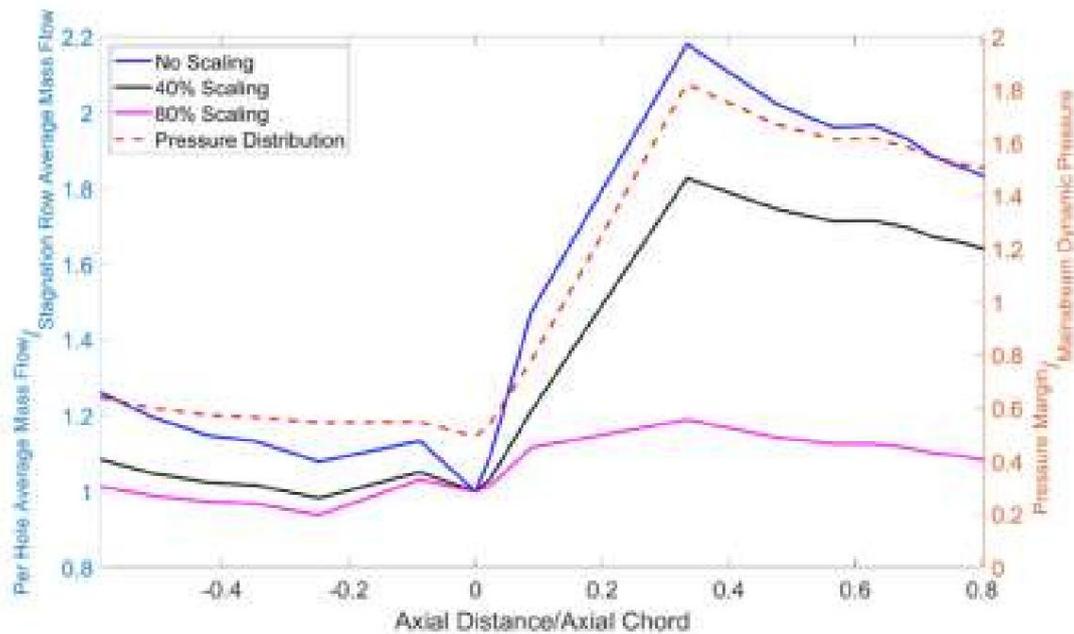


Abbildung 15. LOM-Ergebnisse für Auslassmassenstromverteilungen in einem NGV bei skalierten Lochdurchmessern.

6.4. Zukünftige Arbeit

Zukünftige Arbeiten werden sich mit den Auswirkungen der Wärmeübertragung auf die Kühlmittelmigration befassen und das Strömungsnetzwerkmodell mit einem thermischen Netzwerk niedriger Ordnung durch den Festkörper kombinieren, das auf dem von Murray et al. [25] entwickelten basiert. Angesichts des starken Anstiegs der Kühlmitteltemperatur beim Durchlaufen des doppelwandigen Kühlsystems einer Triebwerksleitschaufel ist zu erwarten, dass die Kühlmittelmigration durch die Wärmeübertragung beeinflusst wird. Ein deutlicher Anstieg der Kühlmitteltemperatur im Hohlraum würde zu einer Verringerung der Kühlmitteldichte führen. Eine geringere Dichte würde bei gleichem Druckabfall zu geringeren Auslassmassenströmen führen, was zu einer Verringerung des Kühlmittelmigrationsfaktors führt. Wie bereits erwähnt, we

Die Migration hat Folgeeffekte auf die Kühlleistung der Geometrie. Diese Aspekte müssen unbedingt gemeinsam berücksichtigt werden, da jeder von ihnen zu einem katastrophalen Ausfall der Motorkomponente führen kann.

7. Schlussfolgerungen

Es wurde ein Netzwerkmodell mit Strömung niedriger Ordnung erstellt, um die Massenströmungs- und Druckverteilungen durch doppelwandige Effusionskühlssysteme zu bewerten. Das LOM wurde entwickelt, um empirische Verlustkoeffizienten und Korrelationen von Durchflusskoeffizienten zu verwenden, um Massenströmungen in und aus Knoten in einem Netzwerk zu berechnen und die Drücke an internen Knoten innerhalb des Kühlsystems zu berechnen. Dies ermöglicht die Bewertung der Anfälligkeit der Geometrie eines Kühlsystems für Kühlmittelmigration unter dem Einfluss eines externen statischen Druckgradienten. Die Verringerung der Kühlmittelmigration von Hoch- zu Niederdruckbereichen ist der Schlüssel zur Vermeidung lokaler Bereiche mit schlechter externer Filmkühlungseffizienz. Die Ergebnisse des LOM wurden mithilfe des Blower Rig validiert, wobei ein Gebläse eine Strömung durch ein doppelwandiges Effusionskühlteststück erzwingt, durch das die Strömung in sechs Auslasskanäle aufgeteilt und die Massenströmungen unabhängig voneinander gemessen wurden. Dies ermöglichte die Bewertung der Auswirkung eines auferlegten spannenweiten Druckgradienten auf die Auslassströmungsverteilung. Die Ergebnisse waren im Vergleich zu denen des LOM günstig.

Das LOM führte eine Reihe von Skalierungssimulationen durch, um die Auswirkungen verschiedener geometrischer Parameter auf die Kühlmittelmigration zu zeigen. Diese Tests zeigten, dass die effektivste Methode zur Reduzierung des Kühlmittelmigrationsfaktors darin bestand, das Druckabfallverhältnis über die Außenwand zu minimieren. Dies wurde erreicht, indem der Anteil der durch Aufprall verursachten Gesamtdruckverluste reduziert wurde – die geometrischen Änderungen, die dies verursachten, umfassten die Vergrößerung des Durchmessers und der Länge der Aufpralllöcher sowie die Verringerung des Durchmessers und der Länge der Filmlöcher. Große Sockeldurchmesser und damit geringe Abstände zwischen den Sockeln führten zu denselben Ergebnissen wie kleine Filmlochdurchmesser, jedoch nur bei sehr hohen V

Es wurde vorgeschlagen, dass eine ungleichmäßige Verteilung der Lochdurchmesser verwendet werden könnte, um die Auswirkungen hoher externer statischer Druckgradienten auf die Kühlmittelmigration auszugleichen. Dies wurde an einem Beispiel mit Vollleitschaufel getestet, bei dem eine Vergrößerung der Lochdurchmesser an der LE und SS bei gleichzeitiger Verkleinerung der Löcher an der SS eine weitaus gleichmäßigere Verteilung des Auslassmassenstroms ergab.

Beiträge der Autoren: MvdN und PI legten die Ziele der Arbeit und das Design der Experimente fest. MvdN entwickelte das Low Order Flow Network Model und führte CFD-Arbeiten und Experimente unter der Aufsicht von PI durch. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Arbeit wird von Rolls Royce plc. und dem EPSRC im Rahmen des CDT in Gas Turbine Aerodynamics (Nr. EP/L015943/1) und des Transpiration Cooling Systems for Jet Engine Turbines and Hypersonic Flight Programme Grant (Nr. EP/P000878/1) finanziert.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Die Autoren möchten Alexander Murray und den Technikern am Oxford Thermofluids Institute für ihre Beiträge zur Einrichtung von Experimenten danken, sowie Luca Di Mare für seine Hilfe bei der numerischen Arbeit. Zusätzlicher Dank gilt Ignacio Mayo, ehemals Rolls Royce plc., für seine Aufsicht dieser Studie.

Interessenkonflikte: Die Geldgeber hatten keinen Einfluss auf die Gestaltung der Studie, auf die Erhebung, Analyse oder Interpretation der Daten, auf das Verfassen des Manuskripts oder auf die Entscheidung zur Veröffentlichung der Ergebnisse.

Nomenklatur

A	Fläche m ²
CD	Durchflusskoeffizient
C _p	Druckkoeffizient
CMF	Kühlmittelmigrationsfaktor
d, D	Durchmesser (m)
f _h	Reibungsfaktor
	Spezifische Enthalpie (J/kg)
HTC	Wärmeübergangskoeffizient (W/m ² K)
k _l	Verlustkoeffizient
M	Länge (m)
LE	Vorderkante
\dot{M}	Massenstrom (kg/s)
Erdgas	Düsenleitschaufel
P	Druck (Pa)
PDR	Druckdifferenzverhältnis
PS	Druckfläche
Re	Reynolds-Zahl
s	Abstand (m)
SFC	Spezifischer Brennstoffverbrauch (kg/N s)
T	Temperatur (K)
TET	Turbineneintrittstemperatur (K)
u, U \dot{y}	Geschwindigkeit (m/s)
	Flächenverhältnis
\bar{y}	Dehnbarkeitsfaktor
μ	Viskosität (Pa s)
\bar{y}	Dichte kg/m ³
Indizes	
0	Gesamt
c	Kühlmittel
ext	Exterieur
f _h	Film/Effusionsloch
	Hydraulisch
=	Aufprallloch
In	Einlass
aus	Auslauf
pd-	Sockel
	System
system	Drehen
Kehle	Kehle
m	Wand
\bar{y}	Mainstream

Verweise

1. Van de Noort, M.; Ireland, PT Ein Low Order Flow Network-Modell für doppelwandige Effusionskühlsysteme. In Proceedings of die European Turbomachinery Conference ETC14 2021, Paper Nr. 666, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.
2. Bunker, RS Wärmeübertragung bei Gasturbinen: 10 verbleibende Herausforderungen im Heißgaspfad. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2006: Energie für Land, Meer und Luft, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006.
3. Murray, AV; Ireland, PT; Rawlinson, AJ Ein integrierter konjugierter rechnergestützter Ansatz zur Bewertung der aerothermischen und thermomechanische Leistung von doppelwandigen effusionsgekühlten Systemen. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2017 Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen, Charlotte, NC, USA, 26.–30. Juni 2017.
4. Holgate, N.; Cresci, I.; Ireland, P.; Rawlinson, A. Vorhersage und Erhöhung des Filmkühllochdrucks in Leitschaufeln Rand. In Proceedings der 12. Europäischen Konferenz über Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, Stockholm Schweden, 3.–7. April 2017.
5. Campbell, CX; Morrison, JA Turbinenschaufelblatt mit nachgiebiger Außenwand. US-Patent 8,147,196 B2, 3. April 2012.
6. Devore, MA; Paauwe, CS Turbinenschaufelblatt mit verbesserter Kühlung. US-Patent 7,600,966 B2, 13. Oktober 2009.

7. Chyu, MK; Hsing, YC; Natarajan, V. Konvektive Wärmeübertragung von kubischen Lamellenanordnungen in einem schmalen Kanal. *J. Turbomach.* 120, 363–367. [\[CrossRef\]](#)
8. Siw, SC; Fradeneck, AD; Chyu, MK; Alvin, MA Die Auswirkungen verschiedener Pin-Fin-Anordnungen auf Wärmeübertragung und Druckverlust in einem schmalen Kanal. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, Montreal, QC, Kanada*, 15.–19. Juni 2015.
9. Bamba, T.; Kumagai, T.; Mimura, F.; Yamane, T.; Fukuyama, Y.; Usui, T.; Yoshida, T. Führende Kühlleistung einer integrierten Kühlkonfiguration. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air, Berlin, Deutschland*, 9.–13. Juni 2008.
10. Andrews, GE; Asere, AA; Husain, CI; Mkpadi, MC Vollständige Abdeckung der Impingement-Wärmeübertragung: Die Variation des Steigungsdurchmesser-Verhältnisses bei konstantem Spalt. In *AGARD Wärmeübertragung und Kühlung in Gasturbinen; AGARD: Bergen, Norwegen*, 1985.
11. Murray, AV; Ireland, PT; Romero, E. Experimentelle und rechnergestützte Methoden zur Bewertung doppelwandiger Effusionskühlsysteme. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2019: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen, Phoenix, AZ, USA*, 17.–21. Juni 2019.
12. Wambersie, A.; Wong, H.; Ireland, P.; Mayo, I. Experimente zur Transpirationskühlung inspirierten Panelkühlung an einer Turbinenschaufel Erzielt Filmwirksamkeitsgrade von über 95 %. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2021, 6, 16. [\[CrossRef\]](#)
13. Rose, JR NASA TM-73774: FLOWNET: Ein Computerprogramm zur Berechnung sekundärer Strömungsbedingungen in einem Netzwerk von Turbomaschinen; NASA: Cleveland, OH, USA, 1978.
14. Kutz, KJ; Speer, TM Simulation des Sekundärluftsystems von Flugtriebwerken. In *Proceedings of the ASME 1992 International Kongress und Ausstellung für Gasturbinen und Flugtriebwerke, Köln, Deutschland*, 1.–4. Juni 1992.
15. Ebenhoch, G.; Speer, TM Simulation von Kühlsystemen in Gasturbinen. In *Proceedings of the ASME 1994 International Gas Kongress und Ausstellung für Turbinen und Flugtriebwerke, Den Haag, Niederlande*, 13.–16. Juni 1994.
16. Gouws, J.; Morris, R.; Visser, J. Modellierung einer Gasturbinenbrennkammer mit einem Netzwerklöser. *S. Afr. J. Sci.* 2006, 102, 533–536.
17. Jin, H.; Riddle, A.; Cooke, L. Eine Analyse des kompressiblen Strömungsnetzwerks zur Verbesserung des Designs von industriellen aerodynamischen Hochdruckturbinenschaufeln. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air, Berlin, Deutschland*, 9.–13. Juni 2008.
18. Remani, C. Numerische Methoden zur Lösung nichtlinearer Gleichungssysteme; Lakehead University: Ontario, QC, Kanada, 2013.
19. Mazzei, L.; Winchler, L.; Andreini, A. Entwicklung einer numerischen Korrelation für den Durchflusskoeffizienten runder Schrägbohrungen mit geringer Querströmung. *Comput. Fluids* 2017, 152, 182–192. [\[CrossRef\]](#)
20. Wang, Z. Die Anwendung thermochromer Flüssigkristalle für detaillierte Messungen der Turbinenschaufelkühlung. Dissertation, Universität Oxford, Oxford, Großbritannien, 1991.
21. Miller, DS *Internal Flow Systems*, 2. Auflage; Miller Innovations: Bedford, UK, 2009.
22. Robert Bosch Power Tools GmbH. ALS 2400|25|2500|28|30; Robert Bosch Power Tools GmbH: Stuttgart, Deutschland, 2017.
23. First Sensor. HCE-Serie: Datenblatt für verstärkte Miniatur-Drucksensoren; First Sensor: Berlin, Deutschland, 2020.
24. Pico Technology. ADC-20 und ADC-24: Datenblatt zum hochauflösenden Datenlogger; Pico Technology: St Neots, Großbritannien, 2019.
25. Murray, AV; Ireland, PT; Romero, E. Ein experimentell validiertes Modell niedriger Ordnung der thermischen Reaktion von doppelwandigen Effusionskühlsystemen für HP-Turbinenschaufeln. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2020: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen, Online*, 21.–25. September 2020.

Artikel

Vorläufige Konstruktionsrichtlinien zur Berücksichtigung der Vibration und des Geräusches von Axialventilatoren mit niedriger Geschwindigkeit aufgrund des Profils Wirbelablösung †

Gábor Daku * und János Vad

Institut für Strömungsmechanik, Fakultät für Maschinenbau, Technische und Wirtschaftswissenschaftliche Universität Budapest, Bertalan Lajos u. 4-6, H-1111 Budapest, Ungarn;

vad@ara.bme.hu * Korrespondenz:

daku@ara.bme.hu † Dieser Artikel ist eine überarbeitete Version unseres in Proceedings of the European Turbomachinery Konferenz ETC14, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Dieser Artikel bietet einen kritischen Überblick über Worst-Case-Designszenarien, bei denen bei Axialventilatoren mit niedriger Geschwindigkeit ein erhöhtes Risiko von Blattresonanzen aufgrund von Wirbelablösungen am Profil auftreten kann. Als Designbeispiel wird eine kreisbogenförmig gewölbte Platte mit 8 % relativer Krümmung in zwei Ansätzen der Blattmechanik und Aerodynamik untersucht. Zu diesem Zweck wird die Frequenz des ersten Biegemodus einer Platte mit beliebiger Kreiswölbung ausgedrückt, indem das Ventilatorblatt als freitragender Balken modelliert wird. Darüber hinaus wird eine iterative Blattdesignmethode entwickelt, um die riskanten Szenarien zu überprüfen, bei denen spanntweck und räumlich kohärente Wirbelablösungen auftreten können, die ausgeprägte Vibrationen und Lärm verursachen. Durch die Kombination dieser beiden Ansätze werden Fälle für wirbelinduzierte Blattresonanzen erstellt. Basierend auf dem hier vorgestellten Ansatz werden zudem Richtlinien zur Milderung der Belästigung durch Wirbelablösungsgeräusche entwickelt.

Schlüsselwörter: Axialventilator; Schaufelvibration; niedrige Spitzengeschwindigkeit; vorläufiger Ventilatorentwurf; Wirbelablösung



Zitat: Daku, G.; Vad, J.

Vorläufige Konstruktionsrichtlinien zur Berücksichtigung der Vibration und des Lärms von Axialventilatoren mit niedriger

Geschwindigkeit aufgrund von Wirbelablösung im Profil. Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2022, 7, 2. <https://doi.org/10.3390/ijtp7010002>

Erhalten: 28. September 2021

Akzeptiert: 4. Januar 2022

Veröffentlicht: 7. Januar 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren. Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel, der unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons Namensnennungs-Lizenz (CC BY-

NC-ND) ([https://](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

1. Einleitung

Wirbelablösung (VS) von Rotorblättern von Axialventilatoren mit niedriger Drehzahl hat in den letzten Jahrzehnten an technischer Relevanz gewonnen. Das in diesem Artikel erörterte VS-Phänomen – hier als Profilwirbelablösung (PVS) bezeichnet und in Abbildung 1 dargestellt – ist nicht zu verwechseln mit der Hinterkantenstumpfheit (VS), die hinter der stumpfen Hinterkante (TE) des Blattprofils auftritt und als hinterer Teil eines stumpfen Körpers fungiert [1]. In der oben genannten Literatur wird PVS als VS mit laminarer Grenzschicht bezeichnet, da es nur auftreten kann, wenn die Grenzschicht anfangs zumindest auf einer Seite des Blattprofils laminar ist. In diesem Fall löst sich die anfangs laminare Grenzschicht in der Nähe oder nach der Mittelsehnenposition, legt sich in der Nähe der TE wieder an – was zu einer Ablöseblase führt – und durchläuft schließlich einen Übergang von laminar zu turbulent. Darüber hinaus spielen die Position und die Größe der gebildeten Ablöseblase eine Schlüsselrolle bei der tonalen PVS-Geräuschemission. Kürzlich veröffentlichten Yakhina et al. [2] eine detaillierte Untersuchung über tonalen TE-Lärm, der von Tragflächen mit niedriger Reynoldszahl abgestrahlt wird. Sie stellten fest, dass eine Voraussetzung für die Emission von tonalem Lärm darin besteht, dass sich die gebildete Ablöseblase ausreichend nahe am TE befindet. PVS kann innerhalb eines bestimmten Reynoldszahlbereichs auftreten. Basierend auf der Literatur [3–5] wird hier eine Untergrenze von $Rec = 5 \times 10^4$ angenommen, während die Obergrenze durch die kritische Reynoldszahl des natürlichen Übergangs von laminar zu turbulent bestimmt wird. Wenn PVS für langsam laufende Ventilatoren diskutiert wird, wie in diesem Dokument, wird eine inkompressible Strömung berücksichtigt, indem eine Mach-Zahl von $\gamma 0,3$ angenommen wird.



Abbildung 1. Profilwirbelablösung (PVS).

In der Literatur gibt es verschiedene Modelle zum PVS-Phänomen. In diesem Artikel wird nur auf das klassische Modell von Tam [6] und Wright [7] Bezug genommen, um eine einfache und umfassende Interpretation des Mechanismus zu ermöglichen. Diesem Modell zufolge ist PVS mit einer selbsterregten Rückkopplungsschleife verbunden. Aufgrund der instabilen laminaren Grenzschicht werden Tollmien-Schlichting-Instabilitätswellen erzeugt; diese Wellen bewegen sich stromabwärts in Richtung TE, wo Schallstreuung auftritt und Schallwellen erzeugt werden. Die Schallwellen breiten sich stromaufwärts aus und verstärken die ursprünglichen Instabilitäten. Wenn die entsprechenden Phasenbedingungen erfüllt sind, werden die Störungen bei einigen Frequenzen verstärkt, wodurch die Rückkopplungsschleife geschlossen wird. Später haben mehrere Autoren, z. B. Nash et al. [8], das oben genannte Rückkopplungsschleifenmodell einer kritischen Überarbeitung unterzogen. PVS kann Vibrationen an der Schaufel erzeugen. Wie die Untersuchungen von Ausoni et al. [9] nahelegen, könnten die Mechanismen der periodischen Wirbelablösung und der periodischen Rotorblattschwingung im Rahmen eines „Lock-in“-Phänomens bei einer Rotorblatteigenfrequenz gegenseitig gekoppelt sein.

Bei langsam laufenden Axialventilatorblättern zeigt sich der Unterschied zwischen PVS- und TE-Stumpfheit VS in ihren physikalischen Mechanismen in Skalierungstechniken und auch in den Werten der Strouhal-Zahl, die unterschiedlich sind.

Bei Schaufelblättern mit dicken oder stumpfen Hinterkanten kann die Wirbelablösung durch stumpfe TE-Kanten [10] durch die Strouhal-Zahl charakterisiert werden, die auf der Anströmgeschwindigkeit U_0 und der TE-Dicke d_{TE} basiert:

$$St_{TE} = f_{TE} d_{TE} / U_0 \approx 0,20 \quad (1)$$

Für PVS [11,12], das mit dem Grenzschichtübergang und dem Rückkopplungsmechanismus verbunden ist:

$$St_{\dot{y}} = f_{PVS} b / U_0 \approx 0,18 \quad (2)$$

wobei f die dominante Frequenz der beiden VS-Typen ist und b der Abstand zwischen den Wirbelreihen. Yarusevych et al. [11] fanden heraus, dass St^* für symmetrische, relativ dicke NACA-Tragflächen für bestimmte Bereiche von Reynolds-Zahl und Anstellwinkel universell gültig ist, was die Bezeichnung einer „universellen“ Strouhal-Zahl St^* nahelegt, wie in Gleichung (2) angegeben. Diese Tragflächenprofile werden jedoch in Axialventilatoren nicht häufig verwendet; deshalb haben die Autoren die vorgeschlagene St^* -Definition wie folgt erweitert. Es wurden systematische Windkanalexperimente an für langsam laufende Axialventilatoren typischen Blattabschnittsmodellen mit einer Einkomponenten-Heißdrahtsonde durchgeführt. Basierend auf den gemessenen f - und b -Werten bestätigten die Autoren in einer quasi-2D-experimentellen Analyse auch die Gültigkeit von St^* für asymmetrische Profilgeometrien wie etwa um 8 % gewölbte Platten und RAF-6E-Profilen [13]. Dadurch wurde die verfügbare experimentelle Datenbasis zur PVS-Frequenz [5] erweitert.

Aus technischer Sicht sind die praktischen Aspekte von PVS in zweierlei Hinsicht bemerkenswert: Vibration und Lärm. Einerseits erzeugt PVS eine periodisch schwankende Kraft senkrecht zur Profilsehne, was das Risiko von Rotorblattvibrationen erhöht. Andererseits scheint VS die Hauptquelle des aeroakustischen Lärms von Axialventilatoren mit niedriger Drehzahl zu sein [14–16]. Daher ist es ein wichtiges technisches Ziel, die Vibration und den Lärm von Axialventilatoren mit niedriger Drehzahl aufgrund von PVS, die sich bereits in der vorläufigen Entwurfsphase befinden, zu überprüfen und möglicherweise zu kontrollieren. Es ist erwähnenswert, dass die Signaturen von Rotorblattvibrationen und PVS-bezogenem Lärm in den Frequenzspektren zusammenfallen können. In [17] zeigte das an das Tragflächenprofil angeschlossene Vibrometer eine wirbelinduzierte Vibration an, deren dominante Frequenz mit der des Fernfeldtons zusammenfiel.

Messungen von PVS in der Literatur beziehen sich meist auf isolierte und stationäre Schaufelblätter [2,11–13,17,18]. Nur wenige Studien beschäftigten sich mit PVS bei rotierenden Schaufelblättern mit asymmetrischen Profilen, wie sie für realistische Axialventilatoren charakteristisch sind.

PVS-Geräusch bei einem Axialventilator mit vier gewölbten Plattenblättern und konstanter Blattsehne. Abgesehen von einem kleinen Abschnitt (~10%) der Spannweite eines Blattes in der Region nahe der Spitze wurde das PVS-Geräusch jedoch durch die Zacken am hinteren Flügelende unterdrückt. Darüber hinaus neigte die spannenweitenabhängige Variation der Anströmgeschwindigkeit dazu, die Geräuschsignatur des PVS zu verbreitern und wirkte so einem bemerkenswerten, gut erkennbaren tonalen PVS-Charakter entgegen. Grosche und Stiewitt [20] untersuchten einen vierblättrigen PVS-Rauschen bei $\dot{\gamma}$ 4 Propeller-Axialventilatorrotor mit mäßiger Pfeilung und Verdrehung. Sie beobachteten $\dot{\gamma}$ den Anstellwinkel, betrachtet im rotierenden Referenzrahmen nahe der Blattspitze, für drei verschiedene Reynolds-Zahlen basierend auf der Flügelsehnenlänge ($Re_c = 9 \times 10^4$, $1,3 \times 10^5$, $2,6 \times 10^5$). Alle oben genannten Beobachtungen – sowohl das isolierte Blattprofil als auch die Betrachtung des Rotors – legen nahe, dass die folgenden Blattmerkmale die Neigung zum Auftreten von gut erkennbarem tonalem PVS erhöhen: hohes Längen-/Breitenverhältnis (AR), geringe Festigkeit, mäßige Verwindung und konstante Blatttiefe. Diese Parameter sind typisch für Propellerventilatoren [21]. Solche Propellerventilatoren, bei denen eine geringe Festigkeit über einen erheblichen Teil der Spannweite

Um die schädlichen Geräusch- und Vibrationseffekte durch PVS zu mildern, wurden systematisch pessimistische Entwurfsszenarien ermittelt, bei denen solche schädlichen Effekte ausgeprägt sind. Darüber hinaus wurden diese Entwurfsmerkmale mit Überlegungen zur Rotordynamik gekoppelt. Basierend auf dieser Kopplung wurde ein exemplarischer ungünstiger Entwurfsfall sowohl hinsichtlich der Betriebs- als auch der geometrischen Eigenschaften aufgestellt, bei dem PVS ein erhöhtes Risiko für Blattresonanz aufweist. Nimmt man den Rotor eines solchen ungünstigen Entwurfsfalls – im Folgenden als PVS-betroffener Rotor bezeichnet – als Referenz, können bereits in der vorläufigen Entwurfsphase ungefähre semi-empirische Entwurfsrichtlinien ausgearbeitet werden, um PVS-induzierte Resonanz zu überprüfen und möglicherweise zu vermeiden. Die in [13] berichteten Entwurfsrichtlinien zur Geräuschreduzierung wurden ebenfalls zu einem detaillierteren Modell weiterentwickelt, wie in diesem Papier dargestellt.

2. Klingenvibration: Ein Überblick

Es wird vorgeschlagen, Schaufelprofile von Turbomaschinen in vorläufigen Analysen als einfache freitragende Balken zu modellieren [24–30], was bedeutet, dass alle Freiheitsgrade der Schaufeln an der Schaufelwurzel, d. h. dort, wo sie mit der Nabe verbunden sind, eingeschränkt sind. Die reinen Biegeschwingungen – oder anders gesagt, die Quer- oder Biegeschwingungen – eines prismatischen Balkens mit gleichmäßigem Querschnitt in Abhängigkeit von der Zeit ($\dot{\gamma}$) und der Koordinate entlang der Längsrichtung des Balkens (z) werden durch die folgende partielle Differentialgleichung beschrieben, die aus der Balkentheorie von Euler und Bernoulli abgeleitet ist [26,31]:

$$EI \frac{\partial^4 g(z, \dot{\gamma})}{\partial z^4} + \dot{\gamma} b A \frac{\partial^2 g(z, \dot{\gamma})}{\partial z^2} = 0 \quad (3)$$

Dabei ist $g(z, \dot{\gamma})$ die seitliche Verschiebung entlang der Achse, die senkrecht zur Blattsehne verläuft; E der Elastizitätsmodul; I das Flächenträgheitsmoment in Bezug auf die Achse, die parallel zur Sehne verläuft und zum Schwerpunkt (CG) des Blattabschnitts passt; A die Querschnittsfläche des Blattprofils; und $\dot{\gamma} b$ die Dichte des Blattmaterials.

Zur Berechnung der freien Schwingungsform kann die Methode der variablen Trennung verwendet werden. Unter Verwendung der richtigen Anfangs- und Randbedingungen können die i -te Eigenfrequenz (siehe später) und die Normalschwingungsform [31] wie folgt ausgedrückt werden:

$$F_i(z) = (\cos \dot{\gamma} i z - \cosh \dot{\gamma} i z) \dot{\gamma} \frac{(\cos \dot{\gamma} i l + \cosh \dot{\gamma} i l)}{\sin \dot{\gamma} i z - \sinh \dot{\gamma} i z} (\sin \dot{\gamma} i z - \sinh \dot{\gamma} i z) \quad (4)$$

wobei i die Ordnungszahl ist, also 1, 2, 3 usw.; $F(z)$ ist die charakteristische Funktion oder der Normalmodus des Balkens; l ist die radiale Ausdehnung des Blattes von der Nabe bis zur Spitze, also die Blattspannweite, und $\dot{\gamma} i l \dot{\gamma} (2i - 1)\dot{\gamma}/2$. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 2 qualitativ die Formen für einige Biegemodi, die auf der Grundlage von Gleichung (4) generiert wurden. Die vertikale Achse stellt den Normalmodus dar (also die dimensionslose Verschiebung) und die horizontale Achse zeigt die dimensionslose Länge des Balkens.

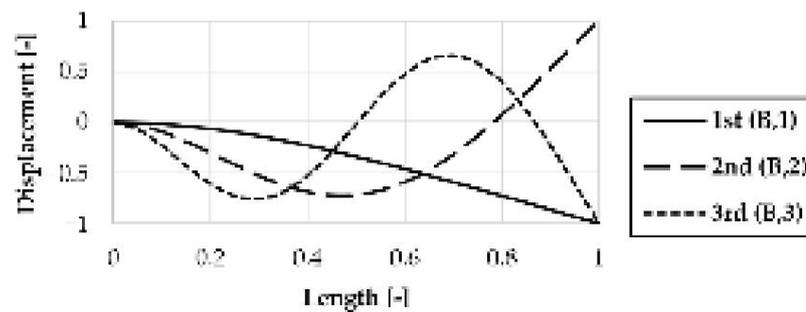


Abbildung 2. Normale Biegemodi des Balkens.

Die reine Torsion des Kragträgers wird durch das folgende Differential bestimmt

Gleichung [32]:

$$G \frac{\partial^2 \psi(z, \bar{y})}{\partial z^2} = 0 \quad (5)$$

wobei $\psi(z, \bar{y})$ der Drehwinkel um die Längsrichtung des Balkens ist; G der Schermodul; I_t die Torsionssteifigkeit oder Torsionskonstante ist; und I_p das polare Moment der Fläche des Schaufelblattabschnitts.

Es ist wichtig zu beachten, dass in der Praxis eine Vermischung der Modi auftreten kann. Dementsprechend haben verschiedene Forscher Studien zu experimentellen und theoretischen Auswertungen von Biege-Torsionsschwingungsanalysen durchgeführt, bei denen die Kopplung von Biege- und Torsionsmodi berücksichtigt wurde, z. B. [24,27,28,31,33,34]. Die Autoren dieser Zeilen haben sich nur mit reinen Biege- und Torsionsschwingungsmodi befasst und dabei den einfachstmöglichen analytischen Beschreibungsmodus im Auge behalten.

In der Literatur sind grundlegende Konzepte für die analytische Behandlung der Schwingung von Balken/Blättern verfügbar, die aufgrund ihrer Rotation durch ein Zentrifugalkraftfeld beeinflusst werden. Diese Konzepte berücksichtigen sowohl unverdrehte [31] als auch verdrehte [24,28,29] Geometrien. Wie in [25] erörtert, hat die Zentrifugalkraft, die aus der Rotation der Blätter entsteht, eine steifigkeitssteigernde Wirkung, d. h. sie neigt dazu, die Schwingungsneigung des Blattes zu mäßigen. Beim gegenwärtigen Stand der Forschung vernachlässigen die Autoren die mechanische Wirkung des Zentrifugalfelds aus folgenden Gründen: (a) Das Zentrifugalfeld hat bei den hier erörterten langsam laufenden Lüfterblättern tendenziell eine mäßige Bedeutung; und (b) die Absicht besteht darin, einen pessimistischen – d. h. sicherheitssteigernden – vorläufigen Entwurfsansatz zu entwickeln, indem der steifigkeitssteigernde Trend aufgrund des Zentrifugalfelds vernachlässigt wird. Die Blattverdrehung neigt dazu, die Biegeeigenfrequenzen zu reduzieren, wie FEM-Berechnungen (hier nicht dargestellt) zeigen. Daher tendieren die kritischen Anregungsfrequenzen bei verdrehten Schaufeln dazu, sich zu niedrigeren Werten zu verschieben. Beim gegenwärtigen Stand der Forschung vernachlässigen die Autoren den mechanischen Effekt der Schaufelverdrehung. Die Rechtmäßigkeit dieser Vernachlässigung wird später erläutert. Die konzertierte Betrachtung der Effekte des Zentrifugalkraftfelds und der Schaufelverdrehung bzw. die Berücksichtigung der Mischung der reinen Biege- und Torsionsmodi wird in der nächsten Arbeit behandelt.

Auch mechanische oder strömungsmechanische Anregungen können die Schwingung der Axialventilatorschaufeln bis zu einem gewissen Grad unvermeidlich anregen und außerdem eine Schwingungsquelle in der Struktur darstellen, an der sie angebracht sind. Ein solcher Anregungseffekt kann aus der Wechselwirkung der Ventilatorschaufeln mit dem Nachlauf resultieren, der sich hinter den vor dem Rotor angeordneten Elementen entwickelt, z. B. Stützstreben, Einlassleitschaufeln oder sogar au. Beispielsweise wirkt entsprechend der Drucksteigerung eine konstante mittlere Auftriebskraft auf das Rotorblatt. Allerdings besitzt die Auftriebskraft auch eine variable Komponente, beispielsweise die schwankende Kraft durch PVS. Wie in [25,35] ausführlich beschrieben, erzeugen beide Kräfte ein Biegemoment, das zu einer Schwingung führt. Wenn die dominante Frequenz der PVS mit einer Eigenfrequenz der Schaufel zusammenfällt, kann Resonanz auftreten, und die Intensität der Schwingung kann nur begrenzt werden, wenn die mechanische Struktur steif genug oder ausreichend gedämpft ist. Daher ist bei Lüfterschaufeln aus gewölbten Blechen besondere Vorsicht geboten, da ihre Eigenfrequenz – aufgrund der mäßigen Trägheit des Querschnitts und der daraus resultierenden geringeren Steifigkeit – im Vergleich zu der der profilierten Schaufeln niedriger ist [25].

Obwohl Ventilatoren normalerweise mit mechanischen Spannungen arbeiten, die weit unter der Kapazität ihres Materials liegen – und daher die Vibration der Ventilatorschaufel aufgrund von Resonanz nicht zum Bruch der mechanischen Struktur führt –, besteht bei entsprechenden Spannungen, die in der Nähe der Schaufelwurzel ein Maximum erreichen, die Gefahr eines Ermüdungsbruchs. Diese Spannungen kombinieren sich mit den Zentrifugalspannungen; daher entsteht ein gemischter Wechsellastzustand, der bei der Konstruktion des Ventilators berücksichtigt werden muss.

Darüber hinaus kann der Rotor aufgrund der Verformungsmuster, die mit jeder Resonanzfrequenz des Rotorblatts verbunden sind, aus dem Gleichgewicht geraten, was die Welle zum Biegen zwingt und die anfängliche Unwucht und Biegung verstärkt. Wenn die Anregung stark genug ist und zu einer Vibration mit großer Amplitude führt, kann eines der Lüfterblätter an den Kanalwänden reiben, was zu einer Unwucht des Rotors oder zum Bruch der Blätter

2.1. Analytische Behandlung

2.1.1. Biegemodi Um

einen einfachen und umfassenden Ansatz für den vorläufigen Entwurf zu bieten und jegliche Notwendigkeit numerischer Berechnungen im gegenwärtigen Forschungsstadium zu vermeiden, sowie als Lösung für Gleichung (3), werden die folgenden analytisch ausgedrückten Eigenfrequenzen für die Biegemodi eines beliebigen prismatischen Stabes betrachtet, wie in der Literatur [26] angegeben:

$$f_{B,i} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{KB_i}{EI}} \quad (6)$$

Die einfache analytische Formel oben lässt sich nämlich leicht auf **Biegemodi höherer Ordnung erweitern**, indem man die entsprechende **KB_i-Konstante in Gleichung (6) einsetzt**. Die Werte von **KB_i** für die ersten drei Biegemodi sind **KB₁ = 0,560**, **KB₂ = 3,506** bzw. **KB₃ = 9,819**.

2.1.2. Torsionsmodi

Durch Lösen des Ausdrucks in Gleichung (5) kann die Eigenfrequenz für Torsionsschwingungen unter Verwendung der analytischen Formel, beispielsweise in [26], wie folgt ermittelt werden :

$$f_{T,i} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{G}{Es \cdot I_p}} \quad (7)$$

In Gleichung (7) kann jede Variable – außer I_p – durch Ausnutzung der Material- und Geometrieparameter der Schaufel bestimmt werden. Zur Berechnung der I_p -Torsionskonstante für eine flache Platte wird in [26] folgende Beziehung angegeben :

$$Es = Ktct^3 \quad (8)$$

wobei c die Sehnenlänge (Breite der Platte) ist; t die Dicke (Höhe der Platte); und Kt eine mechanische Konstante ist, die aus Abbildung 4.2 von [26] entnommen oder unter Anwendung der Formel berechnet werden kann – in Übereinstimmung mit der früheren Literatur – z. B. [36]. Die oben genannten Alternativen zur Bestimmung der Torsionskonstante beziehen sich jedoch nicht auf eine gewölbte, sondern auf eine flache Platte, was ihre direkte Anwendung in unserer Fallstudie verhindert. Um dieses Problem zu lösen, kann basierend auf [36–38] die Torsionskonstante eines dünnwandigen offenen Rohrquerschnitts mit gleichmäßiger Dicke wie folgt ausgedrückt werden:

$$Es = \frac{1}{3} U t^3 \quad (9)$$

wobei U die Länge des Mittelwandumfangs ist, der später in Abbildung 5 gestrichelt dargestellt ist.

2.2. Methode der Finite Elemente (FEM)

Die FEM ist ein nützliches und allgemein anerkanntes Werkzeug zur numerischen Lösung technischer Probleme, wie beispielsweise der Modalanalyse von Rotorblättern [39–41]. Die gewünschten mechanischen Eigenschaften können berechnet werden, indem eine beliebige mechanische Struktur in einfache geometrische Formen unterteilt und die Materialeigenschaften und die maßgeblichen Verbindungen zwischen diesen Elementen definiert werden. In dieser Studie wird die Frequenzanalyse eines Axialventilatorblatts mit niedriger Geschwindigkeit mithilfe des kommerziellen FEM-Softwareprogramms ANSYS Me

2.2.1. Geometrie, Materialien und Elemente

In der vorliegenden Arbeit wird angenommen, dass die Nabe im Vergleich zum Lüfterblatt starr ist, sodass alle Freiheitsgrade der Blätter an der Nabe, d.h. an der Blattwurzel, eingeschränkt sind. Daher wurde nur ein Segment des Axialventilators untersucht, das aus einem einzigen Blatt ohne Nabenteil besteht. In Übereinstimmung mit dem später untersuchten PVS-beeinflussten Rotorblattprofil der kreisbogenförmig gewölbten Platte mit 8 % relativer Krümmung und den dimensional und dimensionslosen Werten der Tabellen 3 und 5 sind die notwendigen geometrischen Eigenschaften für die 3D- Modellierung in Tabelle 1 zusammengefasst . Der Grund für die Wahl dieser Blattprofilgeometrie wird später in Abschnitt 3.2 ausführlich erläutert . Für die FEM-Fallstudie besteht das Ventilatorblatt aus Baustahl mit einer Dichte von 7850 kg/m³ , einem Elastizitätsmodul von 200 GPa und einer Poisson-Zahl (ν) von 0,3.

Tabelle 1. Geometrische und Materialparameter der Schaufel für die FEM-Fallstudie.

m	C	T	H	ν	E	ν
264 mm	120 mm	2,40 mm	9,60 mm	7850 kg/m ³	200 GPa	0,30

Laut der Literatur [30,39] eignet sich das Element SHELL 181 zur Analyse dünner bis mitteldicker Schalenstrukturen im Zusammenhang mit Turbomaschinenblättern, wie Windturbinen- und Axialventilatorblättern. Daher wird dieser Elementtyp verwendet, um das Ventilatorblatt mit 124 Knoten in axialer Richtung und 256 Knoten in radialer Richtung zu modellieren. Grundsätzlich ist SHELL 181 ein Element mit vier Knoten und sechs Freiheitsgraden an jedem Knoten: Translationen in x-, y- und z-Richtung und Rotationen um die x-, y- und z-Achse. Es sollte jedoch erwähnt werden, dass dieselbe Lösung durch Verwendung des 20-Knoten-Elements Hex20 (SOLID 186) von Ansys Workbench 2019 R3 erreicht werden

2.2.2. Maschenkonvergenz Es

wurde eine Maschenkonvergenzstudie durchgeführt, um die optimale Maschenzahl im Hinblick auf Rechengenauigkeit sicherzustellen. Die ersten drei Biegeeigenfrequenzen (B) und Torsionseigenfrequenzen (T) des Lüfterblatts werden in mehreren Maschengrößen berechnet (die Elementzahl variiert von 258 bis 507.904). Durch Erhöhen der Elementzahl erhöht sich die erste Biegeeigenfrequenz leicht und wird dann nahezu konstant. Bei Biegungen höherer Ordnung und dem Torsionsmodus können ähnliche Effekte beobachtet werden. Wie in Abbildung 3 gezeigt, sind 31.744 Elemente angemessen, um eine ausreichend genaue Lösung zu erhalten. Dennoch sollte erwähnt werden, dass sogar ein Modell mit einer geringeren Elementzahl für die Terzbandvorhersage der ersten Biegeeigenfrequenz ausreicht (siehe Anhang A).

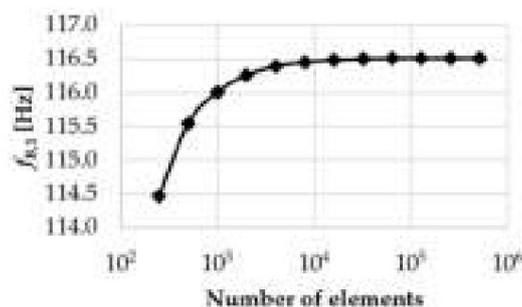


Abbildung 3. Studie zur Netzkonvergenz.

2.3. Vergleich der Ergebnisse

In Tabelle 2 sind die ersten drei analytischen Eigenfrequenzen für Biegung (B) und Torsion (T) wurden nach den Gleichungen (5), (7) und (8) berechnet und mit der Eigenfrequenz verglichen. Die erste Spalte gibt den Schwingungsmodus unter Diskussion. In der zweiten und vierten Spalte werden FEM und die analytischen Eigenfrequenzen sind jeweils zusammengefasst. In der dritten und fünften Spalte sind die entsprechenden Band Die Nummer der Terzbandauflösung ist gemäß Anhang A aufgeführt. Die Die Spalte „Diskrepanz“ enthält die relative Abweichung von f analytisch im Vergleich zu f FEM.

Tabelle 2. Geometrische und Materialparameter der Klinge.

Modus	f FEM [Hz]	1/3 Oktave Band-Nr.	f analytisch [Hz]	1/3 Oktave Band-Nr.	Diskrepanz [%]
B,1	116,5	11	116,1	11	0,3
B,2	595,2	18	727,6	19	18,2
B,3	1146,7	21	2037,8	23	43,7
T,1	140,1	11	117,4	11	19,4
T,2	472,8	17	352,1	15	34,3
T,3	949,6	20	586,9	18	61,8

Aus Tabelle 2 ist ersichtlich, dass die analytische Behandlung für die erste Biegung (B,1) Eigenfrequenz ist in guter Übereinstimmung mit dem FEM-Ergebnis. Dennoch für die Biegung höherer Ordnung und Torsionsmodi, die relative Diskrepanz zwischen analytischen und FEM-Ergebnisse werden größer und tendieren dazu, mit der Erhöhung der Ordnung von zuzunehmen der Modi. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die teilweise Verletzung der kurz vorgestellten Euler-Bernoulli-Dünnstrahltheorie. Daher ist der AR des Strahls gleich 2,2; das heißt, der Der Balken gilt nicht als schlank ($AR > 10$).

Obwohl es alternative Methoden gibt, um eine genauere analytische Vorhersage für kurze Strahlen ($AR < 10$) zu erhalten, z. B. Timoshenkos Strahlentheorie [31], Der vorliegende Aufsatz konzentriert sich aus folgenden Gründen auf die Strahlentheorie von Euler und Bernoulli. (a) Einerseits streben die Autoren die Schaffung einer geschlossenen analytischen Formel mit einfache mögliche analytische Beschreibung im Auge. (b) Andererseits, wie gezeigt in [31,42] die relative Diskrepanz zwischen den analytischen ersten Biegeeigenfrequenzen, berechnet auf der Grundlage der beiden unterschiedlichen Theorien, beträgt weniger als 5–10 %, was passend für Punkt (a) wird als akzeptable Annäherung betrachtet. Basierend darauf und der hervorgehobenen Rolle des ersten Biegemodus, der in Abschnitt 3.1 beschrieben ist, die Bestätigung des analytischen Modells durch FEM ist nur für den ersten Biegemodus von primärer Bedeutung und ist von sekundärer Bedeutung für die anderen Modi.

Trotz der am Anfang des Kapitels diskutierten Vereinfachungsannahme (unverdrehte und nicht rotierende Lüfterschaufel) wurden ergänzende FEM-Fallstudien durchgeführt auch für das verdrehte und rotierende Blatt. Die FEM-Ergebnisse zeigten, dass sowohl die Die Verwindung der Schaufelblätter und das Vorhandensein eines Zentrifugalkraftfeldes haben eine die Biegeeigenfrequenz reduzierende Wirkung und liefern eine obere Schätzung für die erste Biegeeigenfrequenz. Wie das spätere Rechenbeispiel zeigt, ist selbst bei der unverdrehten und

Bei stationären Lüfterblättern würden nur unpraktisch niedrige Spitzengeschwindigkeiten zum Zusammentreffen der ersten Biegeeigenfrequenz und der PVS-Frequenz führen. Daher kann das von den Autoren verwendete vereinfachte Lüfterblattmodell als pessimistisches Entwurfsszenario betrachtet werden.

3. Rotorblattmechanik: Eine exemplarische Fallstudie

3.1. Die Bedeutung des Biegemodus erster Ordnung

Risiko im Lüfterbetrieb aufgrund von Rotorblattvibrationen wird in der vorliegenden Abhandlung gleichzeitig aus den folgenden zwei Perspektiven betrachtet, die miteinander in Beziehung stehen. (a) Das Risiko einer augenblicklichen Verringerung des Abstands zwischen Rotorblattspitze und Gehäuse. Aus der Perspektive der Spitzenspaltverringern gelten die Schwingungsmodi, die eine monoton zunehmende Verformungsamplitude entlang der Rotorblatthöhe aufweisen, als die riskantesten. Dies sind der erste Biegemodus und der erste Torsionsmodus. (b) Das Risiko einer augenblicklichen Rotorunwucht. Dies tritt in Fällen auf, in denen der Schwerpunkt des gesamten Blattes in Querrichtung aus seiner ursprünglichen Position verschoben wird und auf die (ungefähr) radiale Blattstapellinie passt, für die der Rotor ursprünglich ausgewuchtet wurde. Aus der Perspektive der Rotorunwucht wird keiner der Torsionsmodi als riskant angesehen, da sie dazu neigen, den Schwerpunkt des gesamten Blattes (ungefähr) in seiner ursprünglichen Position zu belassen. Darüber hinaus wird angenommen, dass Biegemodi höherer Ordnung aufgrund ihres wellenförmigen Schwingungsmusters nur eine mäßige Querverschiebung des Blattschwerpunkts aufweisen.

Daher wird der erste Biegemodus unter den verschiedenen Schwingungsmodi, die durch PVS-Anregung verursacht werden, als der kritischste angesehen, und die Biegemodi höherer Ordnung und die Torsionsmodi werden als von untergeordneter Bedeutung angesehen. Folglich wird von den analytischen Lösungen in Gleichung (5) der „Biegemodus erster Ordnung“ hier als veranschaulichendes Beispiel für die von den Autoren erarbeitete analytische Behandlung herangezogen. Dennoch wird die Angemessenheit dieser Wahl durch die folgenden Beispiele gerechtfertigt und unterstützt.

Die Autoren gehen davon aus, dass die Auswirkungen von PVS auf Lärm und Vibrationen besonders ausgeprägt sind, wenn ausgedehnte und kohärente Wirbel mit gleichmäßiger Frequenz entlang eines dominanten Abschnitts der Blattspanne auftreten. In diesem Fall gehen sie davon aus, dass PVS Druckschwankungen über den Saug- und Druckflächen der Blätter verursacht, die zu Sehnennormalkräften führen. Unter der Annahme räumlich kohärenter Wirbel über die gesamte Spannweite sind die resultierenden fluktuierenden Kräfte über die gesamte Spannweite in Phase. Darüber hinaus können PVS und die damit verbundenen Kräfte weiter stromaufwärts des TE auftreten (vgl. [12]). Eine solche PVS-induzierte Anregung löst wahrscheinlich den Biegemodus erster Ordnung aus.

Ein vorgelagerter Stator, z. B. die nahezu radial ausgerichteten Stützstreben vor dem Rotor, kann eine Nachlauf-Blatt-Interaktion – auch als „Rotor-Stator“-Interaktion bezeichnet – verursachen, bei der die stromaufwärts liegenden Nachläufe des Stators stromabwärts in die Axialströmungs-Lüfterschaukelreihe geschwemmt werden. Die Nachläufe verlaufen parallel zur Relativgeschwindigkeit (w), sodass sich die Interaktion als nahezu gleichzeitige, räumlich kohärente aerodynamische Anregung entlang der gesamten Schaukelspannweite manifestiert. Auf die Lüfterschaukeln wirkt daher eine sehnennormale, schwankende Kraft, die zu einem räumlich kohärenten Biegemoment statt einem Torsionsmoment führt.

Darüber hinaus wird in [25] als allgemeiner Ansatz die Frequenz der ersten Biegeschwingung der Schaukeln weit entfernt von den Anregungsfrequenzen gehalten. Wie gerade erwähnt, verursachen vor dem Rotor angeordnete Elemente – Stützstreben und Eintrittsleitschaukeln – eine Rotor-Stator-Wechselwirkung als aerodynamische Anregung der Rotorschaukeln, die mit einer Frequenz auftritt, die der Rotationsfrequenz multipliziert mit der Anzahl der vorgelagerten Elemente entspricht. Andererseits entsprechen solche Anregungseffekte einer Rotorunwucht („Shaker-Effekt“), die als mechanische Anregung bei der Drehfrequenz des Lüfters auftritt.

Darüber hinaus kann, wie in [5] dargestellt, die Schwankung der Sehnennormalkraft aufgrund von PVS zu einer Abweichung des Auftriebskoeffizienten in der Größenordnung von ± 10 Prozent des zeitlichen Mittelwerts führen. Wie in [35] gezeigt, verursacht die variierende Komponente der Auftriebskraft ein Biegemoment auf das Blatt. Wenn ausgedehnte und kohärente Wirbel mit gleichmäßiger Frequenz entlang eines dominanten Abschnitts der Blattspannweite auftreten, stellen sie räumlich kohärente elementare aerodynamische Anregungskräfte dar, die über die elementare Blattspannweite in Phase sind.

Abschnitte und somit in ein ausgeprägtes Gesamtbiegemoment integriert. Die Phasensidentität der elementaren Anregungskräfte entlang der Blattspanne stimmt mit der Phasensidentität der Blattverformung im ersten Biegemodus des Blattes überein, wenn die Frequenz der PVS mit der Eigenfrequenz in Bezug auf den ersten Biegemodus übereinstimmt.

3.2. Eigenfrequenz

Um ein einfaches Modell für die Wechselwirkung zwischen dem Rotorblatt und der schwankenden aerodynamischen Kraft aufgrund von PVS zu erstellen, müssen einige Vereinfachungen vorgenommen werden. Zunächst wird aus mehreren Gründen eine kreisbogenförmig gewölbte Platte mit 8 % relativer Krümmung als Rotorblattprofil gewählt :

- (a) Bei mäßigen Reynoldszahlen und Anstellwinkeln (α) erzeugt die gewölbte Platte einen ausreichend hohen CL, der mit einem Tragflächenprofil, d. h. RAF-6E, vergleichbar ist [43]. Dadurch können Blätter mit relativ hoher spezifischer Leistung konstruiert werden, d. h. die Belastbarkeit der Blattabschnitte wird ausgenutzt. (b) Bei 8 % relativer Krümmung liegt das Verhältnis von Auftrieb zu Luftwiderstand (LDR) nahe dem Maximum unter den gewölbten Platten mit unterschiedlicher relativer Wölbung, wodurch eine Konstruktion mit ausreichend hohem Wirkungsgrad möglich wird [44].
- (c) In Übereinstimmung mit den oben genannten praktischen Aspekten handelt es sich um eine gewölbte Platte mit 8 % relativer Wölbung, für die die Autoren dieser Zeilen Heißdrahtmessdaten an PVS bei verschiedenen Freistromgeschwindigkeiten und Anstellwinkeln zur Verfügung stellen [13]. Wie in der Abbildung dargestellt, zeigt Abbildung 4 die CL-, CD- und LDR-Werte als Funktion des Anstellwinkels für die 8 % gewölbte Platte.

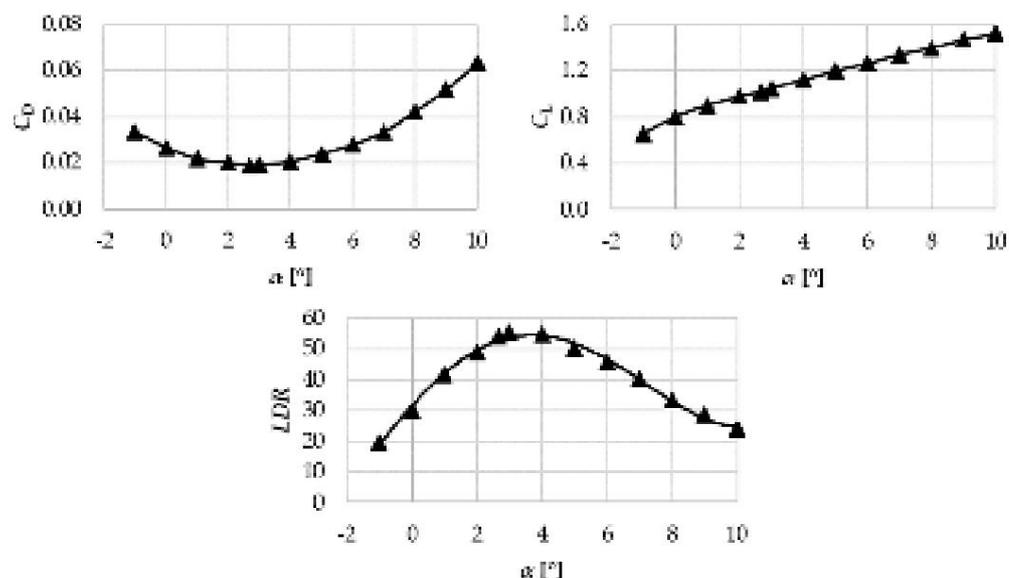


Abbildung 4. Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten sowie Auftriebs-Widerstands-Verhältnisse als Funktion des Anstellwinkels für eine um 8 % gewölbte Platte bei $Re_c = 3 \times 10^5$, gemessen von Wallis [44].

Zweitens wird angenommen, dass das Lüfterblatt über die gesamte Spannweite aus geometrisch identischen Blattabschnitten besteht. Dies bedeutet, dass die Blattsehne c , die Plattendicke t und die Höhe der Wölbungslinie h Konstanten sind (Abbildung 5). Die von [44] vorgelegten und in Abbildung 4 gezeigten Messdaten beziehen sich auf eine relative Dicke (t/c) von 2%. Dieser Wert ist repräsentativ für die Lüfterherstellung; daher wird t/c für die vorliegenden Untersuchungen

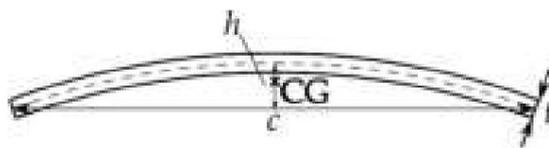


Abbildung 5. Kreisbogenförmig gewölbte Platte (8 % relative Wölbung).

Schließlich wird, wie bereits erwähnt, angenommen, dass alle Freiheitsgrade der Blätter bei an der Nabe, also an der Blattwurzel, eingeschränkt sind. Dies ist eine vernünftige Näherung; z. B. wenn Blechschaufeln mit einer Schweißverbindung an die Nabe angeschlossen werden, oder bei Kunststoffschaufeln Material, wenn die gesamte Nabe und die Schaufeleinheit als ein einziges Spritzgussteil Produkt. Die obigen Vereinfachungen ermöglichen es uns, das Blatt als freitragenden Balken zu modellieren (oder eingespannter Balken), der freier Schwingung ausgesetzt ist. Gemäß Abschnitt 3.1 ist der niedrigste Die Eigenfrequenz, die sich auf den Biegemodul erster Ordnung bezieht, kann wie folgt berechnet werden:

$$f_{B,1} = \frac{0,5656}{12} \sqrt{\frac{E}{\gamma b}} \quad (10)$$

Der letzte Term auf der rechten Seite der Gleichung (10) als Quadratwurzel der spezifischen Modul $E/\gamma b$ wird hier als Wellenausbreitungsgeschwindigkeit bezeichnet und mit \bar{c} bezeichnet. Dies ist eigentlich die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Schallwelle in einem langen eindimensionalen fiktiven Strahl aus dem Klingenmaterial. Das resultierende Schwingmuster ist in Abbildung 6 dargestellt.



Abbildung 6. Kragträger, der freier Schwingung ausgesetzt ist (senkrecht zur Blattsehne).

3.3 Flächenträgheitsmoment

Der Zweck dieses Abschnitts besteht darin, zu zeigen, wie der I/A -Term in Beziehung gesetzt werden kann auf die geometrischen Grundeigenschaften des kreisbogenförmig gewölbten Bleches (c , h/c , t/c), wodurch eine direkte Beziehung zwischen der ersten Eigenfrequenz und der geometrischen Parameter der Schaufel. Allerdings existiert in der Literatur keine geschlossene analytische Beziehung für diesen Zweck. Daher muss eine alternative Methode gefunden werden, um die zweite Term der rechten Seite der Gleichung (10) unter Verwendung von Schaufelgeometrieparametern, wie c , h und t . Als erster Schritt wird das Flächenträgheitsmoment einer gewölbten Platte und einer flachen Platten mit gleichen geometrischen Parametern (t , c) wurden miteinander verglichen.

Der Quotient aus Flächenträgheitsmoment und Querschnitt bei einem flachen

Platte ist:

$$(I/A) = \frac{(ct^3/12)}{(ct)} = \frac{t^2}{12} \quad (11)$$

Für eine gewölbte Platte gilt:

$$(I/A)_{\text{gewölbt}} = K_1 (I/A)_{\text{flach}}, \text{ wobei } K_1 = K_1(t/c, h/c) \quad (12)$$

// Icambered wurde für den gewölbten Plattenabschnitt durch eine analytische Integration erhalten Prozess, der aus der Festkörpermechanik bekannt ist [45]. Als Hintergrundinformation für die Leser, die Werte von K_1 sind in Abbildung 7 für repräsentative relative Dicke dargestellt und relative Sturzwerte (h/c). Für die angepassten Kurven in Abbildung 7 wurde K_1 für feste t/c berechnet Werte für gleichmäßige Schritte von 0,01 h/c über den gesamten h/c -Bereich. Im vorgestellten Rotorblattdesign später wurde $K_1 (t/c = 0,02; h/c = 0,08) = 18,07$ verwendet, in Übereinstimmung mit dem zuvor gewählten geometrische Parameter der Klinge.

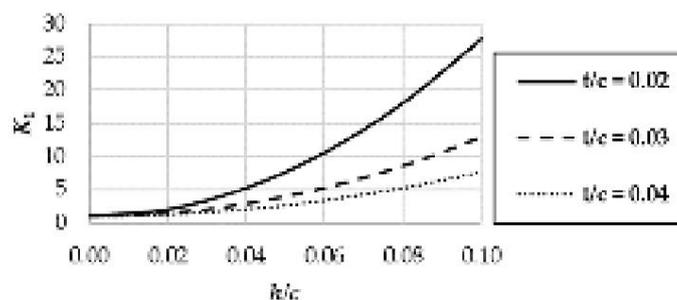


Abbildung 7. Der K_1 -Wert als Funktion der relativen Wölbung für verschiedene relative Dicken.

Durch Einsetzen der Gleichungen (11) und (12) in Gleichung (10) kann die erste Biegeeigenfrequenz wie folgt ausgedrückt werden:

$$f_{B,1} = \frac{0,56}{12} \sqrt{\frac{t}{ab}} \sqrt{\frac{2 \cdot 0,56 \cdot K_b}{12}} \quad (13)$$

wobei $K_b = K_b (t/c = 0,02; h/c = 0,08) = 1,23$ der Blattmechanikkoeffizient ist. Fallstudien mit anderen t/c - und h/c -Werten können anhand von Abbildung 7 durchgeführt werden.

4. Von PVS betroffener Rotor: Eine beispielhafte Fallstudie Ziel

dieses Abschnitts ist es, eine Design-Fallstudie zu skizzieren, die zu einem Rotor führt, der vermutlich aufgrund von PVS ungünstig in Bezug auf Lärm und Vibration ist. Obwohl mehrere ungünstige Designfälle dieser Art absichtlich erzeugt werden können, soll in diesem Dokument ein einziges repräsentatives Designbeispiel vorgestellt werden. Der resultierende Rotor wird im Folgenden als PVS-betroffener Rotor bezeichnet. Ein solches Design soll als Grundlage für die Realisierung eines Fallstudienrotors dienen, von dem erwartet wird, dass er bemerkenswerte und experimentell gut nachweisbare Schmalbandsignaturen von PVS aufweist. Auf diese Weise sollen die Größenordnungen der Schädlichkeit von PVS-bezogenen Effekten in zukünftigen Experimenten an dem PVS-betroffenen Rotor im Vergleich mit anderen Rotoren mit vergleichbarem Design quantifiziert werden. Die Merkmale des PVS-betroffenen Rotors sind wie folgt:

(a) Die Rotorblätter neigen dazu, eine PVS mit über die gesamte Spannweite konstanter Frequenz aufzuweisen, und daher wird theoretisch angenommen, dass sie über den überwiegenden Teil der Blattspannweite großflächige, räumlich kohärente Wirbel erzeugt. Es wird angenommen, dass solche kohärenten Wirbel bei einer bestimmten Frequenz über den überwiegenden Teil der Spannweite räumlich korrelierten Schmalbandlärm sowie mechanische Anregung verursachen. Die Bedingung einer über die gesamte Spannweite konstanten PVS-Frequenz wird hier daher in einer pessimistischen Perspektive angewendet, obwohl darauf hingewiesen wird, dass die Signatur des PVS-Lärms von [19] beobachtet wurde, selbst wenn die PVS auf

~10 % der Spannweite nahe der Spitze eines einzelnen Blattes beschränkt war. (b) Letzteres verursacht vermutlich Blattschwingungen, wenn die Frequenz der PVS mit der Frequenz des ersten Biegemodus der Blatts

4.1. Aerodynamik: Rotorblattdesign

Um einen Ventilator entwerfen zu können, bei dem die Konstanz der PVS-Frequenz über die Spannweite erfüllt – und damit die später vorgestellte Gleichung (14) erfüllt –, ist zunächst ein typischer dimensionsloser Entwurf \tilde{y} und geometrische Eigenschaften, die für Propellerventilatoren repräsentativ sind, wurden systematisch \tilde{y} gesammelt und in Tabelle 3 zusammengefasst. Hier betonen die Autoren, dass zur Gewährleistung der Gültigkeit der Gleichung (9) die Blattsehne entlang der Blattspannweite fixiert wurde, sodass $c(rb) = \text{konstant}$.

Die Tendenz, die Sehne bei der Schaufelkonstruktion über die Spannweite konstant zu halten, wird durch die Beispiele aus der Literatur [19,20] unterstützt. Basierend auf dem bekannten Cordier-Diagramm [46] für Turbomaschinen mit günstigem Wirkungsgrad haben Axialventilatoren einen spezifischen Durchmesser und eine spezifische Drehzahl in den ungefähren Bereichen von $1 \tilde{y} \tilde{y} 1,5$ bzw. $2 \tilde{y} \tilde{y} 3$. Diese Bereiche entsprechen dem globalen Gesamtdruckanstiegskoeffizienten und dem Durchflusskoeffizienten in den Bereichen von $0,05 \tilde{y} \tilde{y} 0,25$ bzw. $0,1 \tilde{y} \tilde{y} 0,5$. Somit passen die Werte in Tabelle 3 gut zum Cordier-

Wirkungsgradanforderungen an Ventilatoren in der EU [47], angetrieben durch Motoren mit elektrischem Eingangsleistung zwischen 125 W und 500 kW. Demnach liegt der angestrebte Gesamtwirkungsgrad eines Axialventilator beträgt 0,5 $\dot{\gamma}$ $\dot{\gamma}$ 0,6, abhängig von der Anordnung und der Eingangsleistung. Wir streben $\dot{\gamma}$ $\dot{\gamma}$ einen wirtschaftlicheren Betrieb an, wir bewegen uns in Richtung höherer Effizienz; deshalb Es wird $\dot{\gamma}$ $\dot{\gamma}$ 0,7 gewählt.

Tabelle 3. Geometrische und Materialparameter des Blattes für den PVS-betroffenen Rotor.

c/D_{tip}	$\dot{\gamma}$	AR	$\dot{\gamma}_t$	$\dot{\gamma}$	N	$\dot{\gamma}_t$	$\dot{\gamma}$	$\dot{\gamma}$
0,133	0,415	2.22	0,143	0,309	5	0,700	1.11	2.39

Die ersten beiden Parameter sowie N in Tabelle 3 definieren die Blattfestigkeit von der Nabe zu kippen. Bei der Berechnung der Festigkeit (c/s) stellt man fest, dass sie entlang der gesamten Radius des Blattes sogar an der Nabe, wie in Abbildung 8 zu sehen ist. Daher, nach [46] Messdaten an isolierten Schaufelblättern, wie sie in Abbildung 4 in im Fall einer 8% gewölbten Platte – kann im vorliegenden Entwurf der PVS-betroffenen Rotor. Zusätzlich zu den aerodynamischen Daten in Abbildung 4 werden die empirischen Daten zu PVS in [5,13] beziehen sich auch auf isolierte Profile und passen somit zum hier verwendeten Low-Solidity-Ansatz.

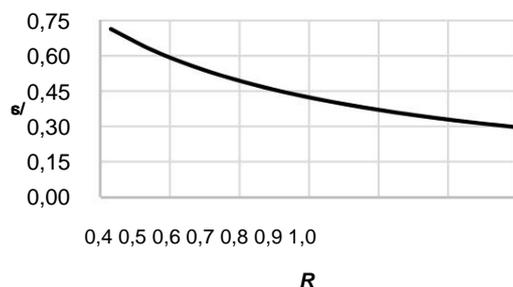


Abbildung 8. Schaufelfestigkeit als Funktion des dimensionslosen Radius ($R = r/r_{tip}$).

Im Folgenden werden vorläufige Entwurfsversuche zur Erzielung einer Rotorbeschaufelung unternommen. PVS mit konstanter Frequenz in Spannweitenrichtung, um die am Ende der Einleitung dargelegte pessimistische Bedingung zu erfüllen. Die PVS-Frequenz kann ausgedrückt werden durch Gleichung (2) wie folgt:

$$f_{PVS}(rb) = St^* \frac{U_0(rb)}{b(rb)} = \text{Konstante} \quad (14)$$

Ein nahezu konstanter Wert von $St^* \dot{\gamma}$ 0,19 wurde für eine 8% gewölbte Platte für verschiedene Reynoldszahlen und Anstellwinkel in der bisherigen Messung der Autoren Kampagne [13]. Unter Berücksichtigung der Unsicherheit der messbasierten St^* -Daten Wert stimmt ziemlich gut mit den Literaturdaten in Gleichung (2) überein. $St^* = 0,19$ wurde verwendet für die Berechnung im Papier. Um den Trend der Freistromströmung zu verdeutlichen Geschwindigkeit, die Geschwindigkeitsvektoren sind in Abbildung 9 dargestellt. Basierend auf Abbildung 9 ist das Quadrat der Die freie Anströmgeschwindigkeit kann wie folgt geschrieben werden [46]:

$$U_0^2(rb) = c_x^2 (rb) + u(rb) \dot{\gamma} \frac{\dot{\gamma}_{cu}(rb)}{2}^2 \quad (15)$$

axiale Geschwindigkeitskomponente u ist, wobei $\dot{\gamma}$ die Umfangsgeschwindigkeit ist; und $\dot{\gamma}_{cu}$ die Erhöhung der Tangentialgeschwindigkeit durch den Rotor.

$\dot{\gamma}$

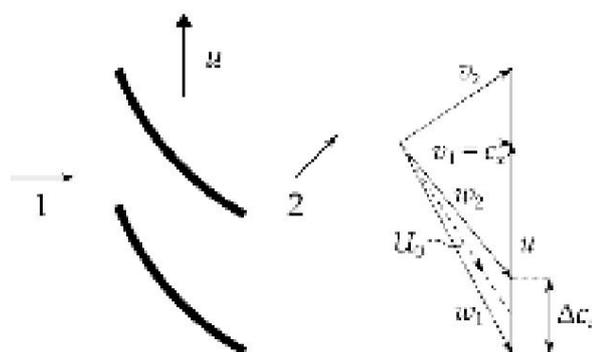


Abbildung 9. Geschwindigkeitsdreiecke.

Aus Gleichung (15) lässt sich das Quadrat der dimensionslosen Anströmgeschwindigkeit wie folgt ausdrücken:

$$\frac{U_0^2}{u_{tip}^2} = \frac{c_x^2}{\tilde{y}^2} \left(\frac{R}{R + R \tilde{y}} \right)^2 \frac{\tilde{y} \tilde{y} (\tilde{y} t_{ist}(R) \tilde{y})^2}{4R} \tilde{y} W^2(R) \quad (16)$$

Dabei ist W die dimensionslose Freistömungsgeschwindigkeit, $\tilde{y} = c_x(r_b)/u_{tip}$ der lokale Strömungskoeffizient, R der dimensionslose Radius und $\tilde{y} t_{ist}$ der lokale isentropische Gesamtdruckanstiegskoeffizient.

Als kurze Näherung dominiert bei U_0 die Umfangsgeschwindigkeit u , die eine Festkörperrotation darstellt. Daher tendiert U_0 dazu, annähernd linear mit R anzusteigen. In einer später vorgestellten verfeinerten Berechnung werden c_x/u_{tip} und $\tilde{y} c_u/u_{tip}$ bei der Ermittlung von U_0 berücksichtigt.

Um eine spannenweit konstante f PVS zu gewährleisten, tendiert $b(r_b)$ dazu, entlang der Spannweite um Dies bedeutet, dass seine Zunahme mit der spannenweiten Zunahme von U_0 übereinstimmt.

Gemäß [5] beträgt der auf die Blattsehne normierte Abstand zwischen Wirbelreihen:

$$\frac{b(r_b)}{c_B} = K \frac{\tilde{y} \tilde{y}(r_b)}{\tilde{y}(\tilde{y})^2 c_B} \quad (17)$$

wobei $K \tilde{y}^{1,2}$ ein empirischer Koeffizient [5] und \tilde{y} die Impulsdicke des Rotorblattnachlaufs ist. Nach [17,48] kann der Widerstandskoeffizient wie folgt ausgedrückt werden: \tilde{y}

$$CD(r_b) = \frac{2\tilde{y}(r_b)}{\tilde{y}^2 (2c_B)} \quad (18)$$

Daher kann b wie folgt ausgedrückt werden:

$$b(r_b) = c_B K \tilde{y} \left(\frac{c(r_b)}{2} \right)^2 \quad (19)$$

Aus Gleichung (19) ist ersichtlich, dass eine spannenweitenmäßige Vergrößerung von b durch eine spannenweitenmäßige Vergrößerung von CD erreicht werden kann. Basierend auf Bild 4 wird $CD(R_{mid}) = 0,032$ gewählt, was bei der Konstruktion des PVS-betroffenen Rotors wurde der folgende $CD(R)$ -Bereich verwendet: $0,0196 \tilde{y} CD \tilde{y} 0,0410$. Wie Abbildung 4 zeigt, sind die CD -Daten innerhalb der Konstruktion des PVS-betroffenen Rotors den \tilde{y} -Daten zugewiesen und bestimmen über diese Zuweisung auch den Entwurfsbereich für den lokalen Auftriebskoeffizienten $CL(\tilde{y})$. Daher werden die Daten für das Auftriebs-Widerstands-Verhältnis $LDR(\tilde{y}) = CL/CD$ auch für den gesamten Entwurfsbereich ermittelt, wobei die \tilde{y} -Daten bei R_{mid} einbezogen werden. Somit sind $CD(R_{mid})$, $CL(R_{mid})$ und $LDR(R_{mid})$ jeweils verfügbar; diese Größen werden bei der weiteren Untersuchung des von PVS betroffenen Rotors eine wichtige Rolle spielen.

Iterative Methode

Um eine spannenweit konstante f PVS zu erreichen, wird die nahezu lineare spannenweitzunahme von U_0 im Schaufelblattdesign an die spannenweitzunahme von CD angepasst. Um einen solchen Lüfter entwerfen zu können, wird eine iterative Methode wie folgt ausgearbeitet, wobei die Daten in Tabelle 3 als Grundlage dienen. Unter Verwendung von Gleichung (16) als erste Schätzung ergibt sich die Zunahme der Tangential-

der Rotor wird vernachlässigt; daher wird $W(R)$ nur aus dem lokalen Durchflusskoeffizienten $\dot{y} = c_x(r_b)/u_{tip}$ und dem dimensionslosen Radius berechnet, der der Starrkörperrotation entspricht. Bei der vorliegenden Methode wird eine gleichmäßige axiale Einlassbedingung angenommen. Weiterhin wird gemäß [46] als Näherung die Änderung der meridionalen, also axialen, Geschwindigkeit durch den Rotor vernachlässigt. Daraus folgt, dass in Spannweitenrichtung konstante Axialgeschwindigkeit vorausgesetzt wird, als kurze Näherung.

Im nächsten Schritt werden auf Grundlage der Werte $W(R_{mid})/CD(R_{mid})$ die Widerstandskoeffizienten entlang der Rotorblattspanne bestimmt. Wie bereits beschrieben, werden die Daten $CD(R)$, $\dot{y}(R)$ und $CL(R)$ einander zugeordnet (siehe Abbildung 4). Im nächsten Schritt des Entwurfs wird \dot{y}_{cu}/u_{tip} aus der vereinfachten Arbeitsgleichung eines Elementarrotors ausgedrückt: 2 (

$$\frac{c}{s(r_b)} \left(\frac{2 \dot{y}_{cu}(r_b)}{U_0(r_b)} \right)^B = CL(r_b) \dot{y} \quad (20)$$

wobei $s = 2r_b/N$ der Schaufelabstand ist. Mit Kenntnis von $\dot{y}_{cu}(R)/u_{tip}$ lässt sich der lokale isentropische Gesamtdruckanstiegskoeffizient $\dot{y}_{t,is}(R)$ aus der Euler-Gleichung von Turbomaschinen ausdrücken:

$$\dot{y}_{t,is}(r_b) = \dot{y}_{au}(r_b) \dot{y}_{cu}(r_b)^B \quad (21)$$

hier ist $\dot{y}_{t,is}$ der isentropische Gesamtdruckanstieg und \dot{y}_a die Luftdichte. Dieses berechnete $\dot{y}_{t,is}(R)$ wird dann in Gleichung (16) eingesetzt, um in der nächsten Iterationsschleife eine neue Näherung von $W(R)$ zu berechnen. Eine schnelle Konvergenz wird in zwei bis drei Iterationsschleifen erreicht. Die Ergebnisse werden als konvergiert angesehen, wenn der relative Unterschied in $\dot{y}_{t,is}(R)$ für die aufeinanderfolgenden Iterationsschritte weniger als 2 % beträgt.

Ein Merkmal der iterativen Methode ist, dass $\dot{y}_{t,is}(R)$ und $\dot{y}(R)$ tatsächlich die Ergebnisse des Entwurfsprozesses sind. Die spannenweiten Verteilungen der berechneten Werte sind in Abbildung 10 dargestellt, wobei $\dot{y}(R)$ der Stäufelungswinkel ist, der von der Umfangsrichtung aus gemessen wird. \dot{y} Die ringförmige Mittelung von $\dot{y}_{t,is}(R)$ stellt den globalen isentropischen Gesamtdruckanstieg dar, der unter Verwendung der Daten in Tabelle 3 als \dot{y}_t/\dot{y}_t ermittelt wird.

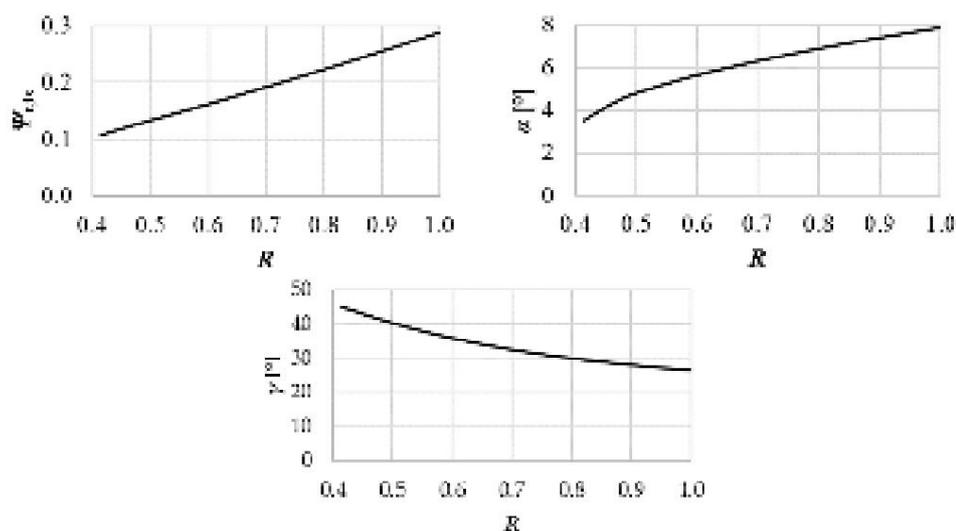


Abbildung 10. Berechnete Verteilungen $\dot{y}_{t,is}(R)$, $\dot{y}(R)$ und \dot{y}_t als Funktion von R.

Abbildung 11 stellt das proportionale dreidimensionale Modell des entworfenen PVS-betroffenen Lüfters dar. Der Rotor hat eine realistische, übliche Geometrie, wie sie für Propeller-Axial-Industrieventilatoren repräsentativ ist. Die Blattgeometrie entspricht der Tatsache, dass zur Vereinfachung der Herstellung kostengünstige Axialventilatorblätter für niedrige Drehzahlen aus einer Platte mit in Spannweite konstanter Sehne hergestellt werden können, da sie so gerollt werden, dass in Spannweite eine konstante Wölbung und eine moderate Verwindung auftreten.

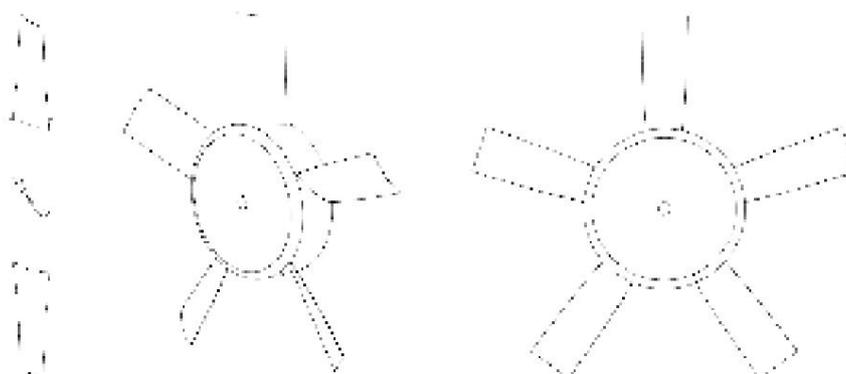


Abbildung 11. Der vom PVS betroffene Lüfterrotor.

4.2. Mechanisch oder akustisch ungünstige Auslegungsfälle

Um mechanisch ungünstige Konstruktionsfälle zu erstellen, die eine Übereinstimmung der Frequenz von PVS mit der Frequenz des ersten Biegemodus der Schaufelschwingung darstellen, ist es notwendig, U_0 und b in Gleichung (14) auszudrücken. Allerdings wurde b bereits zuvor ausgedrückt, wie in Gleichung (17) gezeigt. Daher ist es nur notwendig, sich mit U_0 zu befassen. Basierend auf den Gleichungen (20) und (21) wird die Freistromgeschwindigkeit wie folgt ausgedrückt:

$$U_0(rb) = \frac{2 \dot{y}_{pt,ist}(rb) s(rb) 2}{b \dot{y}_a c CL(rb) \left(\frac{1}{N} \right)} \quad (22)$$

Somit kann die PVS-Frequenz mit den Gleichungen (14), (19) und (22) ausgedrückt werden:

$$2 f_{PVS}(rb) = \frac{2 \dot{y}_{pt,ist}(rb) s(rb) 2}{\dot{y}_a c CL(rb) \left(\frac{1}{N} \right) K_{\dot{y}} CD(rb) c} \quad (23)$$

Unter Verwendung von $s(rb)/u(rb) = (2rb\dot{y}/N)/(2rb\dot{y}n) = 1/(nN)$ und $CD = CL/LDR$ wird Gleichung (23) wie folgt geschrieben:

$$f_{PVS}(rb) = \frac{2 \dot{y}_{pt,ist}(rb) 1}{\dot{y}_a c CL(rb) \left(\frac{1}{N} \right) K_{\dot{y}} CL(rb) c} \frac{1}{LDR(rb) 1} \quad (24)$$

wobei N die Anzahl der Rotorblätter und n die Rotordrehzahl ist. Die rechte Seite von Gleichung (24) kann gemäß Gleichung (25) folgendermaßen umgestellt werden: Im ersten Term sind die globalen aerodynamischen Leistungseigenschaften zusammengefasst. Der zweite Term stellt den Betriebszustand des Rotors dar. Im dritten Term sind die grundlegenden Parameter der Rotorblattgeometrie zusammengefasst. Der vierte Term stellt die aerodynamischen Parameter des elementaren Rotorblattabschnitts dar. Schließlich enthält der letzte Term die empirischen Werte und

$$f_{PVS}(rb) = \frac{\dot{y}_{pt,ist}(rb) 1 1 4}{\dot{y}_a c CL(rb) \left(\frac{1}{N} \right) K_{\dot{y}} CL(rb) c} \frac{LDR(rb) 1}{LDR(rb) 1} \frac{1}{K_{\dot{y}}} \quad (25)$$

Um verallgemeinerte Schlussfolgerungen und Trends zu erhalten, müssen dimensionslose Größen und Gruppen eingeführt werden. Es sollte betont werden, dass die PVS-Frequenz aufgrund der vorgestellten Lüfterkonstruktionsmethode entlang der Flügelspanne konstant ist. Daher kann jede Kennlinie, die bei einem beliebigen rb - Radius genommen wird, durch die gleiche Kennlinie ersetzt werden, die bei R_{mid} genommen wird. Darüber hinaus wird als kurze Näherung angenommen, dass $\dot{y}_t(rb) = \dot{y}_t(R_{mid})$ konstant ist. In Bezug auf das Vorstehende kann der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung

$$\frac{\dot{y}_{pt,ist}(rb)}{\dot{y}_a} = \frac{\dot{y}_{pt,ist}(R_{mid})}{\dot{y}_a} = \frac{\dot{y}_{pt}(R_{mid})}{\dot{y}_a} = \frac{\dot{y}}{\dot{y}_t} \left(\frac{\dot{y}_t(R_{mid})}{\dot{y}_t} \right)^2 \quad (26)$$

wobei $utip = Dtip\dot{y}$ die Umfangsgeschwindigkeit der Spitze ist. Der zweite und dritte Term sind wie folgt geschrieben:

$$\frac{1}{N} \frac{1}{c} \frac{1}{2N} = \frac{1}{N} \frac{1}{Tipp} Dtip\dot{y} \frac{1}{c} \frac{1}{2N} = \frac{1}{\text{Schritt}} \frac{1}{2c} \quad (27)$$

Somit gilt Gleichung (25):

$$f_{PVS}(R_{mid}) = \frac{\ddot{y}_t(R_{mid})}{\ddot{y}_t} \frac{u_{\text{Stip-Tipp}}^2}{utip} \frac{1}{2c} \frac{LDR(R_{mid})}{C_M^2(R_{mid})} \frac{4St\ddot{y}}{K\ddot{y}} = \frac{\ddot{y}_t(R_{mid})}{\ddot{y}_t(R_{mid})} \frac{utip_{stip}}{2c} \frac{LDR(R_{mid})}{C_M^2(R_{mid})} \frac{2St\ddot{y}}{K\ddot{y}} \quad (28)$$

Wie bereits erwähnt, liegt der mechanisch ungünstigste Konstruktionsfall dann vor, wenn die über die Spannweite konstante PVS-Frequenz mit der ersten Biegeeigenfrequenz des Fanblatts zusammenfällt, wodurch ein erhöhtes Risiko einer Blattresonanz besteht:

$$f_{PVS} = \text{konst.} = f_{B,1} \quad (29)$$

Wenn die Gleichungen (28) und (13) in die rechte bzw. linke Seite der Gleichung (29) eingesetzt werden, ergibt sich die folgende Gleichung:

$$\frac{\ddot{y}_t(R_{mid})}{\ddot{y}_t(R_{mid})} \frac{stip}{2c} \frac{LDR(R_{mid})}{C_M^2(R_{mid})} \frac{utip}{K\ddot{y}} \frac{2St\ddot{y}}{K\ddot{y}} = \frac{0,56}{12} \text{Kbt ab} \quad (30)$$

Nach Umstellung kann Gleichung (30) wie folgt dimensionslos dargestellt werden:

$$\frac{utip}{ab} = \frac{\ddot{y}_t(R_{mid})}{\ddot{y}_t(R_{mid})} \frac{\tau}{c} \frac{c}{c} \frac{1}{\text{Spitze}} \frac{0,560^2 K_b AB^2 LDR(R_{mid}) s^{\dot{y}}}{M(R_{mid})} \frac{1}{2St\ddot{y}} \quad (31)$$

Gleichung (31) bietet eine Möglichkeit, das kritische $utip/ab$ -Geschwindigkeitsverhältnis zu berechnen, bei dem PVS zu Rotorblattresonanz führt, wenn die dimensionslosen Eigenschaften – gültig für eine ganze untersuchte, von PVS betroffene Rotorfamilie – in die rechte Seite der Gleichung eingesetzt werden. Mit Kenntnis des Rotorblattmaterials kann ab ermittelt werden (vgl. Gleichung (10) und den Absatz unten) und so der kritische $utip$ - Wert berechnet werden. Somit können kritische Rotordurchmesser x Rotordrehzahl-Datenpaare für eine ganze Rotorfamilie ermittelt werden, die aus Rotoren mit verschiedenen Durchmessern und Drehzahlen besteht.

Wenn der Rotordurchmesser und die nominale Rotordrehzahl zur weiteren Definition einer bestimmten Fallstudie festgelegt sind, kann der resultierende nominale $utip$ - Wert mit dem oben genannten kritischen Wert verglichen werden. So kann beurteilt werden, ob durch Änderung der Rotordrehzahl, z. B. über einen Frequenzumrichter, die Gefahr einer Blattresonanz auftreten kann. Wenn der Rotordurchmesser und die Rotordrehzahl festgelegt sind, können außerdem alle dimensional GröÙen berechnet werden, wenn die dimensionslosen Daten in Tabelle 3 sowie auf der rechten Seite der Gleichung. Dies ermöglicht die Berechnung von f_{PVS} unter Verwendung von Gleichung (25) zur akustischen Bewertung. Auf diese Weise kann das Terzband, in dem PVS auftritt, identifiziert und kritisch bewertet werden. Zu diesem Zweck ist die A-Bewertungskurve [49] zu berücksichtigen. Das Plateau der A-Bewertungskurve stellt den empfindlichsten Teil des menschlichen Gehörs dar. Indem f_{PVS} bei der Rotorblattkonstruktion durch Auswahl geeigneter betrieblicher und geometrischer Merkmale von diesem Plateau ferngehalten wird, kann die Auswirkung des Lüftergeräuschs auf den Menschen gemildert werden. Wenn diese Konstruktionsabsicht zur Änderung von f_{PVS} nicht verwirklicht werden kann, muss das PVS-Phänomen an sich unterdrückt werden, was Änderungen der Rotorblattkonstruktion, z. B. eine Grenzschichtauslösung, erforderlich macht. Solche Änderungen sind jedoch mit Kritik zu betrachten, da z. B. eine Grenzschichtauslösung die Leistung des Lüfters beeinträchtigen kann [3]. Solche unerwünschten Effekte rechtfertigen die vorliegende Absicht der Autoren, das Auftreten von PVS zu akzeptieren, es jedoch als ersten Ansatz durch einfache vorläufige Konstruktionsmaßnahmen in Richtung unkr Eine solche FehlAbstimmung, die sowohl aus Vibrations- als auch aus Lärmsicht vorteilhaft ist, muss bei der vorläufigen Rotorblattkonstruktion durch die Negierung – d. h. Vermeidung – der schlimmsten Konstruktions- und Betriebsszenarien, die durch PVS-betroffene Rotoren dargestellt werden, erfolgen. Aus diesem Grund ist die Erstellung von Richtlinien für die schlimmsten Konstruktions-szenarien von praktischer

5. Berechnungsbeispiel für den ausgelegten Rotor

Erstens, basierend auf Gleichung (31) und Daten in Tabelle 3, da sie spezifisch für die PVS-betroffenen Rotor entworfen hier, die kritischen Spitzengeschwindigkeiten werden für verschiedene Blattmaterialien berechnet, was im Hinblick auf den Berechnungsprozess unterschiedliche Werte von ab bedeutet. Die berechneten Werte sind in Tabelle 4 zusammengefasst.

Tabelle 4. Kritische Rotorspitzen Geschwindigkeiten.

		Stahl	Aluminium	Polycarbonat
ab	[m/s]	5000	5100	1350
$utip,kritisch$	[m/s]	1,80	1,83	0,49

Mit der hier vorgestellten Methodik lässt sich auf einfache Weise überprüfen, ob PVS kann aus Sicht der Rotorblattresonanz überhaupt ein Risiko darstellen. Basierend auf Tabelle 4 kann gefolgert werden, dass in der vorliegenden Fallstudie die kritische Spitzengeschwindigkeit ausreichend niedrig ist, um machen diese Fälle irrelevant für die Schaufelresonanz aus Sicht der Biegeschwingung erster Ordnung (Bild 6). Nämlich nur unpraktisch kleine Rotordurchmesser D und/oder Rotordrehzahlen n würde zur Übereinstimmung der f_{PVS} und $f_{B,1}$ [Gleichung (10)] Werte für die präsentierten Fallstudie. Je niedriger die Spitzengeschwindigkeit, desto geringer ist außerdem die schwankende Kraft, die Vibration. Das Risiko von Schaufelschwingungen kann jedoch bei anderen Auslegungsfällen nicht ausgeschlossen werden, gekennzeichnet durch modifizierte Daten in Tabelle 3 und für andere – d. h. Biegungen höherer Ordnung – wie sowie Torsionsschwingungen. Daher ist eine wichtige zukünftige Aufgabe – als Teil der laufenden Forschungsprojekt – ist die systematische Untersuchung riskanter Fälle (operational, geometrisch, und Materialeigenschaften) aus der Resonanzperspektive. Die vorgestellte Methodik hierin beschriebene Verfahren kann allgemein für solche systematischen Untersuchungen angewendet werden.

Der Leser sei daran erinnert, dass die mechanische Wirkung der Blattverdrehung hier vernachlässigt wird. vgl. Abschnitt 2. Unter Berücksichtigung der Blattverwindung würde die erste Biegeeigenfrequenz geringer sein, wodurch die unpraktisch niedrige kritische Spitzengeschwindigkeit noch weiter reduziert würde.

Als zweiter Teil des Berechnungsbeispiels werden Rotordurchmesser und Rotordrehzahl festgesetzt: $D_{tip} = 0,900$ m, $n = 1450$ 1/min. Solche Werte sind relevant in industriellen Belüftung. Sie ergeben $utip = 68,3$ m/s. Unter Berücksichtigung der Daten in Tabelle 4 sowie zuvor feste weitere Parameter, die zusätzlichen Größen, die zur Berechnung der PVS-Häufigkeit erforderlich sind, nach Gleichung (28) abgeleitet. Die Werte der berechneten Größen sind dargestellt in Tabelle 5.

Tabelle 5. PVS-Frequenz für einen Axialventilator mit fünf Flügeln und $n = 1450$ 1/min.

Typ	C	CL (Rmid)	LDR (Rmid)	streifen	fPVS
0,900 m	0,120 m	1,30	43,5	0,565	4520 Hz

Die berechnete PVS-Frequenz liegt im Terzband der mittleren Frequenz von 5 kHz. Sie nähert sich also dem Plateau der A-Bewertungskurve an. Daher Das damit verbundene Geräusch kann für einen menschlichen Beobachter eine erhöhte Belästigung darstellen. Durch Änderung der Konstruktionsparameter kann der Axialventilator jedoch so umgestaltet werden, dass die PVS-Freq weg vom Plateau des A-Gewichtungsdiagramms, basierend auf der vorgestellten Berechnung. Die systematische Erforschung der vorteilhaften Parameteränderungen und die Auch sinnvolle Kompromisse mit anderen Gestaltungsperspektiven sind eine Zukunftsaufgabe.

Basierend auf Tabelle 2, für die erste Biegeeigenfrequenz des entworfenen Blattes, die folgender Wert berechnet: $f_{B,1} = 116$ Hz. Der Vollständigkeit halber sei noch folgendes obligatorische technische Untersuchung durchgeführt werden. Einerseits ist zu prüfen, ob die berechnete Eigenfrequenz weit genug von der Nenndrehzahl entfernt ist. Die Drehzahl $n = 1450$ 1/min, was 24 Hz entspricht, ist also $\approx 20\%$ der die erste Biegeeigenfrequenz, die zufriedenstellend ist.

Andererseits sind, wie in Abschnitt 3.1 erwähnt, Elemente, die sich vor dem Rotor befinden, kann zu einer Rotor-Stator-Wechselwirkung führen, die bei einer Frequenz der Rotationsfrequenz n auftritt

multipliziert mit der Anzahl der vorgeschalteten Elemente. Es muss daher untersucht werden, bei welcher Anzahl vorgeschalteter Elemente (z. B. Stützstrebe, Vorleitschaufel) die berechnete Eigenfrequenz mit der Anregungsfrequenz der Rotor-Stator-Wechselwirkung übereinstimmt. Da $f_{B,1} \approx 5 \times 24 \text{ Hz} = 120 \text{ Hz}$ ist, ergibt sich eine kritische Elementzahl von fünf, die unbedingt vermieden werden sollte. Diese Bedingung kann beispielsweise bei Bedarf durch den Einsatz von drei Lüfterstützstreben vor dem Rotor erfüllt werden.

6. Schlussfolgerungen und zukünftige Bemerkungen

Auf Grundlage des halbempirischen Modells in der Literatur wird die pessimistische Entwurfsbedingung einer über die gesamte Spannweite konstanten PVS-Frequenz aus einem aerodynamischen Ansatz bestimmt. Zur Erfüllung dieser Bedingung wurde eine iterative Ventilatorentwurfsmethode ausgearbeitet, aus der eine Entwurfsfallstudie eines von PVS betroffenen Rotors resultierte. Die PVS-Frequenz wurde anhand der Kenntnisse über die allgemeinen Betriebs- und geometrischen Eigenschaften eines Axialventilators berechnet. Es wurde ein Berechnungsverfahren zur Bestimmung der Eigenfrequenz in Bezug auf den ersten Biegeschwingungsmodus eines kreisbogenförmig gewölbten Plattenblatts vorgestellt. Durch Kombination dieser beiden Ansätze können bereits in der vorläufigen Entwurfsphase Richtlinien für Folgendes formuliert werden: (a) Die kritische Spitzengeschwindigkeit, die Resonanz

verursachen kann, lässt sich für verschiedene Blattmaterialien gemäß Gleichung (31) schätzen. (b) Auf Grundlage von

(a) lässt sich die kritische Rotordrehzahl n für

Axialventilatoren mit bekanntem Durchmesser berechnen. So kann beurteilt werden, ob bei Änderung der Rotordrehzahl die Gefahr einer Blattresonanz auftreten kann.

(c) Die zu erwartende PVS-Frequenz lässt sich anhand der Rotordrehzahl des Lüfters bestimmen. Daher lässt sich die nachteilige akustische Wirkung von PVS anhand des A-Bewertungsdiagramms vorhersagen.

Als zukünftiges Ziel sind im Gegensatz zu den pessimistischen Entwurfsszenarien Neukonstruktionsbemühungen zur Milderung/Vermeidung von Rotorblattresonanz und/oder Lärmbelästigung zu unternehmen. Solche Bemühungen umfassen Maßnahmen gegen die Konstanz der PVS-Frequenz entlang der Spannweite. Systematische Neukonstruktionsszenarien sowie Vergleichsexperimente – auch unter Einbeziehung pessimistischer, von PVS betroffener Rotorfälle – werden in Zukunft zur Validierung der hier vorgestellten Methodik durchgeführt. Die mit PVS verbundenen Entwurfsaspekte sind in Zukunft durch Studien an 2D-, d. h. geradlinigen Rotorblattmodellen sowie an echten 3D-Rotorblattgeometrien zu untersuchen – was für die vollständige Berücksichtigung realistischer Rotorströmungseffekte unvermeidlich ist – und zwar mit Hilfe der kombinierten Mittel der numerischen Strömungsmechanik (CFD), der analytischen Mechanik, mechanischer Berechnungen mit finiten Elementen und Experimenten. Solche Studien dienen auch der Erforschung

Autorenbeiträge: Konzeptualisierung, Methodik, Untersuchung und Schreiben von GD und JV. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und ihr zugestimmt.

Finanzierung: Diese Arbeit wurde vom Ungarischen Nationalen Zentrum für Forschung, Entwicklung und Innovation (NRDI) unter der Vertragsnummer NKFI K 129023 gefördert. Die in diesem Artikel beschriebene und am BME durchgeführte Forschung wurde vom NRDI-Fonds (TKP2021, Projektnummer BME-NVA-02, TKP2021-EGA und TKP2020 NC, Zuschussnummer BME-NCS) auf der Grundlage der vom NRDI-Büro unter der Schirmherrschaft des ungarischen Ministeriums für Innovation und Technologie herausgegebenen Fördersatzung gefördert. Der Beitrag von Gábor DAKU wurde von der Gedeon Richter Talent Foundation (eingetragener Firmensitz: 1103 Budapest, Gyömrői út 19-21.), die von Gedeon Richter Plc. gegründet wurde, im Rahmen des „Gedeon Richter PhD Scholarship“ gefördert.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Die Autoren danken Tamás KALMÁR-NAGY für seine Unterstützung bei der Analyse der Klängenmechanik.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

Lateinische Buchstaben

A	Querschnitt [m ²]
ab	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit = $(E/\gamma b)^{1/2}$ [MS]
AR	Längen-/Breitenverhältnis = l/c [-]
b	Querabstand zwischen Wirbelreihen [m]
c/s	Klingenfestigkeit [-]
D	Rotordurchmesser [m]
dTE	Hinterkantendicke [m]
E	Elastizitätsmodul [Pa]
F	Charakteristische Funktion
fg	Dominante Frequenz [Hz]
	Seitlicher Versatz [m]
G	Schubmodul [Pa]
	Maximale Höhe der Wölbung [m]
hh/	Relativer Sturz [-]
ci	Bestellnummer, zB 1, 2, 3 usw.
ci	Flächenträgheitsmoment [m ⁴]
ci	Polares Flächenmoment [m ⁴]
Es	Torsionskonstante [m ⁴]
K*	Empirischer Koeffizient γ 1,2 [-]
K1	Vorläufige Entwurfskonstante [-]
Kb	Blattmechanik-Koeffizient [-]
Kt	Mechanische Konstante [-]
KB,i	Biegemoduskonstante [-]
C	Blattsehnenlänge [m]
cx	Axiale Geschwindigkeitskomponente [m/s]
CD	Luftwiderstandsbeiwert [-]
CL	Auftriebskoeffizient [-]
I	Blattspannweite [m]
LDR	Auftriebs-Widerstand-Verhältnis = CL/CD [-]
N	Klingenzahl [-]
N	Rotordrehzahl [1/s]
R	Dimensionsloser Radius = r/r_{tip} [-]
R	Radialkoordinate [m]
Empf.	Reynolds-Zahl = $c U_0 / \gamma a$ [-]
S	Blattabstand = $2r\gamma/N$ [m]
St	Strouhal-Zahl [-]
St*	Universelle Strouhal-Zahl [-]
T	Profildicke [m]
t/c	Relative Dicke [-]
U₀	Rotorumfangsgeschwindigkeit [m/s]
U₀	Freie Anströmgeschwindigkeit = $(w_1 + w_2)/2$ [m/s]
U	Länge des Mittelwandumfangs [m]
m	Relative Geschwindigkeitskomponente [m/s]
W	Dimensionslose Anströmgeschwindigkeit [-]
w	Absolute Geschwindigkeitskomponente [m/s]
x, y, z	Kartesische Koordinaten [m]

Griechische Buchstaben

γ	Anstellwinkel [°]
γ_i	Schwingungskonstante $\gamma (2i - 1)\gamma/2$
Γ	Staffelungswinkel [°]
	Spezifischer Durchmesser [-]
$\dot{\gamma}$	Drehwinkel [rad]
$\dot{\gamma}$	Zunahme der Tangentialgeschwindigkeit [m/s]
γ_{cu} γ_{pt} , is	Isentropischer Gesamtdruckanstieg [Pa]
	Effizienz [-]
$\gamma \dot{\gamma}$	Impulsdicke des Rotorblattnachlaufs [m]
γ	Naben-Spitzen-Verhältnis [-]
γ_a	Kinematische Viskosität von Luft [m ² /s]
γ_P	Poissonzahl [-]
γ	Dichte [kg/m ³]
γ	Spezifische Drehzahl [-]
γ	Zeit [s]
γ	Lokaler Durchflusskoeffizient [-]
γ	Gesamtdurchflusskoeffizient [-]
γ	Lokaler Druckanstiegskoeffizient [-]
γ	Globaler Druckanstiegskoeffizient [-]

Tiefgestellte und hochgestellte Zeichen

1 Rotoreinlass

2 Rotorauslass

A Luft

B Klinge

B Biegen

kritisieren B Kritischich Bestellnummer zB 1, 2, 3

ist isentrop

Mitte Mittelspannposition

N Bestellnummer zB 1, 2, 3

PVS-Profil Wirbelablösung

T Gesamt

T Torsions-

TE Hinterkante

Spitze Klingenspitze

Abkürzungen

2D Zweidimensional

3D Dreidimensional

B Biegemodus

CG Schwerpunkt

CFD Numerische Strömungsmechanik

PVS-Profil Wirbelablösung

T Torsionsmodus

TE Hinterkante

VS Wirbelablösung

FEM Finite-Elemente-Methode

Anhang A

Tabelle A1. Terzband.

Band-Nr.	Untere Bandgrenze (Hz)	Mittelfrequenz (Hz)	Obere Bandgrenze (Hz)
1	11.2	12,5	14.1
2	14.1	16	17.8
3	17.8	20	22.4
4	22.4	25	28.2
5	28.2	31,5	35,5
6	35,5	40	44,7
7	44,7	50	56,2
8	56,2	63	70,8
9	70,8	80	89,1
10	89,1	100	112
11	112	125	141
12	141	160	178
13	178	200	224
14	224	250	282
15	282	315	355
16	355	400	447
17	447	500	562
18	562	630	708
19	708	800	891
20	891	1000	1122
21	1122	1250	1413
22	1413	1600	1778
23	1778	2000	2239
24	2239	2500	2818
25	2818	3150	3548
26	3548	4000	4467
27	4467	5000	5623
28	5623	6300	7079
29	7079	8000	8913
30	8913	10.000	11.220
31	11.220	12.500	14.130
32	14.130	16.000	17.780
33	17.780	20.000	22.390

Verweise

- Brooks, TF; Pope, DS; Marcolini, MA Airfoil Self-Noise and Prediction; NASA Ref. Veröffentlichung: Washington, DC, USA, 1989; Band 1218. Online verfügbar: <https://ntrs.nasa.gov/citations/19890016302> (abgerufen am 27. September 2021).
- Yakhina, G.; Roger, M.; Moreau, S.; Nguyen, L.; Golubev, V. Experimentelle und analytische Untersuchung der tonalen Hinterkante Von Tragflächen mit niedriger Reynoldszahl abgestrahlter Lärm. *Acoustics 2020*, *2*, 293–329. [\[CrossRef\]](#)
- Lowson, M.; Fiddes, S.; Nash, E. Aeroakustische Instabilitäten in laminaren Grenzschichten. In Proceedings der 32. Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, USA, 10.–13. Januar 1994; S. 10. [\[CrossRef\]](#)
- Balla, E.; Vad, J. Ein semi-empirisches Modell zur Vorhersage der Häufigkeit von Profilwirbelablösungen für langsame Axialbewegungen Lüfterschaufelabschnitte. In Proceedings der 13. Europäischen Konferenz über Turbomaschinen-Fluidynamik und Thermodynamik (ETC13), Lausanne, Schweiz, 8.–12. April 2019; S. 12. [\[CrossRef\]](#)
- Balla, E. Aerodynamisches und aeroakustisches Verhalten von Axialventilatorschaufeln bei niedrigen Reynoldszahlen. Dissertation, Institut für Strömungsmechanik, Fakultät für Maschinenbau, Technische und Wirtschaftswissenschaftliche Universität Budapest, Budapest, Ungarn, 2020. Online verfügbar: <http://hdl.handle.net/10890/13530> (abgerufen am 27. September 2021).
- Tam, CKW Diskrete Töne isolierter Tragflächenprofile. *J. Acoust. Soc. Am.* 1974, *55*, 1173–1177. [\[CrossRef\]](#)
- Wright, S. Das akustische Spektrum von Axialströmungsmaschinen. *J. Sound Vib.* 1976, *45*, 165–223. [\[CrossRef\]](#)
- Nash, EC; Lowson, MV; McAlpine, A. Grenzschichtinstabilitätsrauschen auf Tragflächen. *J. Fluid Mech.* 1999, *382*, 27–61. [\[CrossRef\]](#)
- Ausoni, P.; Farhat, M.; Bouziad, Y.; Kueny, J.-L.; Avellan, F. Kármán Wirbelablösung im Kielwasser eines 2D-Tragflügelboots: Messung und numerische Simulation. In Proceedings des IAHR International Meeting of WG on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, Barcelona, Spanien, 28.–30. Juni 2006; S. 14. Online verfügbar: <https://infoscience.epfl.ch/Datensatz/88122> (abgerufen am 27. September 2021).

10. Roger, M.; Moreau, S. Erweiterungen und Einschränkungen analytischer Breitband-Rauschmodelle für Tragflächenprofile. *Int. J. Aeroacoust.* 2010, 9, 273–305. [\[Querverweis\]](#)
11. Yarusevych, S.; Sullivan, PE; Kawall, JG Über Wirbelablösung von einem Tragflächenprofil in Strömungen mit niedriger Reynoldszahl. *J. Fluid Mech.* 2009, 632, 245–271. [\[CrossRef\]](#)
12. Yarusevych, S.; Boutilier, MSH Wirbelablösung eines Tragflügels bei niedrigen Reynoldszahlen. *AIAA J.* 2011, 49, 2221–2227. [\[CrossRef\]](#)
13. Daku, G.; Vad, J. Experimentelle vorläufige Entwurfsrichtlinien zur Berücksichtigung der Profilwirbelablösung von langsam laufenden Axiallüfterschaufeln. *J. Turbomach.* 2021, 143, 061014. [\[CrossRef\]](#)
14. Lee, C.; Chung, M.; Kim, Y.-H. Ein Vorhersagemodell für das Wirbelablösungsgeräusch aus dem Nachlauf eines Tragflügel- oder Axialventilators Blades. *J. Sound Vib.* 1993, 164, 327–336. [\[CrossRef\]](#)
15. Sasaki, S.; Kodama, Y.; Hayashi, H.; Hatakeyama, M. Einfluss der Karman-Wirbelstraße auf das erzeugte Breitbandrauschen von einem Mehrblattventilator. *J. Therm. Sci.* 2005, 14, 198–205. [\[CrossRef\]](#)
16. Dou, H.; Li, Z.; Lin, P.; Wei, Y.; Chen, Y.; Cao, W.; He, H. Ein verbessertes Vorhersagemodell für Wirbelablösungsgeräusche von Rotorblättern Ventilatoren. *J. Therm. Sci.* 2016, 25, 526–531. [\[CrossRef\]](#)
17. Paterson, RW; Vogt, PG; Fink, MR; Munch, CL Wirbelgeräusche isolierter Tragflächenprofile. *J. Aircr.* 1973, 10, 296–302. [\[CrossRef\]](#)
18. Arbey, H.; Bataille, J. Lärm, der durch Tragflächenprofile in einer gleichmäßigen laminaren Strömung erzeugt wird. *J. Fluid Mech.* 1983, 134, 33–47. [\[Querverweis\]](#)
19. Longhouse, R. Wirbelablösungsgeräusche bei Axialventilatoren mit niedriger Blattspitzengeschwindigkeit. *J. Sound Vib.* 1977, 53, 25–46. [\[CrossRef\]](#)
20. Grosche, F.-R.; Stiewitt, H. Untersuchung von Rotorgeräuschquellenmechanismen mit Vorwärtsgeschwindigkeitssimulation. *AIAA J.* 1978, 16, 1255–1261. [\[CrossRef\]](#)
21. Harris, CM *Dictionary of Architecture and Construction*, 4. Auflage; McGraw-Hill Education: New York, NY, USA, 2006.
22. Castegnaro, S.; Masi, M.; Lazzaretto, A. Vorläufige experimentelle Bewertung der Leistung von Rohraxialventilatoren, die mit unterschiedlichen Wirbelkriterien konstruiert wurden. In *Proceedings der European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and hermodynamics*, Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017; European Turbomachinery Society: Lausanne, Schweiz, 2017; S. 13.
23. Masi, M.; Lazzaretto, A. Ein neuer praktischer Ansatz für die Konstruktion von industriellen Axialventilatoren: Rohr-Axialventilatoren mit sehr geringer Naben-Spitzen-Verhältnis. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2019, 141, 101003. [\[CrossRef\]](#)
24. Carnegie, W. Vibrationen vorverdrehter Cantilever-Blätter. *Proc. Inst. Mech. Eng.* 1959, 173, 343–374. [\[CrossRef\]](#)
25. Gruber, J.; Blahó, M.; Herzog, P.; Kurutz, I.; Preszler, L.; Vajna, Z.; Szentmártony, T. *Fans (Ventilátorok, auf Ungarisch)*, 2. Aufl.; Műszaki Könyvkiadó: Budapest, Ungarn, 1968.
26. Bohl, W. *Strömungsmaschinen 2; Berechnung und Konstruktion*; Kamprath-Reihe: Vogel Buchverlag, Deutschland, 1991.
27. Banerjee, J.; Williams, F. Gekoppelte dynamische Biege-Torsionssteifigkeitsmatrix für Timoshenko-Balkenelemente. *Comput. Struct.* 1992, 42, 301–310. [\[CrossRef\]](#)
28. Sinha, SK Kombinierte Torsions-Biege-Axialdynamik eines verdrehten rotierenden freitragenden Timoshenko-Balkens mit Kontakt-Aufprall Belastungen am freien Ende. *J. Appl. Mech.* 2006, 74, 505–522. [\[CrossRef\]](#)
29. Sinha, SK; Turner, KE Eigenfrequenzen einer vorgedrehten Schaufel in einem Zentrifugalkraftfeld. *J. Sound Vib.* 2011, 330, 2655–2681. [\[Querverweis\]](#)
30. Sun, Q.; Ma, H.; Zhu, Y.; Han, Q.; Wen, B. Vergleich von durch Reibung induzierten Schwingungsreaktionen unter Verwendung von verdrillten Schalen- und Festkörper-Blattmodelle. *Mech. Syst. Signal Process.* 2018, 108, 1–20. [\[CrossRef\]](#)
31. Rao, SS *Vibration of Continuous Systems*; John Wiley & Sons: Hoboken, NJ, USA, 2007.
32. Gorman, DJ *Freie Schwingungsanalyse von Balken und Wellen*; John Wiley: New York, NY, USA, 1975.
33. Bishop, R.; Price, W. Gekoppelte Biegung und Verdrehung eines Timoshenko-Balkens. *J. Sound Vib.* 1977, 50, 469–477. [\[CrossRef\]](#)
34. Bercin, A.; Tanaka, M. Gekoppelte Biege-Torsionsschwingungen von Timoshenko-Balken. *J. Sound Vib.* 1997, 207, 47–59. [\[CrossRef\]](#)
35. Daly, BB *Woods Praktischer Leitfaden zur Ventilatortechnik*; Sechster Eindruck; Woods of Colchester Ltd.: Colchester, Großbritannien, 1992.
36. Roark, RJ; Young, WC; Budynas, RG *Roarks Formeln für Stress und Belastung*; McGraw-Hill: New York, NY, USA, 2002.
37. Blevins, RD *Formeln für Eigenfrequenz und Eigenform*; Van Nostrand Reinhold Co.: New York, NY, USA, 1979.
38. Boresi, AP; Schmidt, RJ *Advanced Mechanics of Materials*, 6. Auflage; John Wiley & Sons: New York, NY, USA, 2003.
39. Hermann, TM; Mamarthupatti, D.; Locke, JE Postbuckling-Analyse einer Windturbinenblatt-Substruktur. *J. Sol. Energy Eng.* 2005, 127, 544–552. [\[CrossRef\]](#)
40. Mao, RH; Meguid, SA; Ng, TY Finite-Elemente-Modellierung eines Vogels, der gegen ein Triebwerks-Fanblatt prallt. *J. Aircr.* 2007, 44, 583–596. [\[Querverweis\]](#)
41. Hsu, M.-C.; Akkerman, I.; Bazilevs, Y. Finite-Elemente-Simulation der Aerodynamik von Windkraftanlagen: Validierungsstudie mit NREL Phase VI-Experiment. *Wind. Energy* 2013, 17, 461–481. [\[CrossRef\]](#)
42. Loya, J.; Rubio, ML; Fernandez-Saez, J. Eigenfrequenzen für Biegeschwingungen von Timoshenko-Rissbalken. *J. Sound Vib.* 2006, 290, 640–653. [\[CrossRef\]](#)
43. Balla, E.; Vad, J. Auftriebs- und Widerstandskraftmessungen an Basismodellen von Axialventilatorschaufelabschnitten mit niedriger Geschwindigkeit. *Proc. Inst. Mech. Eng. Teil A J. Power Energy* 2018, 233, 165–175. [\[CrossRef\]](#)
44. Wallis, RA *Axial Flow Fans*; George Newnes Ltd.: London, UK, 1961.
45. Beer, FP; Johnston, ER; Mazurek, DF *Vektormechanik für Ingenieure: Statik*, 11. Auflage; McGraw-Hill: New York, NY, USA, 2016; S. 485–572.
46. Carolus, T. *Ventilatoren*; BG Teubner Verlag: Wiesbaden, Deutsch, 2003.

-
47. Verordnung der Europäischen Kommission (EU). Nr. 327/2011 vom 30. März 2011 zur Durchführung der Richtlinie 2009/125/EG des Europäischen Parlaments und des Rates der Europäischen Union im Hinblick auf die Anforderungen an die umweltgerechte Gestaltung von Ventilatoren mit Motoren mit einer elektrischen Eingangsleistung zwischen 125 W und 500 kW. Off. J. Eur. Union 2011, 54, 8–21.
 48. Fathy, A.; Rashed, M.; Lumsdaine, E. Eine theoretische Untersuchung laminarer Nachläufe hinter Tragflächenprofilen und des daraus resultierenden Geräuschmusters. J. Sound Vib. 1977, 50, 133–144. [\[CrossRef\]](#)
 49. Norton, MP; Karczub, DG Grundlagen der Geräusch- und Schwingungsanalyse für Ingenieure, 2. Auflage. Lärmschutz. Eng. J. 2007, 55, 275. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Entwurf und parametrische Analyse einer Überschallturbine für Anwendungen für rotierende Detonationsmotoren

Noraiz Mushtaq,  Gabriele Colella und  Paolo Gaetani *

Labor für Strömungsmaschinen (LFM), Energieabteilung, Politecnico di Milano, Via Lambruschini 4, 20156 Mailand, Italien; noraiz.mushtaq@polimi.it (NM); gabriele.colella@mail.polimi.it (GC)
* Korrespondenz: paolo.gaetani@polimi.it

Zusammenfassung: Die Druckverstärkungsverbrennung ist eine vielversprechende Alternative zu herkömmlichen Gasturbinentechnologien, und innerhalb dieser Klasse hat der rotierende Detonationsmotor das größte Potenzial. Der Fickett-Jacobs-Zyklus kann den Wirkungsgrad bei mittleren Druckverhältnissen theoretisch um 15 % steigern, aber die Brennkammer liefert einen stark ungleichmäßigen Durchfluss; unter diesen Bedingungen sind konventionell konstruierte Turbinen mit einem Wirkungsgrad von unter 30 % unzureichend. In diesem Artikel wurde ein Original-Mean-Line-Code entwickelt, um einen fortschrittlichen vorläufigen Entwurf einer Überschallturbine durchzuführen; die Selbststartfähigkeit des Überschallkanals wurde durch die Theorie von Kantrowitz und Donaldson verifiziert; der Entwurf des Überschallprofils wurde unter Anwendung der Charakteristikmethode durchgeführt; eine genaue Bewertung der aerodynamischen Verluste wurde durch Berücksichtigung von Stoßwellen, Profil und Mischverlusten erreicht. Anschließend wurde ein automatisierter Optimierungsprozess auf Basis der numerischen Strömungsmechanik (CFD) entwickelt, um den optimalen Belastungszustand zu finden, der die Verluste minimiert und gleichzeitig einen ausreichend gleichmäßigen Durchfluss am Auslass liefert. Abschließend wurde eine neuartige parametrische Analyse durchgeführt, bei der die Auswirkungen von Einlasswinkel, Machzahl, Reaktionsgrad, Umfangsgeschwindigkeit und Schaufelhöhenverhältnis auf die Leistung der Turbinenstufe berücksichtigt wurden. Diese

Schlüsselwörter: rotierender Detonationsmotor (RDE); Überschallturbinen; Charakteristikmethode (MOC); Stoßwellenvorhersagemodelle; Optimierung; parametrische Analyse



Zitat: Mushtaq, N.; Colella, G.; Gaetani, P. Entwurf und parametrische Analyse einer Überschallturbine für rotierende Detonationsmotoren.

Int. J. Turbomach.

Propuls. Power 2022, 7, 1. <https://doi.org/10.3390/ijtp7010001>

Erhalten: 12. August 2021

Akzeptiert: 29. Dezember 2021

Veröffentlicht: 4. Januar 2022

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2022 bei den Autoren.
Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Faktoren wie die Sorge um den Klimawandel, eine nachhaltigere Mobilität und die an den Luftverkehr gestellten Ziele hinsichtlich der Schadstoffemissionen haben zu einem Anreiz für immer effizientere Triebwerke geführt. Angesichts ihrer großen Flexibilität und Reaktionsfähigkeit werden Gasturbinen noch lange Zeit das Kernelement von Flugtriebwerken bleiben, insbesondere für Mittel- und Langstrecken. Ihre Anwendung wird auch von der fortschreitenden Umstellung auf nicht-fossile Kraftstoffe wie nachhaltige Flugkraftstoffe oder Wasserstoff profitieren [1]. Neben der Effizienz des Triebwerkskerns ist auch das Gewicht eine wichtige Aufgabe, die zukünftige Technologien angehen müssen: Es wird erwartet, dass kompakte Triebwerke diese entsprechen dem Bedarf und Potenzial des Energiesektors, in dem Gasturbinen eine wichtige Rolle beim Ausgleich der diskontinuierlichen Versorgung durch nicht planbare erneuerbare Energiequellen wie Wind- und Sonnenenergie spielen werden, was eine wichtige Voraussetzung für den Erfolg erneuerbarer Technologien im gesamten Energiemix darstellt. In dieser Hinsicht kann die Einführung kohlenstofffreier Verbrennungstechnologien beschleunigt werden, die dank der Verwendung kohlenstofffreier Brennstoffe wie Wasserstoff und Ammoniak [2] bald immer häufiger zum Einsatz kommen dürften. Daher ist es notwendig, in eine Erneuerung der Gasturbinentechnologien zu investieren, die den globalen Bedarf an höherer Effizienz und geringerer Umweltbelastung sowohl im Verkehrs- als auch im Energieumwandlungsbereich decken.

Unter den möglichen innovativen Gasturbinentechnologien hat die Druckverstärkungsverbrennung (PGC) das größte Potenzial hinsichtlich der Verbesserung der Gesamtleistung.

Einführung. Diese Technologie nutzt eine Änderung des thermodynamischen Zyklus, um bei gleicher Turbineneintrittstemperatur eine deutliche Effizienzsteigerung zu erzielen. Tatsächlich nutzen Drucksteigerungs-Verbrennungszyklen die thermodynamisch effizienteren Prozesse der konstanten Volumen- oder detonationsbasierten Wärmefreisetzung (letztere wird durch den Fickett- Jacobs-Zyklus gut angenähert): Der Maximaldruck dieser Zyklen steigt während des Verbrennungsprozesses mit einer weiteren Zunahme der Kompressionsarbeit. So kann potenziell über 15 % der thermodynamischen Effizienz im Vergleich zu einem Joule-Brayton-Zyklus erreicht werden, der bei derselben Maximaltemperatur arbeitet [3,4].

Dieser potenzielle Nutzen rechtfertigt das schnell wachsende Interesse an PGC, insbesondere aufgrund der einfachen Anpassbarkeit an die Wasserstoffverbrennung und der Möglichkeit, effiziente ultrakompakte Motoren zu bauen: Unter den verschiedenen Technologien sind die so genannten rotierenden Detonationsmotoren am vielversprechendsten. Bei dieser Art von Gasturbine breitet sich eine Detonationswelle um den Umfang einer ringförmigen Brennkammer aus, um den Druckanstieg zu erreichen. Diese Überschall- Verbrennungswelle mit Flammgeschwindigkeiten von etwa 2 km/s ermöglicht eine geringere Anzahl von Kompressionsstufen, ein kompakteres Design mit reduziertem Brennkammengewicht und einen geringeren spezifischen Kraftstoffverbrauch [5].

Neben allen Aspekten der Brennkammer (die nicht Gegenstand dieses Dokuments sind) sind auch der Übergangskanal zwischen Brennkammer und Turbine [6–9] sowie die Turbine selbst wichtige Aufgaben, die für effiziente Kreisläufe berücksichtigt werden müssen.

Was die Turbinenkonstruktion betrifft, sind in der frei zugänglichen Literatur einige Artikel verfügbar, die verschiedene Themen beschreiben. Paniagua et al. [10] berichten über einen vorläufigen Entwurf und eine mögliche Stufenanordnung einer Turbomaschine, während Sousa et al. [11] Richtlinien zur Entropie minimierung durch Bearbeitung der Profilform beschreiben. Die Artikel [12, 13] berichten über Ergebnisse und Konzepte im Zusammenhang mit der durch die Brennkammer erzeugten Unstetigkeit und der entsprechenden Frequenzantwort der Turbine. Liu et al. [14] präsentieren und diskutieren eine CFD-Analyse solcher Turbinen.

Die Größe der Brennkammer und die Anzahl der Kompressionsstufen dürften im Vergleich zu den tatsächlichen Stufen reduziert werden, was zu einer Reduzierung des Gesamtgewichts des Motors beiträgt. In diesem Dokument wird auch der Turbinenentwurf behandelt, da dieser eine Hauptaufgabe für einen effizienten thermodynamischen Kreisprozess darstellt: Aufgrund der hohen Geschwindigkeit, der hohen Temperatur und der schwankenden Strömungen, die durch den Übergangskanal freigesetzt werden, ist der Turbinenentwurf komplex und erfordert im Vergleich zu herkömmlichen Gasturbinen für Joule-Brayton-Kreisläufen

In keinem der Artikel zum Turbinendesign wird eine parametrische Analyse geometrischer und fluiddynamischer Parameter vorgeschlagen. Der vorliegende Artikel schlägt eine neuartige parametrische Analyse zweier geometrischer Parameter vor, nämlich Festigkeit und Schaufelhöhe, zweier Strömungsmerkmale wie Einlassströmungswinkel und Einlass-Mach-Zahl sowie des Reaktionsgrads, wobei letzterer einer der Hauptaspekte ist, der die Stufenanordnung beschreibt und die Stufen effizienz beeinflusst. Die Autoren sind sich auch der Kritik an der thermischen Belastung und den Kühlanforderungen bei dieser Art von Anwendung bewusst, obwohl diese in diesem Artikel nicht behandelt werden, da sie einer spezifischen Untersuchung bedürfen.

2. Mean-Line-Design Ein

origineller Mean-Line-Code wurde entwickelt, um ein Blade-to-Blade-Design einer Überschallturbine durchzuführen. Der Code basiert auf der Standardturbinentheorie und enthält einige spezifische Merkmale für Überschallschaufeln: die Kantowitz-Grenze für eine gestartete Schaufelreihe [15], eine genaue Berechnung und Vorhersage der Stoßverluste und eine Kennlinienmethode zur Erzeugung der Überschallprofilform. Bevor die Logik beschrieben wird, die zum Entwurf der Turbine verwendet wurde, erscheint es notwendig, die oben genannten theoretischen Elemente kurz vorzustellen .

2.1. Gestartete oder nicht gestartete Blade-Reihe

Ein konvergenter Durchgang, wie er für Turbinen typisch ist, verhält sich wie ein Diffusor, wenn er einer Überschallströmung ausgesetzt ist, wodurch die Geschwindigkeit verringert und der Druck des Stroms erhöht wird. Unter diesen Bedingungen ist es wichtig zu beurteilen, ob die Schaufelreihe gestartet oder nicht

Dabei bezieht sich „gestartet“ auf eine schräge Stoßkonfiguration am Kaskadeneinlass, die weniger dissipativ ist als der normale Stoß im „nicht gestarteten“ Zustand (Abbildung 1).

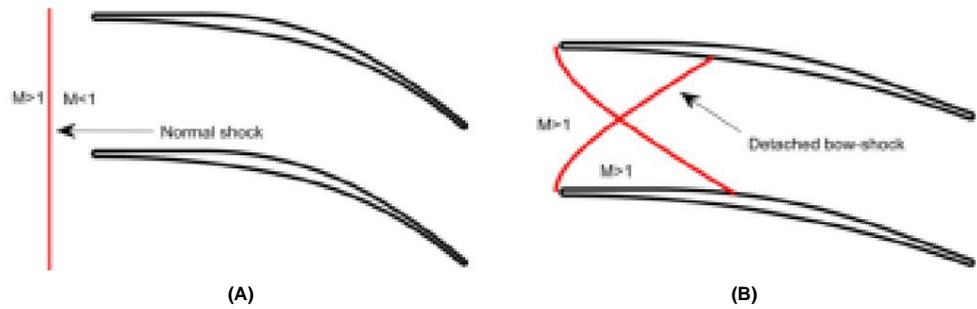


Abbildung 1. Vergleich zwischen dem nicht gestarteten (a) und gestarteten (b) Zustand für eine Überschall-Schaufelreihe.

Kantrowitz und Donaldson zeigten, dass die Stärke und die Position der Stoßwelle von der Geometrie des Diffusors und der Mach-Zahl vor dem Stoß abhängt [15]. Unter Verwendung einer konventionellen eindimensionalen Strömungstheorie kann das maximal zulässige Kontraktionsverhältnis für einen selbststartenden Zustand mit Hilfe von Gleichung (1) bestimmt werden, wobei M_n die Mach-Zahl hinter der normalen Stoßwelle ist.

$$\frac{A_{th}}{A_{in \text{ selbst f\u00f9gestartet}}} = \frac{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} M_n^2}{1 + 2 \frac{\gamma-1}{\gamma} M_n^2} \quad (1)$$

$$M_n^2 = \frac{(\gamma-1)M_{in}^2}{2\gamma M_{in}^2 - (\gamma-1)}$$

Zwischen dem selbststartenden und dem nichtstartenden Bereich gibt es einen dritten Zwischenbereich: In diesem Bereich ist es möglich, einen gestarteten Betriebsmodus zu erreichen, aber der Diffusor muss aus einem selbststartenden Zustand heraus starten und dann muss entweder die Einlass-Machzahl reduziert oder eine variable Diffusorgeometrie verwendet werden (Abbildung 2). Dieses letztere Konzept ist bei Bedingungen au\u00dfenhalb der Auslegung relevant.

Da die Schaufeldrehung den Austrittsbereich in einem rein konvergierenden Schaufel-zu-Schaukel-Kanal beeinflusst, beeinflusst die Selbststartgrenze auch die maximal zul\u00e4ssige Drehung, wie in Gleichung (2) gezeigt.

$$\frac{A_{th}}{A_{in}} = \frac{A_o}{A_{in}} = \frac{g_o \cos(\gamma_o)}{g_{in} \cos(\gamma_{in})} > \frac{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} M_n^2}{1 + 2 \frac{\gamma-1}{\gamma} M_n^2} \quad (2)$$

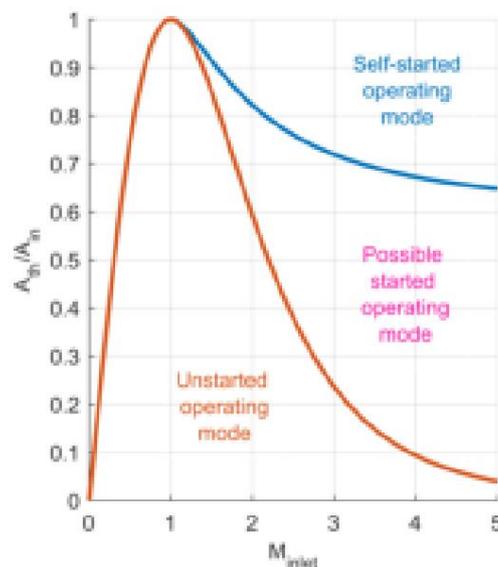


Abbildung 2. Kontraktionsverh\u00e4ltnis f\u00f9r eine gestartete oder nicht gestartete Schaufelreihe bei unterschiedlicher Einlass-Mach-Zahl.

Gleichzeitig beeinflusst die Schaufeldrehung die Größe der Tangentialgeschwindigkeit am Auslass und damit den Arbeitsaustausch. Die Schaufelhöhe, die zur Definition des Auslassauslassquerschnitts beiträgt, ist auch für die von der Stufe extrahierte Arbeitsmenge von Bedeutung.

2.2. Bewertung und Vorhersage von aerodynamischen

Verlusten Ein Profil, das in einer Überschallströmungsumgebung arbeitet, ist aufgrund der Erzeugung eines komplexen Stoßmusters im Kanal weniger effizient als sein Unterschall-Gegenstück. Die Fähigkeit, Verluste effektiv abzuschätzen, ist eine Schlüsselanforderung für einen zuverlässigen Mittelliniencode. Dies wurde erreicht, indem neben den Verlusten im Zusammenhang mit der ersten schrägen Stoßwellenreflexion und der Mischung im Fall einer axialen Überschall-Machzahl auch die Bugstoßwelle an der Vorderkante und der Grenzschicht berücksichtigt wurde (Methode auch in

Die losgelöste Bugstoßwelle, die von der Vorderkante erzeugt wird, ist die Hauptquelle der Entropieproduktion innerhalb der Turbine und allein für nahezu zwei Drittel der Gesamtverluste verantwortlich. Die Form der losgelösten Stoßwelle wird mit der von Moeckel für zweidimensionale und rotationsymmetrische Körper entwickelten und validierten Methode vorhergesagt [17]. Nachdem die losgelöste Stoßwelle bestimmt wurde, wird die Entropieproduktion lokal berechnet, indem die schrägen Stoßwellenbeziehungen angewendet werden. Anschließend werden die Ergebnisse integral gemittelt, wie in Gleichung (3) gezeigt, wobei sich die Indizes „up“ und „l“ jeweils auf die oberen und unteren Blattstöße beziehen (Abbildung 1b). Beachten Sie, dass die Schnittpunkte zwischen Stoßwellen aufgrund einer vereinfachenden Annahme vernachlässigt

$$\dot{y}_{\text{Bogenstoß}} = y_{\text{nach}} \frac{1}{\text{oben „-japp“}} \int_{\text{Jawohl}}^{\text{Jawohl}} \dot{y}_{\text{sup}}(y) \cdot dy + y_{\text{l}} \int_{\text{Jawohl}}^{\text{Jawohl}} \dot{y}_{\text{yl}} \frac{1}{y_{\text{yl}}} \dot{y}_{\text{sl}}(y) \cdot dy \quad (3)$$

Die Verluste durch die abgelöste Stoßwelle hängen stark vom dimensionslosen Verhältnis zwischen Blattneigung und Blattdicke ab. Diese Tatsache hat eine physikalische Bedeutung, da eine geringere Dicke im Vergleich zum Blattdurchgang die Vorderkante schärfer macht und den Unterschallanteil der Strömung hinter der Bugstoßwelle verringert, der die Hauptursache für die Verluste ist. Gleichzeitig kann kein zu hohes Verhältnis verwendet werden, da die Vorderkante für die strukturelle und thermische Integrität zu klein wäre.

Die erste schräge Stoßwelle, die entsteht, wenn die abgelöste Stoßwelle von der Schaufelblattoberfläche reflektiert wird, wurde ebenfalls bestimmt und die damit verbundenen Verluste berechnet, um die Genauigkeit der Verlustberechnung zu verbessern. Die Wellenreflexion wird berechnet, indem berücksichtigt wird, dass die Strömung unmittelbar neben der Wand parallel zu dieser verlaufen muss: Unter Anwendung der klassischen Theorie der Aerodynamik [18] wird die implizite Gleichung (4) hergeleitet und numerisch gelöst, um die Neigung der reflektierten Stoßwelle zu ermitteln. Die nachfolgenden Stoßwellenreflexionen wurden hingegen nicht berücksichtigt, da sie deutlich schwächer sind und die zu ihrer Auswertung erforderlichen Annahmen die Zuverlässigkeit der Ergebnisse ernsthaft beeinträchtigen könnten.

$$\tan \tilde{\gamma} = 2 \cot \tilde{\gamma} \frac{M_2 \sin^2 \tilde{\gamma} - 1}{M_2 (\tilde{\gamma} + \cos^2 \tilde{\gamma}) + 2} \quad (4)$$

zweitwichtigste Verlustquelle in einer Überschallschaufelreihe sind Grenzschicht- und Mischverluste, wobei die Stoß-Grenzschicht- Wechselwirkung vorläufig vernachlässigt wurde. Die Abschätzung erfolgt in einem zweistufigen Verfahren: (i)

Zunächst werden die Grenzschichtgrößen für eine kompressible turbulente Grenzschicht mit dem von Stratford und Beavers [19] abgeleiteten Verfahren berechnet.

(ii) Anschließend werden die Gesamtverlustkoeffizienten mit Hilfe der von Stewart für Hochgeschwindigkeitsströmungen beschriebenen Methode ermittelt [20].

In der ursprünglichen Methodik betrachtete Stewart Strömungen mit einer axialen Mach-Zahl unter Schallgeschwindigkeit. Da in unserer Anwendung die axiale Mach-Zahl über Schallgeschwindigkeit liegt, wurde der ursprüngliche Ansatz erweitert. Ohne die gesamte Demonstration zu wiederholen, die bereits in [20] beric

Es werden lediglich die analytischen Schritte berichtet, die die neuartige Erweiterung auf Überschall-Axial-Mach-Zahlen beschreiben.

$$\begin{aligned}
 \frac{\dot{y}}{V_x} &= \frac{2}{\dot{y} + 1} \frac{\dot{y}C}{V_x} + \frac{1}{\dot{y} + 1} \frac{\dot{y}\dot{y}}{V_x} + 1 \frac{\dot{y}\dot{y}}{\dot{y} + 1} D2 = 0 + \\
 C &= \frac{(1 - \dot{y} \text{ Af s,te}) \frac{\dot{y} + 1}{2\dot{y}} + \cos 2\dot{y} \text{ te} (1 - \dot{y}\dot{y})}{\cos(\dot{y} \text{ te}) (1 - \dot{y}\dot{y})} \frac{V^2}{V_{cr f s,te}^2} \\
 D &= \frac{V_u}{V_{cr f s,te}} = \frac{V}{V_{cr f s,te}} \sin \dot{y} \text{ te} \frac{1 - \dot{y}\dot{y}}{\dot{y}\dot{y}}
 \end{aligned} \quad (5)$$

Die Lösung der Gleichung zweiter Ordnung liefert zwei Ergebnisse, und im Unterschallfall wurde das negative Vorzeichen gewählt, um die richtigen Bedingungen nach der Mischung zu finden. Dies ist physikalisch konsistent, da die Zunahme der verfügbaren Fläche von der Hinterkante bis zum Mischbereich die Geschwindigkeit unter Unterschallbedingungen verringert, aber bei einer axialen Überschall-Mach-Zahl verhält sich der Kanal wie eine Düse und nicht wie ein Diffusor. Daher wird, anders als bei Stewart, die Lösung der Gleichung zweiter Ordnung mit dem positiven Vorzeichen gewählt, Gleichung (6).

$$\frac{V_x}{V_{cr f s,te}} = \frac{\dot{y}C}{1 + \dot{y}} + \frac{\dot{y}C}{\dot{y} + 1} \frac{2}{\dot{y} + 1} \frac{\dot{y}\dot{y}}{\dot{y} + 1} D2 \quad (6)$$

Sobald alle Größen bestimmt sind, wird das Gesamtdruckverhältnis zwischen

Der vollständig durchmischte Bereich am Einlass und der vollständig durchmischte Bereich am Auslass werden durch Gleichung (7) berechnet.

$$\frac{p_{t,mischen}}{p_{t,in}} = \frac{\dot{y}V}{\dot{y}tV_{cr}} \frac{\cos \dot{y} \text{ te} (1 - \dot{y}\dot{y})}{\dot{y}\dot{y}} \quad (7)$$

2.3. Schaufelprofilentwurf mit der Charakteristikmethode (MOC)

In der Literatur werden hauptsächlich zwei Methoden auf der Grundlage von MOC beschrieben, um das Profil einer Überschallschaufelreihe zu entwerfen: die Corner-Flow-Methode von Shapiro [21] und die Vortex-Flow-Methode von Goldman [22]. Die Methode von Goldman wurde in diesem Mean-Line-Code implementiert, da sie eine gleichmäßigere Geschwindigkeitsverteilung mit der höchsten Belastung in der Mitte der Sehne und weniger Einschränkungen bei der Strömungswende bietet.

Ein mit der Wirbelströmungsmethode entworfenes Schaufelprofil besteht aus den folgenden grundlegenden Teilen, von denen jedes eine bestimmte Funktion hat, die hier der Übersichtlichkeit halber kurz zusammengefasst sind (Abbildung 3): Die Übergangsbögen am Eintritt wandeln eine gleichmäßige Parallelströmung am Schaufeleintritt in ein Wirbelströmungsfeld um, die konzentrischen Kreisbögen bewahren die Wirbelströmungsstruktur, während sie die Strömung mit einer konstanten Oberflächen-Mach-Zahl umlenken, und die Übergangsbögen am Austritt wandeln die Wirbelströmung wieder in ein

Die Wirbelströmungsmethode erfordert mehrere Eingaben, um das Schaufelprofil zu definieren: Einlass-Machzahl M_{in} , Auslass-Machzahl M_o , untere Oberflächen-Machzahl M_l , obere Oberflächen-Machzahl M_{up} , Einlassströmungswinkel und das spezifische Wärmeverhältnis des Arbeitsfluids. Obwohl alle anderen Eingaben gegeben sind, werden M_l und M_{up} so gewählt, dass Probleme im Zusammenhang mit Strömungsablösung vermieden werden: Wie in [22] vorgeschlagen, werden das maximale M_{up} und das minimale M_l berechnet, um einen Druckrückgewinnungskoeffizienten von 0,5 zu erhalten. Die tatsächlichen M_l und M_{up} wurden mit einem weiteren Spielraum von 12 % gegenüber diesen Grenzwerten gewählt.

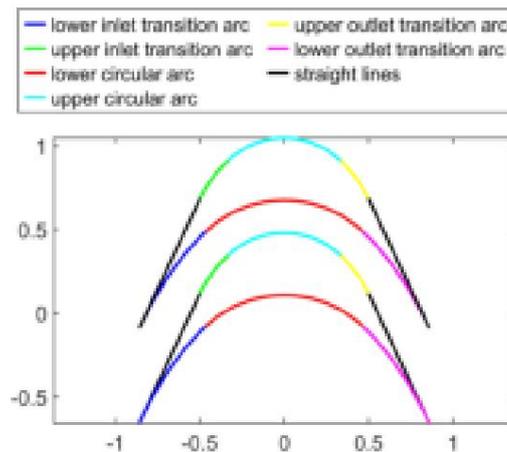


Abbildung 3. Sektoraufteilung des Schaufelprofils im Wirbelströmungsverfahren.

Sobald das dimensionslose Profil erstellt wurde, werden zwei wichtige geometrische Parameter kann berechnet werden: die dimensionslose Sehne $c^* = c/r$ und Tonhöhe g^* . Im Mittelliniencode (c die Sehne ist die einzige Dimensionsgröße, die der Profilgeometrie zugewiesen wird, wodurch die Berechnung von r (dem geometrischen Skalenparameter) ermöglicht wird. Die in dieser Arbeit als Beispiele dargestellten Geometrien dienen der Bodenstromerzeugung, daher wurden die dimensionslosen Verhältnisse (c/g und g/Dicke) optimiert, um die maximale Effizienz zu erreichen. Für die Anwendung in der Luftfahrt erfordert das Turbinendesign einen Kompromiss zwischen Kompaktheit und Effizienz, was zu anderen Werten der dimensionslosen Verhältnisse und einer kürzeren Sehnenlänge führt. Sobald diese Größen zugewiesen wurden, können das Dimensionsprofil, die Steigung und die Dicke endgültig berechnet werden.

Das mit der Kennlinienmethode erzeugte Profil ist aus aerodynamischer Sicht optimal, aber rein theoretisch, da eine Dicke von Null an Vorder- und Hinterkante nicht herstellbar ist und eine schlechte mechanische und thermodynamische Leistung aufweist, insbesondere bei einer Strömung mit hoher Geschwindigkeit und hoher Temperatur. Sobald also ein geeigneter Wert für die Dicke gemäß mechanischen Berechnungen ausgewählt wurde, werden die oberen und unteren Flächen verschoben und das Blattprofil wird mithilfe von Kreisbögen geschlossen.

Es wurde eine Strukturanalyse durchgeführt, die beweist, dass das Rotorblatt den statischen Belastungen ohne nennenswerte Probleme standhalten kann. Eine detaillierte thermische Analyse war in dieser Arbeit hingegen nicht enthalten, da es sich bei dieser Art von Turbinen um ein fortgeschrittenes Thema handelt und dieses in künftigen Studien ausführlicher behandelt wird.

2.4. Mean-Line-Code: Beschreibung und logische Erklärung

Der implementierte Mean-Line-Code verwendet einen iterativen Ansatz mit mehreren Schleifen, um mehr als ein Designziel zu erreichen. Dies ist durch die Änderung von Größen möglich, die bei einem direkten Ansatz normalerweise fest wären. Während das Statorschaufelhöhenverhältnis $H2/H1$ eine vom Benutzer ausgewählte Eingabe ist, wird das Rotorschaufelhöhenverhältnis $H4/H3$ iterativ angepasst, um die gleiche Axialgeschwindigkeit zwischen Rotoreinlass und -auslass aufrechtzuerhalten. Letzteres ist ein übliches Designmerkmal von Axialturbinen. Der absolute Stufeneinlassströmungswinkel wird mit 0° angenommen: Obwohl der in die Turbine eintretende Strom in Druck, Temperatur und Richtung schwankt, beträgt sein Durchschnittsmassenstrom Null, weil die Schwankungen symmetrisch sind [8,23]. Konstruktionsbedingt ist der absolute Rotorauslassströmungswinkel null, um die Auslass-Mach-Zahl zu minimieren und somit die Stoßverluste in den folgenden Stufen zu verringern. Schließlich ist der Code so implementiert, dass der Benutzer als Eingabe den Reaktionsgrad X der Stufe auswählen kann: Diese Option hilft dem Benutzer nicht nur, einen Schlüsselparameter bei der Konstruktion einer Turbine festzulegen, sondern hat sie

Sobald die Stator-/Rotorverluste berechnet wurden und der Gesamtdruck am Auslass bekannt ist, wird die Machzahl am Auslass mit der Kontinuitätsgleichung ermittelt und dann werden alle anderen Größen unter Rückgriff auf die Annahme eines idealen Gases bestimmt. Sobald die Konstruktion von Stator und Rotor abgeschlossen ist, prüft der Mean-Line-Code, ob die Kantrowitz-Grenze für einen gestarteten

Schaufelreihe erfüllt ist. Dann wird auch überprüft, dass die axiale Mach-Zahl größer als 1 ist, um das Problem des einzigartigen Anstellwinkels [24] zu vermeiden, das angesichts der Unstetigkeit der einströmenden Strömung eine ungünstige Arbeitsbedingung darstellt. Abschließend zeigt das Flussdiagramm in Abbildung 4 die Reihenfolge und die Logik aller Operationen, die zur Konstruktion des Rotors durchgeführt werden.

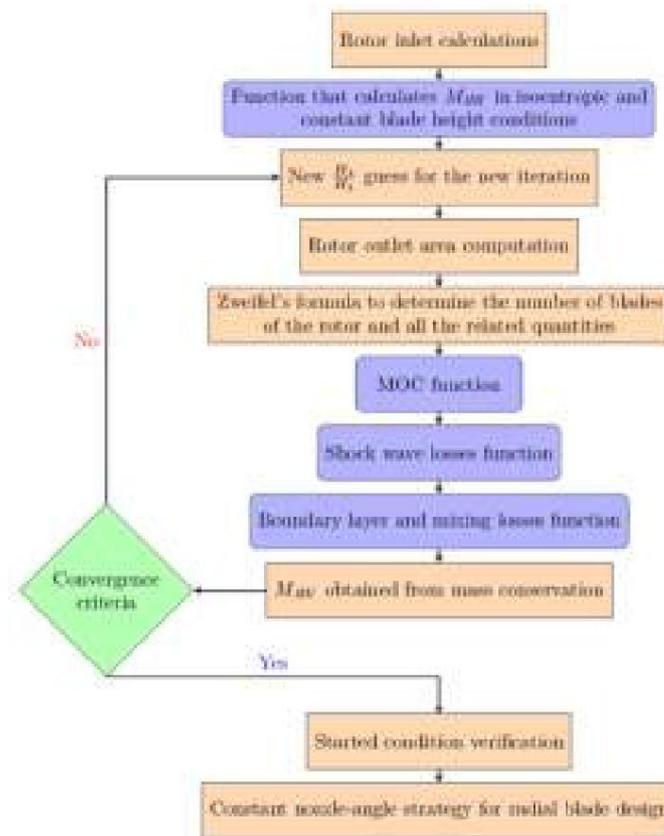


Abbildung 4. Flussdiagramm zur Veranschaulichung des iterativen Prozesses zur Konstruktion des Rotors im Mittelliniencode.

3. Computergestütztes Strömungsmodell

Um die Gültigkeit des Mittelliniencodes zu überprüfen und das Verständnis der Strömungseigenschaften innerhalb des Kanals zu vertiefen, wurde CFD in einer ausgewählten Anzahl von Fällen ausgeführt. Stationäre Rotorblatt-zu-Blatt- und stationäre 3D-Simulationen wurden mit der kommerziellen Software Ansys CFX (19.1, Ansys, Canonsburg, US) durchgeführt, die einen druckbasierten implizit gekoppelten Löser mit kolokalisierter Gitteranordnung implementiert. Für die Advektionsterme und die Turbulenz wurde ein hochauflösendes Schema gewählt; dieses Schema gehört zu den Total Variation Diminishing (TVD)-Algorithmen, die sich bei der Modellierung von Stoßwellenreflexionen als genau erwiesen haben [25]. Das $k\text{-}\gamma$ -SST-Modell wurde zur Turbulenzschließung gewählt, während γ unter 1 gehalten wurde, um eine angemessene + war Grenzschichtauflösung zu gewährleisten. Das Arbeitsfluid ist Luft, von der angenommen wird, dass sie ein thermisch und kalorisch perfektes Gas ist.

Da es sich bei der Einlassöffnung um Überschall handelt, werden alle relevanten Mengen dieser Grenze zugeordnet. Der Auslass ist Überschall und die seitlichen Begrenzungen sind periodisch. Für die Schaufelwände wurden adiabatische und rutschfeste Bedingungen gewählt, während für die Naben- und Mantelwände adiabatische und rutschfeste Bedingungen eingestellt wurden; diese Wahl wurde auch für die 3D-Simulationen getroffen, da das Ziel in dieser Phase darin bestand, die Wirkung der radialen Variation der Mengen zu verstehen und mit einem Netz zu arbeiten, das für die Untersuchung eines großen Konstruktionsraums geeignet ist. Schließlich wurde in den gekoppelten Stator-Rotor-Simulationen eine Mischebenenschnittstelle verwendet und alle Berechnungen wurden bei Konvergenz betrachtet, wenn die Residuen

3.1. Validierung des CFD-Codes

Da die Strömung Überschallgeschwindigkeit mit Stößen und Expansionswellen in der Domäne ist, ist es für die Zuverlässigkeit der Ergebnisse entscheidend, zu beurteilen, ob ANSYS CFX diese unterschiedlichen Merkmale mit den oben angegebenen Einstellungen genau erfassen kann. Zur Durchführung der Codevalidierung wurden zwei Testfälle ausgewählt: das Sod-Stoßrohr [26] und die Kompressionsecke [27–29]. Beachten Sie, dass für beide Testfälle eine Gittersensitivitätsanalyse mittels aufeinanderfolgender Verfeinerungen durchgeführt wurde und alle angegebenen Ergebnisse gitterunabhängig sind.

Beim Stoßrohrproblem trennt zunächst eine Membran ein Hochdruckgas auf der linken Seite ($x < 0$ m) von einem Niederdruckgas auf der rechten Seite ($x > 0$ m). Wenn die Membran bricht ($t = 0$ s), erscheinen drei neue Merkmale in der Domäne: eine Stoßwelle und eine Kontaktfläche, die sich nach rechts ausbreiten, und eine Expansionswelle, die sich nach links ausbreitet. Die Hypothese für die analytische Lösung lautet, dass das Problem 1D ist, das Rohr unendlich lang und die Strömung reibungsfrei ist [18,26]. Da ANSYS CFX nur mit 3D-Domänen arbeitet, wird die Geometrie als 10 m langes Rohr modelliert, während die anderen beiden Dimensionen erheblich kleiner sind und nur mit einer Zelle vernetzt sind. Abbildung 5 zeigt einen Vergleich zwischen der CFD-Lösung und der analytischen Lösung bei $t = 0,001$ s: Die beiden Kurven sind für alle Größen nahezu identisch, was beweist, dass Ansys CFX Stärke, Position und Wellengeschwindigkeit aller drei Merkmale perfekt vorhersagen kann.

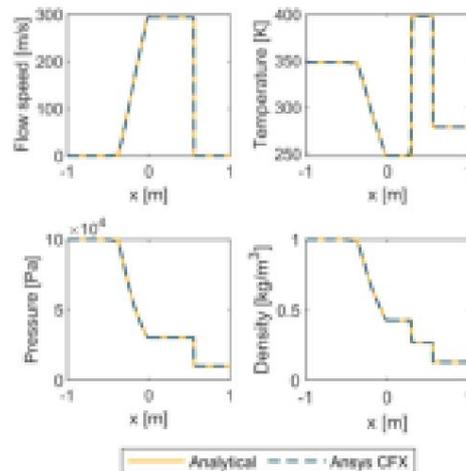


Abbildung 5. Vergleich zwischen der analytischen und der Ansys CFX-Lösung bei $t = 0,001$ s für das Sod-Stoßrohrproblem.

Der 2D-Kompressionsecken-Testfall von Smits et al. (Abbildung 6) wurde ausgewählt, da die Stoß-/Grenzschicht-Wechselwirkung ein fortgeschrittenes Problem darstellt, das alle Schwierigkeiten von Turbulenz, Kompressibilität und viskos-inviskosen Wechselwirkungsphänomenen in sich vereint [28,29]. Da die Mach-Zahl am Einlass Überschall beträgt ($M = 2,85$), wird eine schräge Stoßwelle erzeugt, wenn die Wand in den Strömungsbereich übergeht. Je nach Einlass- und Geometriebedingungen kann die Wechselwirkung zwischen der Stoßwelle und der Grenzschicht zu einer Grenzschichtablösung führen oder nicht. Der Berechnungsbereich ist dreidimensional, aber eine Dimension ist erheblich kleiner als die anderen und nur mit einer Zelle vernetzt. Das $k\text{-}\omega$ -SST-Modell wurde als Turbulenzmodell verwendet, während y^+ für eine angemessene Grenzschichtauflösung unter 1 gehalten wurde. Die Validierung wurde für zwei Rampenwinkel durchgeführt, nämlich 8 und 16 Grad. Abbildung 7 stellt die Oberflächendruckverteilung für beide Fälle dar und vergleicht sie mit den experimentellen Daten von Smits et al. [28]. Für den 8-Grad-Fall erfasst ANSYS CFX genau den Ausgangspunkt des Druckanstiegs, den Maximaldruck nach der Stoßwelle und den Gesamttrend. Im 16-Grad-Fall sagt CFD den Startpunkt des Druckanstiegs und den Maximaldruck korrekt voraus, es gibt jedoch einen kleinen Unterschied im Trend: In den CFD-Ergebnissen ist eine schwache Trennung an der Ecke zu erkennen, die in den experimentellen Daten nicht zu sehen ist. Wie von den Autoren jedoch angegeben, befindet sich der 16-Grad-Fall am Anfang der Trennung und dieser Aspekt kann durch die Unsicherheit der Messungen verdeckt werden [29].

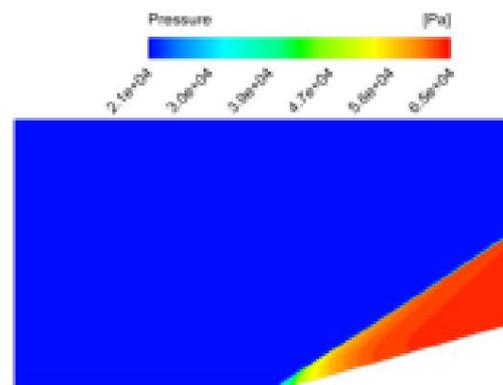


Abbildung 6. Druckfeld für das Kompressionseckenproblem mit einem Rampenwinkel von 16 Grad.

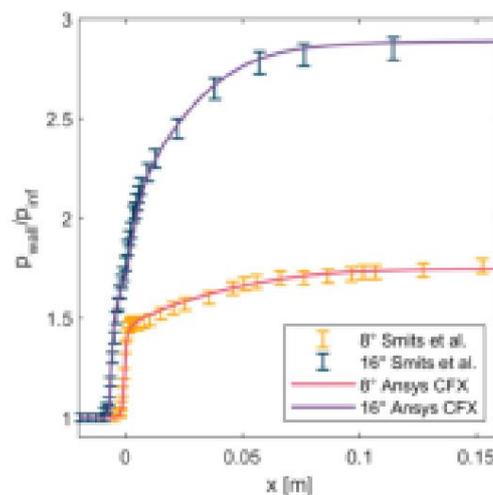


Abbildung 7. Vergleich zwischen der experimentellen Lösung [28] und Ansys CFX für das Kompressionseckenproblem bei 8° und 16° Rampenwinkeln.

Schließlich wurde ANSYS CFX von unserer Turbomaschinengruppe intensiv genutzt und im Laufe der Jahre wurde großer Aufwand in die ordnungsgemäße Validierung der CFD-Ergebnisse mit den experimentellen Daten gesteckt, die an den im Labor für Strömungsmaschinen (LFM) vorhandenen Testanlagen gewonnen wurden [30,31].

3.2. Analyse der Netzunabhängigkeit

ANSYS TurboGrid wurde verwendet, um ein strukturiertes Netz mit hexaedrischen Zellen, hoher Orthogonalität und geringer Schiefe zu erzeugen. Die Netzunabhängigkeitsanalyse wurde in zwei Schritten durchgeführt: Zuerst wurde die Anzahl der Zellen bestimmt, die in jeder Schicht für eine 2D-Blatt-zu-Blatt-gitterunabhängige Lösung erforderlich sind; dann wurde die Anzahl der Schichten in radialer Richtung erhöht, bis die Unabhängigkeitsbedingung auch

Zur Durchführung der Netzsensitivitätsanalyse wurde die Methode des Gitterkonvergenzindex [32] angewendet und die Standardabweichung der Druckverteilung als Referenzgröße gewählt. Für die Blatt-zu-Blatt-Simulation (2 Zellen in radialer Richtung) wurden 100 k, 200 k, 400 k, 600 k und 1600 k Netze getestet; das 600 k Netz kann mit einem Gitterkonvergenzindex (GCI) von 0,67 %, berechnet mit der Druckverteilung, die in der Spannweitenmitte des Auslassabschnitts extrahiert wurde, als gitterunabhängig betrachtet werden. Dann wurden 10, 30 und 50 Schichten in radialer Richtung vorgeschrieben und die Druckverteilung wurde tangential gemittelt und in Spannweitenrichtung im halben Sehnenabstand von der Hinterkante extrahiert; das 9-Millionen-Zellen-Netz (30 Schichten) erfüllte die Unabhängigkeitsbedingung sowohl für Stator als auch für Rotor mit einem GCI von 0,28 %

3.3. Validierung der Mean-Line-Code-Ergebnisse durch CFD im Entwurfszustand

Die in Tabelle 1 angegebenen physikalischen Parameter wurden unter Berücksichtigung typischer Mengen für RDEs und Hochdruckturbinen [5,8,10,14,23,33–36], während die geometrischen Die Parameter werden unter Berücksichtigung der strukturellen Machbarkeit der Rotorblätter gewählt. Das Validierungsverfahren wird durch den Vergleich der Code-Ausgaben mit den extrahierten Massenstrom-Durchschnittswerten erreicht aus CFD-Simulationen, die an der Statorschaufel durchgeführt wurden. Die vom Der mittlere Liniencode beträgt 44,17 J/(kg K), während der aus CFD ermittelte Wert 43,87 J/(kg K) beträgt. Dies führt zu einer Abweichung von 0,7 %. Die Abweichungen bei Druck und Temperatur liegen ebenfalls im Bereich von 1 % am Statorausgang. Dieses Ergebnis ist sehr vielversprechend und bewertet den aktuellen Mittelliniencode als primäres Werkzeug im vorläufigen Turbinenentwurf.

Tabelle 1. Eingabeparameter für die Referenzdesignphase.

Massenstrom [kg/s]	100
Umfangsgeschwindigkeit [m/s]	450
Reaktionsgrad	0,5
Einlass-Mach-Zahl	2
Gesamtdruck [bar]	15
Axialgeschwindigkeit am Einlass [m/s]	1445,46
Statische Temperatur [K]	1300

Abbildung 8 vergleicht die analytisch ermittelten Stöße mit einer CFD-Simulation, die am gleichen Überschallprofil und unter den gleichen Strömungsbedingungen durchgeführt wurde. Der Dichtegradient (numerisches Schlieren) ist im Hintergrund zu sehen, während wir im Vordergrund die abgelöste Stoßwelle und die erste schräge Stoßwellenreflexion erkennen können, berechnet der Mean-Line-Code. Die vorhergesagten Schockpositionen liegen sehr nahe an denen, die durch CFD, was die Wirksamkeit der Anwendung der Moeckel-Theorie bestätigt. Obwohl die vorhergesagte reflektierte schräge Stoßwelle ist nicht genau an der gleichen Stelle, Hänge sind sehr ähnlich und dank dessen auch die geschätzte Entropieproduktion.

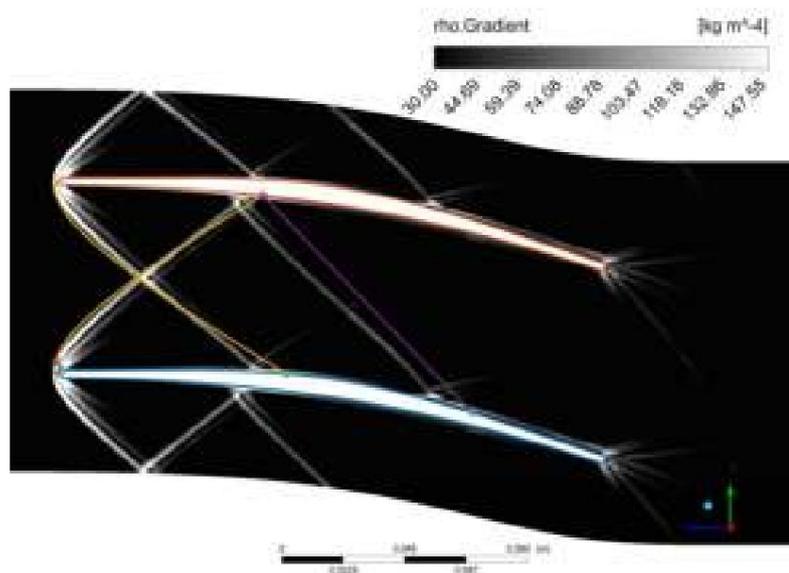


Abbildung 8. Vergleich zwischen CFD numerischen Schlieren im Hintergrund und den analytisch bestimmten Schocks im Vordergrund (abgelöster Schock in gelb und reflektierter Schock in violett im Original farbig Version).

4. Ermittlung der optimalen Beladung durch einen automatisierten Optimierungsprozess

In mehreren Studien wurden optimale Belastungsbedingungen für Unterschall-Axialturbinen beschrieben, während bei Überschallturbinen eine große Wissenslücke besteht. Ein vollständig automatisierter Optimierungsprozess, der Python-, MATLAB- und Ansys-Pakete verwendet, wurde entwickelt, um den optimalen Belastungswert zu finden, der die Verluste minimiert und gleichzeitig einen ausreichend gleichmäßigen Durchfluss am Auslass liefert.

Der Tangentialkraftkoeffizient nach Zweifel (Gleichung (8)) wurde als Treiberparameter für den gesamten Optimierungsprozess gewählt, da er die auf eine Schaufel wirkenden Kräfte quantifizieren kann: seine Bedeutung hängt nicht nur mit der Schaufelfestigkeit zusammen, sondern berücksichtigt auch die Strömungsumlenkung und die Variation der axialen Geschwindigkeitskomponenten.

$$C_{t,t} = \frac{F_t}{\rho H V_0} = \frac{2}{\gamma x} \cos^2 \gamma_0 \frac{V_{in,x}}{V_{0,x}} \tan \gamma_{in} \gamma \tan \gamma_0 \quad (8)$$

Das Suchintervall für den optimalen Belastungszustand wurde nach einer Reihe vorläufiger CFD-Simulationen festgelegt. Die Obergrenze wurde ausgehend von der Notwendigkeit einer ausreichend gleichmäßigen Strömung am Statorauslass ausgewählt, um einen effizienten Rotorbetrieb zu ermöglichen. Die Schaufeln dürfen nicht zu weit voneinander entfernt sein, da die Auslassströmung in Bezug auf Größe und Richtung weniger gleichmäßig wäre (Abbildung 9a). Die Untergrenze ist die vom MOC vorgeschlagene Festigkeit (Abbildung 9b): Der zugehörige $C_{t,t}$ ist ziemlich niedrig, da das Hauptziel der Wirbelströmungsmethode darin besteht, mit einer großen Anzahl von Schaufeln eine vollständig gleichmäßige Strömung am Auslass zu erzielen. Dann muss berücksichtigt werden, dass der ursprüngliche MOC ein Profil mit infinitesimaler Dicke an Vorder- und Hinterkante entworfen hat, sodass der Kanal und das Verhalten der Schaufel geändert wurden, als eine endliche Dicke zugewiesen wurde, und daher ein neuer optimaler Wert des Tangentialkraftkoeffizienten zu erwarten ist. Das optimale Design sollte Verluste minimieren und gleichzeitig die G

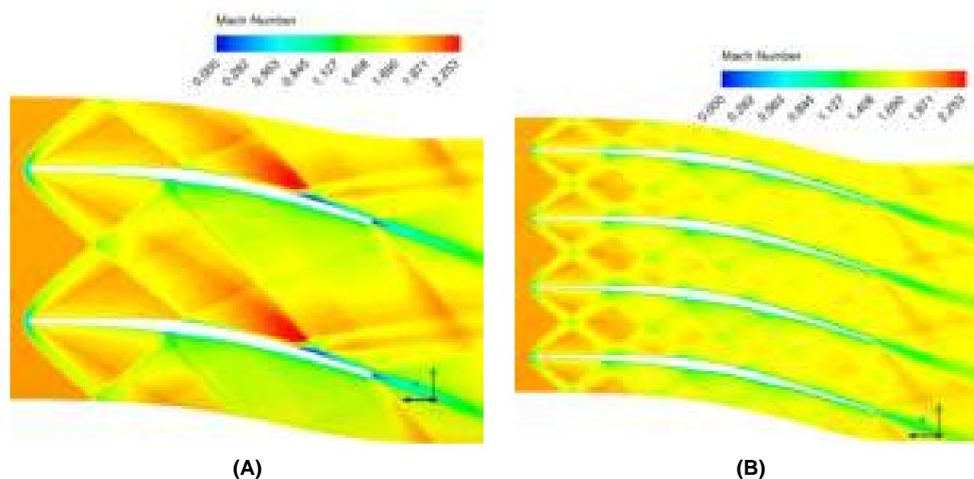


Abbildung 9. (a) In diesem Dokument angenommene Mindestsoliditätsbedingungen. (b) Maximale Solidität, wie von MOC vorgeschlagen.

Der ausgewählte Optimierungsalgorithmus ist die „Goldene Schnitt-Suchmethode“, die eine einfache, robuste Logik aufweist und gegen ein lokales Minimum konvergiert. Letzteres ist eine Schwachstelle dieser Methode, aber vorläufige Simulationen haben bestätigt, dass der Trend der generierten Entropie innerhalb des ausgewählten Intervalls nur ein Minimum aufweist.

Tatsächlich wird für jeden vom Algorithmus geschätzten $C_{t,t}$ -Wert ein hochpräziser Auswertungsprozess durchgeführt: (i) der Mittelliniencode (in den MOC integriert) generiert das Rotorblattprofil; (ii) CFD-Simulationen von Rotorblatt zu Rotorblatt werden eingerichtet und ausgeführt; (iii) Daten werden aus dem CFD-Code extrahiert; (iv) durch Nachbearbeitung wird die Entropieerzeugung

Der gesamte Prozess (beschrieben in Abbildung 10), einschließlich des Optimierungsalgorithmus, wurde vollständig automatisiert, um den menschlichen Aufwand deutlich zu reduzieren und den gesamten Vorgang mit unterschiedlichen Einlassparametern problemlos wiederholen zu können. Beachten Sie, dass es von grundlegender B

Mittelliniencode jedes Mal, da die Suche nach dem optimalen Wert von $C_f t$ durchgeführt wird, während alle anderen dimensionslosen Zahlen konstant gehalten werden. Die Vernetzung der Domäne und die Schritte bezüglich der Simulation werden für jeden Fall zweimal durchgeführt: Das erste Netz ist grob und wird verwendet, um die gesamte Domäne schnell zu initialisieren, und dann wird das feine Netz (600.000 Zellen) verwendet, um qualitativ hochwertige Daten zu erhalten.

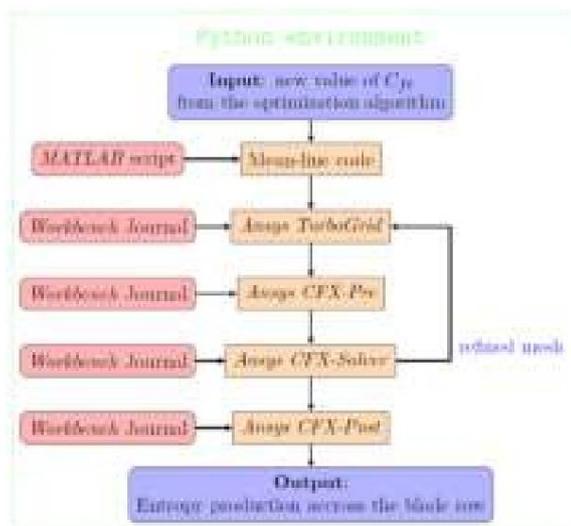


Abbildung 10. Flussdiagramm zur Veranschaulichung des Verfahrens zur Berechnung der Entropieproduktion für jeden durch den Optimierungsalgorithmus vorgegebenen $C_f t$ -Wert.

Die Ergebnisse des auf die Statorschaufelreihe angewandten Optimierungsverfahrens sind in **Abbildung 11 dargestellt**; der kleinste $C_f t$ -Wert ist mit dem Wert der durch den MOC gegebenen Festigkeit verbunden, und die unter diesen Bedingungen erzeugte Entropie ist fast 18 % höher als der optimale Wert; diese Verbesserung rechtfertigt eindeutig das zu diesem Zweck entwickelte neuartige Optimierungsverfahren. **Abbildung 11 zeigt auch die Vorhersage der Mean-Line-Code-Verluste**, und sie sind sehr vielversprechend mit einem maximalen Fehler in Bezug auf CFD von weniger als 8 %, der unter optimalen Betriebsbedingungen auf weniger als 1 % sinkt. Bei niedrigem $C_f t$ (höhere Schaufelzahl und kleinerer Steigung) steigt der Fehler, da im Durchgang eine größere Anzahl schräger Stoßwellenreflexionen erzeugt wird, die alle bis auf die erste vom Mean-Line-Code vernachlässigt werden. Bei hohem $C_f t$ (geringere Schaufelzahl) erklärt sich der Anstieg der Verluste durch die kleine Ablöseblase, die sich hinter dem Reflexionspunkt auf der Schaufelsaugseite bildet (**Abbildung 9a**).

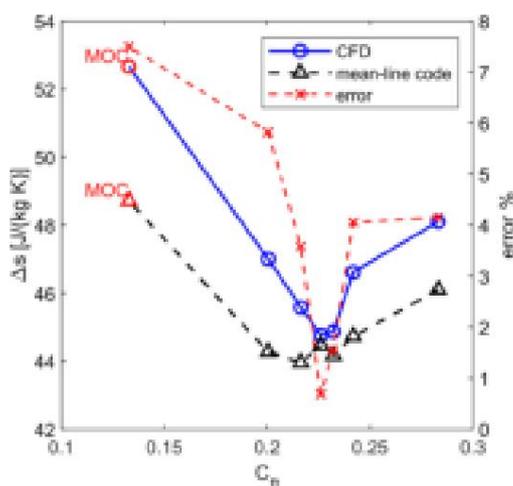


Abbildung 11. Vom Stator bei variabler $C_f t$ erzeugte Entropie: in Blau Werte aus CFD; in Schwarz Werte aus Mittellinien-Codeergebnissen; in Rot prozentuale Differenz zwischen CFD-Mittellinie.

Sehr interessant ist auch die Beobachtung, dass der empfohlene C_f -Wert für in der Literatur konventionelle Maschinen 0,8 beträgt, die hier erzielten Optimalwerte jedoch ganz anders sind: Dies legt den Schluss nahe, dass die für konventionelle Maschinen entwickelten Korrelationen vor ihrer Anwendung auf Überschallturbinen sorgfältig geprüft werden sollten.

Abbildung 12 zeigt die Statorschaufel unter optimalen Belastungsbedingungen, wodurch sowohl die benetzte Oberfläche (und damit die Profilverluste) als auch die Stoßwellenverluste reduziert werden. An der Vorderkante gibt es eine abgelöste Bugstoßwelle, die nur zweimal im Kanal reflektiert wird (in Abbildung 12 als A und B gekennzeichnet); die Reflexion im Punkt B ist am kritischsten, da sie eine Ablöseblase erzeugt, deren Größe und damit Verlustgehalt hauptsächlich von der Übergeschwindigkeit der Schaufel und der reflektierten Stoßstärke abhängen. Bei einer stärker belasteten Schaufel ist eine größere Strömungsmenge an der Ablösung beteiligt, was zu einer deutlichen Erhöhung der Verluste führt (Abbildung 9a); unter optimalen Belastungsbedingungen ist die Ablöseblase erheblich kleiner und die Verdickung der Grenzschicht in der Interaktionszone ist begrenzt.

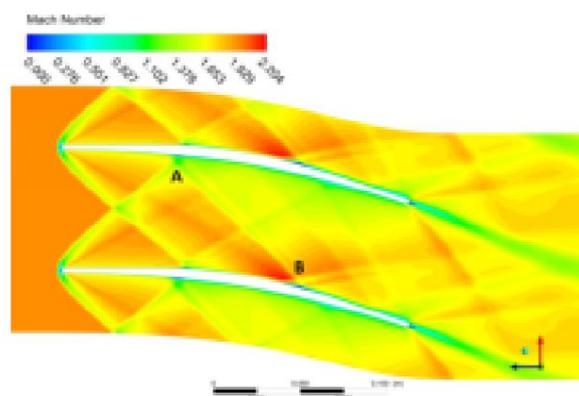


Abbildung 12. Machzahlfeld für den Stator im optimalen Belastungszustand.

5. Stator-Off-Design-Analyse

Sobald die Methodik bewertet und die optimale Festigkeit gefunden wurde, können die Leistungen des Stators außerhalb der Auslegung untersucht werden. Die beiden strömungsdynamischen Parameter, die variiert werden sollen, sind der Einlassströmungswinkel und die Einlass-Mach-Zahl. Der Grund für diese Wahl ist zweifach: (a) die Notwendigkeit, das Verhalten der Überschallturbinen in einem breiten Bereich unterschiedlicher Einlassbedingungen zu verstehen, (b) die Tatsache, dass rotierende Detonationsbrennkammern stark schwankende Strömungen freisetzen, hauptsächlich in Bezug auf diese beiden

5.1. Analyse des

Einlasswinkels In dieser Reihe von Off-Design-Simulationen von Schaufel zu Schaufel wurden alle Einlassrandbedingungen außer dem Einlasswinkel festgelegt. Der Winkel wurde zwischen $\pm 16^\circ$ in 4° -Schritten variiert. Da die absolute Machzahl konstant gehalten wird, ist ein Nebeneffekt der Richtungsänderung eine Reduzierung des Massenstroms und infolgedessen ein mögliches Abschalten der Turbine bei extremen Werten des Einlasswinkels.

Abbildung 13 zeigt den Durchschnittswert der Entropieproduktion und des Gesamtdruckverhältnisses. Dabei ist zu beachten, dass die Kurven im Hinblick auf die Konstruktionsbedingungen aufgrund des Stoßwellengitters und seiner Wechselwirkung mit den Druck-/Saugseitengrenzschichten nicht „symmetrisch“ sind. Die Entropieproduktion verdoppelt sich im ausgewählten Bereich mehr als, was zeigt, wie entscheidend die Verluste in der Statorreihe für die Bühnenleistung

Was die Auslassströmungsrichtung betrifft, zeigt der Stator eine gute Fähigkeit, die Strömung nahe an der geometrischen Richtung von 22° abzulenken: Abbildung 13 zeigt auch den Auslassströmungswinkel und seine Standardabweichung, berechnet in der Mitte des Auslassabschnitts (in der Abbildung als Fehlerbalken angegeben). Das Strömungsfeld ist durch eine mittlere Variabilität an der A. Der Konstruktionszustand weist den geringsten Abweichungswinkel und eine begrenzte Standardabweichung auf.

Unter Off-Design-Bedingungen verliert das Profil zunehmend die Fähigkeit, die Strömungsrichtung vorzugeben, und die Abweichungen gegenüber den Nennbedingungen liegen im schlimmsten Fall bei etwa 4° . Diese Ergebnisse lassen einige weitere Überlegungen zu:

Da Überschallprofile bei negativem Anstellwinkel keine gute Leistung zeigen, können im Rahmen möglicher Off-Design-Bedingungen sowohl eine optimale robuste Designmethodik als auch ein leicht positiver Anstellwinkel am Designpunkt angewendet werden.

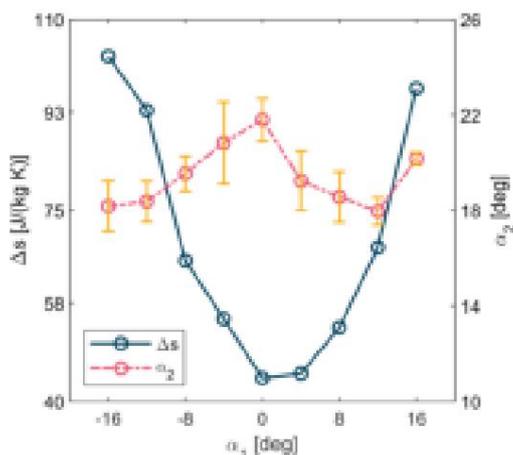


Abbildung 13. Entropieproduktion und Statorauslasswinkel mit der dafür berechneten Standardabweichung in der Mitte des Auslassabschnitts für verschiedene Einlassströmungswinkel.

Als Beispiel sind Machzahlkonturen für die beiden Fälle von $\pm 12^\circ$ in Abbildung 14 dargestellt. Im Fall von $\dot{\gamma}12^\circ$ (Abbildung 14a) befindet sich aufgrund der Schärfe der Vorderkante ein abgetrennter Bereich auf der Druckseite. Im Fall des positiven Anstellwinkels ($+12^\circ$ Abbildung 14b) verursacht das Stoßmuster eine Strömungsablösung im vorderen Teil der Saugseite, die sich anschließend teilweise bis zum letzten Teil der Saugseite erhält, wo ein reflektierter Stoß die endgültige Strömungsablösung verursacht. Der Fall von $i = +16^\circ$, der der Kürze halber nicht dargestellt ist, berichtet von einer nicht gestarteten Situation am Stator mit einem starken normalen Stoß stromaufwärts der Vorderkante.

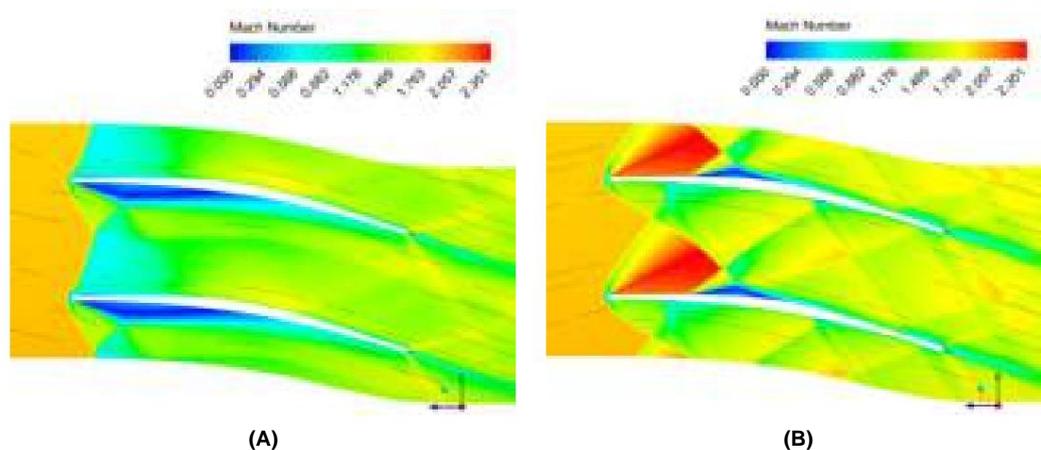


Abbildung 14. Mach-Zahl-Konturen für einen Einfallswinkel von $\dot{\gamma}12^\circ$ (a) und einen Einfallswinkel von $+12^\circ$ (b).

5.2. Analyse der Einlass-Machzahl

Eine zweite Reihe von Schaufel-zu-Schaufel-Simulationen wurde mit variabler Einlass-Mach-Zahl (Bereich 1,6 bis 2,8), aber konstanter Axialströmung und statischen Größen (gleich dem Referenzfall) durchgeführt. Zunächst muss betont werden, dass die Änderung der Einlass-Mach-Zahl, unter Berücksichtigung aller anderen Größen, den Massenstrom verändert. Anschließend können die folgenden Merkmale

festgestellt werden (Abbildung 15): (a) Der Auslassströmungswinkel wird um einige Grad reduziert, wenn die Geschwindigkeiten niedriger sind als die

Konstruktionsbedingung, während eine geringe Überdrehzahlempfindlichkeit besteht; (b) Die Bedingung der Gleich

- (C) Die Verluste weisen um die Konstruktionsbedingung ($M = 2$) herum einen ziemlich linearen Verlauf auf. Bei höheren Mach-Werten ist der Verlauf mehr als linear, da der reflektierte schräge Stoß den Hinterkantenbereich beeinflusst und eine vorzeitige Strömungsablösung begünstigt.

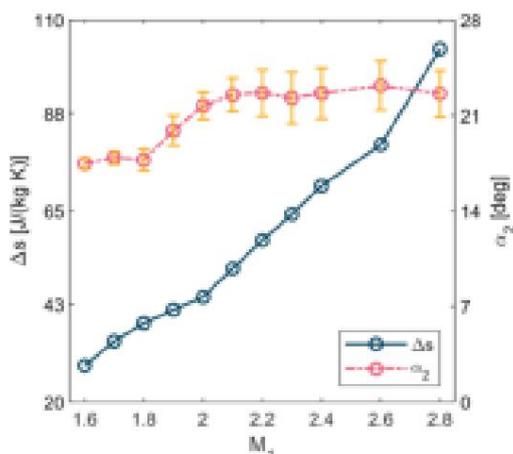


Abbildung 15. Stator-Entropieproduktion und Auslassströmungswinkel mit der dafür berechneten Standardabweichung in der Mitte des Auslassabschnitts für verschiedene Einlass-Mach-Zahlen.

Die oben für verschiedene Stufeneinlassströmungsrichtungen und -größen berichtete Analyse zeigt die Komplexität des Off-Design-Betriebs solcher Turbinen und die Notwendigkeit einer kompetenten und robusten Designmethodik. Vorläufige Bewertungen der Abweichung des Statorauslasswinkels, die wiederum den Rotoreinlasswinkel verändert, sind bei der Off-Design-Stufenanalyse von größter Bedeutung.

6. Einfluss von Reaktionsgrad und Umfangsgeschwindigkeit

Im Rahmen der Verbesserung des Verständnisses und der Anwendbarkeit solcher Stufen in immer effizienteren Gasturbinen wurde eine neuartige parametrische Analyse durchgeführt, die den Einfluss des Reaktionsgrads (X) und der Umfangsgeschwindigkeit (U) auf die Stufenleistung berücksichtigt; die parametrische Analyse basiert auf X und U , da diese beiden Parameter eine entscheidende Position im vorläufigen Entwurf der Turbomaschine einnehmen. Bei einer solchen Analyse wurde der Mittelliniencode verwendet, und es wurden auch unterschiedliche Schaufelhöhenverhältnisse untersucht. Anschließend wurden einige ausgewählte Fälle auch mittels CFD überprüft (Abschnitt 6.3).

Das für diese Studien ausgewählte Raster ist folgendermaßen definiert: 12 gleichmäßig verteilte Punkte für U von 260 m/s bis 500 m/s und 20 gleichmäßig verteilte Punkte für X von 0 bis 0,55; Insgesamt besteht das Raster aus 240 Punkten. Jeder Fall wurde unter der Bedingung optimaler Festigkeit untersucht, wobei letztere dank ihrer guten Übereinstimmung mit CFD mit dem Mean-Line-Code gesucht wurde.

Es wird eine detaillierte Beschreibung der Ergebnisse der parametrischen Analyse präsentiert, die bei konstanter Statorschaufelhöhe durchgeführt wurde. Anschließend wird ein Vergleich bei steigenden H_2/H_1 -Werten angestellt.

6.1. Konstante Statorschaufelhöhe

Der Zusammenhang zwischen dem Reaktionsgrad, der Umfangsgeschwindigkeit und dem Strömungswinkel am Statorauslass wird in Gleichung (9) dargestellt, um das Verständnis der Ergebnisse zu erleichtern, wobei für den Rotor eine konstante Axialgeschwindigkeit und ein konstanter Axialauslass angenommen werden.

$$\dot{\gamma}_2 = \text{atan} \frac{2U_2(1 - \dot{\gamma} X)}{V_{2,x}} \quad (9)$$

Eine andere Reaktion erfordert eine andere Schaufeldrehung (eine geringe Reaktion erfordert eine hohe Schaufeldrehung), die in Verbindung mit der Umfangsgeschwindigkeit die Quantifizierung der relativen Mach-Zahl am Rotoreintritt ermöglicht. Die Schaufeldrehung am Stator beeinflusst das Flächenverhältnis und bei hohem $\dot{\gamma}_2$ kann eine erhebliche Verzögerung am Stator auftreten, so dass die Kantowitz-G

erfüllt, was zu einem normalen Schock vor dem Stator führt, zu dissipativ, um akzeptabel zu sein: Die Grenze wird in den Abbildungen als rote gestrichelte Linien angegeben.

Die Statorstoßverluste werden in erster Linie durch den Primärstoß und seine erste Reflexion beeinflusst, die von der Reaktion nicht so stark beeinflusst werden wie im Gegensatz dazu die Grenzschicht und die Vermischung, obwohl letztere weniger wichtig sind.

Eine wichtige Verlustquelle, die stark vom Reaktionsgrad beeinflusst wird, sind Rotorstöße: Dieser Beitrag wird hauptsächlich durch die relative Mach-Zahl am Rotoreintritt bestimmt. Wie in Abbildung 16a gezeigt, nimmt die relative Mach-Zahl am Rotoreintritt mit einer Verringerung der Reaktion oder einer Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit ab (höheres γ_2 führt zu einer kleineren Fläche am Statoraustritt, d. h. einer Erhöhung der Verzögerung). Daher werden Rotorverluste stark durch die Variablen U , X moduliert (Abbildung 16b).

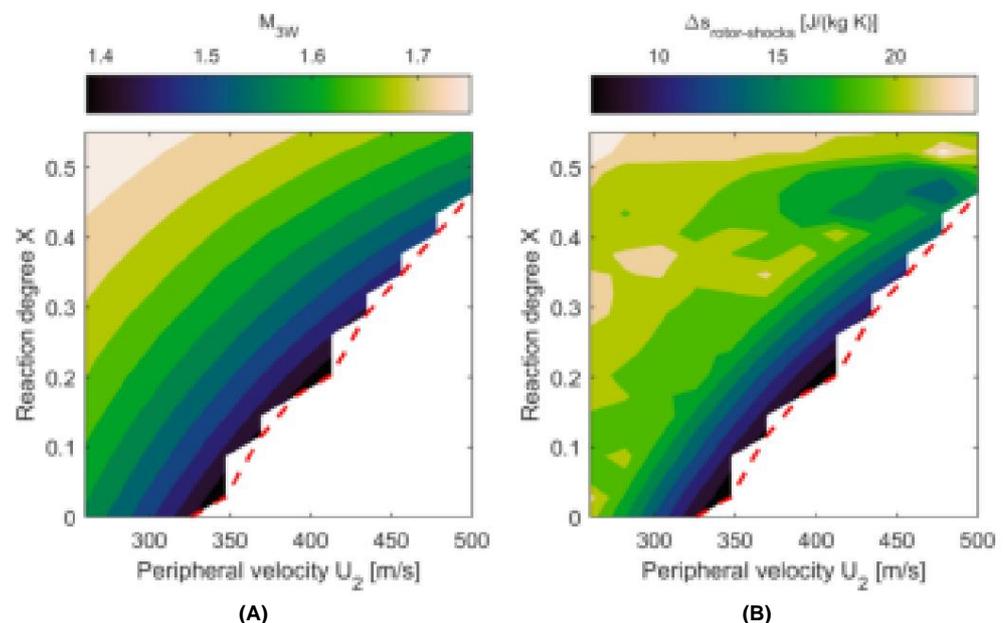


Abbildung 16. Relative Mach-Zahl am Rotoreintritt (a) und Entropieproduktion [J/(kg K)] aufgrund von Stößen im Rotor (b) bei konstanter Statorblatthöhe und unterschiedlichem Reaktionsgrad und Umfangsgeschwindigkeit.

Die Grenzschicht- und Mischverluste sind wie bei herkömmlichen Turbinen hauptsächlich eine Funktion des Austrittsströmungswinkels und der Geschwindigkeit. Im Stator nehmen die Verluste näher an der Startgrenze zu, da die Strömungswinkel größer sind (Abbildung 17a); im Rotor nehmen sie ab, da die relative Austrittsströmung zwar nicht wesentlich variiert, die Geschwindigkeiten jedoch niedriger sind, was insbesondere die mit der Mischung verbundenen Verluste verringert (Abbildung 17b). Wenn man berücksichtigt, dass der Anstieg dieser Verluste im Stator durch den Rückgang derselben Verluste im Rotor ausgeglichen wird, ergibt sich eine erhebliche Verringerung der Gesamtverluste nahe der Startgrenze aufgrund einer Nettoverminderung der Stoßverluste für den Rotor.

Die Euler-Arbeit nimmt offensichtlich zu, wenn X kleiner und U größer ist: Abbildung 18 beschreibt diese Eigenschaft für verschiedene Blatthöhenverhältnisse, hier nur für $H_2/H_1 = 1$ kommentiert. Der Gesamtwirkungsgrad (Abbildung 19a) verbessert sich in Richtung der Kantrowitz-Grenze dank zweier Effekte:

- (i) Die Menge der extrahierten Arbeit nimmt zu, da die Strömungswinkel bzw. U größer sind;
- (ii) die gesamte Entropieproduktion nimmt ab.

Dies ist zweifellos ein unkonventionelles Ergebnis: Bei einer Unterschallturbine kann der Konstrukteur normalerweise entweder die Effizienz oder die Menge der gewonnenen Arbeit als Ziel haben. Bei einer Überschallturbine ist hier kein Kompromiss zwischen beiden erforderlich, weil der Konstrukteur theoretische Ziele festlegen kann, um bei maximaler Effizienz die maximale Arbeit zu erzielen. Abschließend sei gesagt, dass die X - und U -Werte sorgfältig ausgewählt werden sollten, da der Wirkungsgrad stark abnimmt und bei einer Verringerung von U und einer Erhöhung von X zwischen 70 % und 20 %

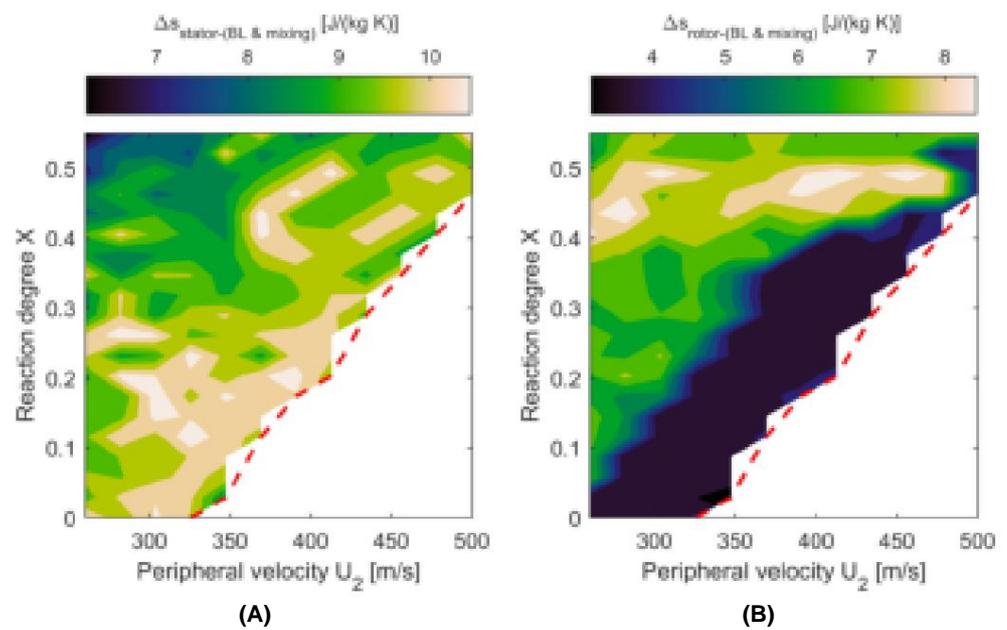


Abbildung 17. Entropieproduktion [J/(kg K)] im Stator (a) und im Rotor (b) aufgrund der Grenzschicht und Mischen bei konstanter Statorblatthöhe und unterschiedlichem Reaktionsgrad und Umfangsgeschwindigkeit.

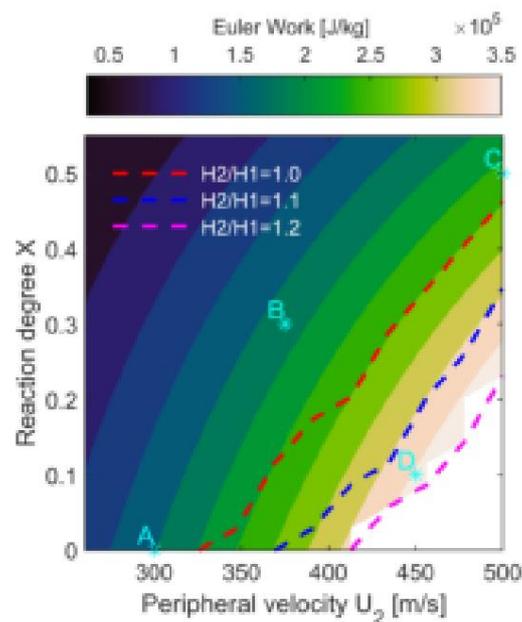


Abbildung 18. Von der Stufe geleistete Euler-Arbeit [J/kg] für verschiedene Leitschaufelhöhen, verschiedene Reaktionsgrad und Umfangsgeschwindigkeit.

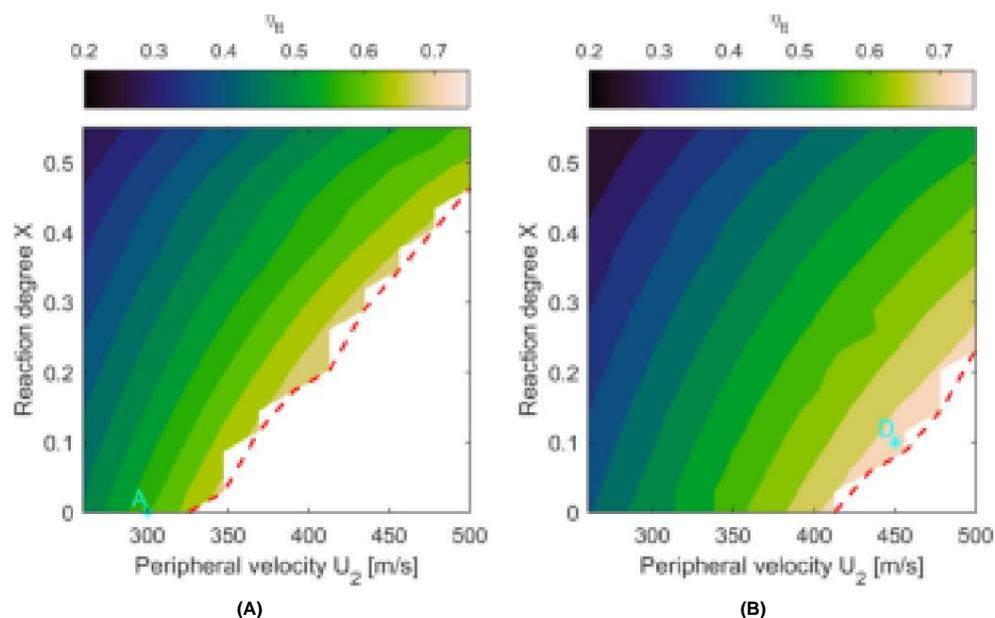


Abbildung 19. Gesamtwirkungsgrad der Stufe bei Statorschaufelhöhenverhältnissen von 1 (a) und 1,2 (b) mit unterschiedlichem Reaktionsgrad und unterschiedlicher Umfangsgeschwindigkeit.

6.2. Variable Statorschaufelhöhe

Die Schaufelblätter mit variabler Höhe sind mit einem konstanten Nabenradius konstruiert, während der Mantelradius linear variiert wird, um das gewünschte Höhenverhältnis zwischen Einlass- und Auslassschaufeln zu erreichen. Eine variable Statorschaufelhöhe ist eine wertvolle Option, um den verfügbaren, durch die Ausgangsbedingung begrenzten Konstruktionsraum zu erweitern: Die durch größere Strömungswinkel verursachte Flächenreduzierung wird durch eine höhere Schaufel am Auslassabschnitt ausgeglichen. Auf diese Weise sind mehr Paare (U, X) realisierbar, die durch größere Strömungsumlenkungen und damit durch eine erhebliche Steigerung der extrahierten Arbeit gekennzeichnet sind (Abbildung 18). Höhere Werte der Euler-Arbeit bringen zwei

- attraktive Vorteile mit sich: (i) Eine niedrigere Gesamttemperatur am Stufenauslass verringert den Kühlbedarf an der nächsten Schritte;
- (ii) Eine deutliche Reduzierung der NO_x-Emissionen, die stark von hohen Temperaturen abhängen [38]. Zu diesem Zweck ermöglicht die hohe mittlere Strömungsgeschwindigkeit eine geringe Verweilzeit bei hohen Temperaturen und verhindert so eine hohe NO_x-Produktion.

Ungeachtet der Zunahme des Arbeitsaustauschs ist M3W nahe der Startgrenze nahezu konstant und niedrig (sogar immer noch Überschall), selbst bei einem zunehmenden Höhenverhältnis der Statorblätter. Dieses Ergebnis hängt von der Tatsache ab, dass die Kantrowitz-Grenze nur eine Funktion des Verhältnisses zwischen Auslass- und Einlassfläche und der Einlass-Mach-Zahl ist: Das minimale Flächenverhältnis ist immer gleich, und daher führt die maximal mögliche Verzögerung zu demselben M3W nahe der Kantrowitz-Linie, die sich im UX-Diagramm verschiebt. Daraus lässt sich schließen, dass im interessantesten Konstruktionsbereich die von Stator und Rotor erzeugten Stoßwellenverluste konstant bleiben, selbst wenn die Statorblatthöhe und die Arbeit zunehmen.

Die Grenzschicht- und Mischverluste nehmen mit einem höheren H₂/H₁ -Verhältnis zu, da die Strömungswinkel sowohl für den Stator als auch für den Rotor größer sind. Daher nehmen die Gesamtverluste der Stufe zu, da die Stoßwellenverluste nahezu konstant sind, während die durch die Grenz- und Mischphänomene erzeugte Entropie höher wird.

Insgesamt verbessert sich der Gesamtwirkungsgrad nahe der Kantrowitz-Grenze, da die beträchtliche Zunahme der Turbinenarbeit die leichte Zunahme der Verluste überwiegt (Abbildung 19b). Beispielsweise beträgt bei konstanter Schaufelhöhe der maximale Wirkungsgrad 69 % bei 271 kJ/kg Arbeit, während bei H₂/H₁ = 1,2 der maximale Wirkungsgrad 76 % bei 391 kJ/kg beträgt. Offensichtlich kann der Auslegungspunkt nicht am Rand der Kantrowitz-Grenze liegen, und es sollte eine angemessene Sicherheitsmarge festgelegt werden. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine zunehmend variable Statorleistung

Die Blatthöhe ist eine vorteilhafte Option, die zu einer Erweiterung des Gestaltungsspielraums für U und X führt, durch deutlich gesteigerte Arbeitsausbeute und höhere Wirkungsgrade.

6.3. Detaillierte Untersuchung der Dreidimensionalität des Flusses für mehrere Entwurfspunkte

Interessante Ergebnisse wurden durch die parametrische Analyse des Reaktionsgrads und der Umfangsgeschwindigkeit offenbart, aber diese Daten werden durch einen Mittelliniencode erzeugt, der verglichen nur auf Blade-to-Blade-Simulationen. Denn einer der Nachteile eines Mean-Line-Codes ist die Unfähigkeit, die spannbreite Variation der Mengen zu berücksichtigen, 3D gekoppelter Stator-Rotor Simulationen mit einer Mischebenenschnittstelle wurden an 4 sinnvollen Designpunkten durchgeführt (Abbildung 18 und Tabelle 2). Zunächst wird eine detaillierte Analyse für Fall D durchgeführt, der Die Meinung des Autors ist vom Standpunkt der Leistung und der Flussfunktionen aus am interessantesten. Anschließend werden die weiteren Punkte aus quantitativer Sicht untersucht.

Tabelle 2. Mit 3D-gekoppelten Stator-Rotor-Simulationen untersuchte Konstruktionspunkte.

	U2 [m/s]	X	H2/H1
A	300		1
B	375	0	1.1
C	500	0,3	1.1
D	450	0,5 0,1	1.2

Der Auslegungspunkt D liegt direkt am Rand der Kantrowitz-Grenze, aber wie bereits erwähnt Wie bereits besprochen (Abschnitt 6.2), kann die Turbine in diesem Bereich eine große Menge Arbeit gewinnen mit die höchsten Wirkungsgrade (Abbildung 19). Aus den Ergebnissen der gekoppelten 3D-Simulation geht hervor, Turbine gewinnt 36,02 MW mit einem Wirkungsgrad von 73,58 %, was in enger Übereinstimmung mit einer mittleren Codevorhersage von 36,45 MW und einem Wirkungsgrad von 74,47 %.

Abbildung 20 zeigt die Druckgradientenkontur auf den Stator- und Rotoroberflächen, und es ist sofort klar, dass die Schockstruktur ein komplexes 3D-Muster aufweist. Die erste Stoßreflexionslinie am Stator (1) liegt näher an der Vorderkante an der Nabe als an der Dies ist die Folge zweier Faktoren: (a) Die Festigkeit an der Nabe ist höher als die Festigkeit am Mantel; (b) die Nabenwand hat einen konstanten Radius, während die Mantelwand die gewünschte Blatthöhe zu erreichen. Die zweite und vor allem dritte Reflexion Die Leitungen auf der Statorsaugseite (2–3) weisen eine doppelte Stoßstruktur auf, die typisch für einen Trennungsblase: Der vorgelagerte Schock ist der Trennungsschock, während der nachgelagerte Schock ist die Wiederanbringung [39]. Es ist wichtig zu beobachten, dass bei der letzten Statorreflexion (3), der Stoß an der Nabe ist näher an der Hinterkante, wodurch der anfängliche Trend umgekehrt wird; der Grund Hinter dieser Schockverschiebung steckt, dass die Strömung allmählich an Tangentialgeschwindigkeit gewinnt und Bei Betrachtung der radialen Gleichgewichtstheorie ist der Druck an der Nabe geringer und der Mach Zahl ist höher.

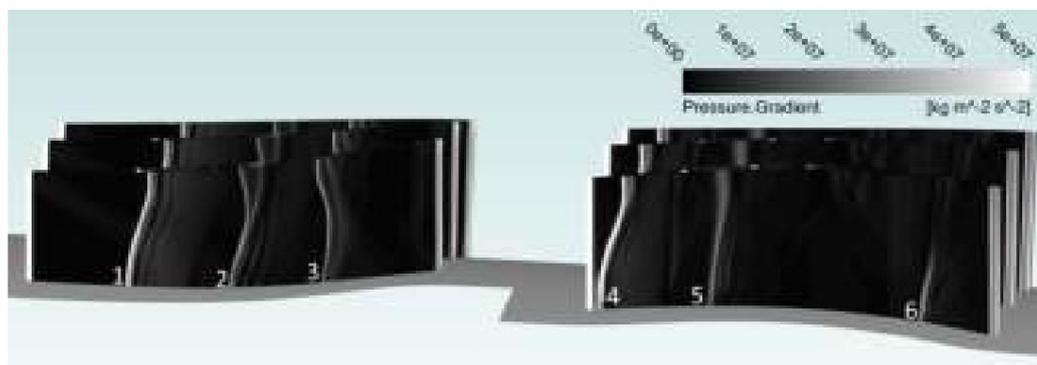


Abbildung 20. Die 3D-Visualisierung der Stoßstruktur auf der Saugseite des Stators und der Druckseite des Rotors für Auslegungspunkt D.

Im Rotorblatt erzeugt die Kreuzung der Bugstoßwellen ein Mach-Phänomen, das an seiner typischen Struktur aus zwei Gleitlinien und einem Normalstoß zwischen den beiden Tripelpunkten zu erkennen ist (Abbildung 21). Das Mach-Phänomen manifestiert sich bei hohen Stoßauslenkungswerten, für die die herkömmliche Lösung mit zwei schrägen Stoßwellen, die vom Kreuzungspunkt ausgehen, nicht möglich ist [39]. Aus diesem Grund tritt das Mach-Phänomen nur bei Auslegungspunkten mit geringem Reaktionsgrad (A und D) und nicht bei höheren (B und C) auf. Obwohl diese Strömungseigenschaft unerwünscht ist, da sie die Druckverluste durch den Normalanteil des Stoßes erhöht, haben die Turbinen mit geringer Reaktionskraft dennoch einen besseren Wirkungsgrad, da sie diese Verluste durch eine deutlich höhere Arbeit kompensieren.

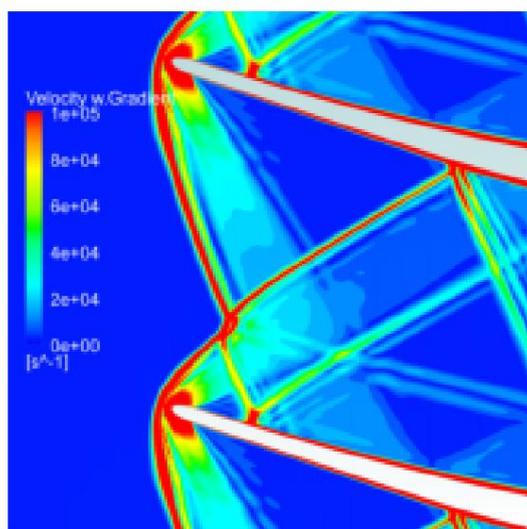


Abbildung 21. Mach-Phänomen, das durch die Kreuzung der Rotor-Bugstoßwellen im Auslegungspunkt D erzeugt wird.

Tabelle 3 enthält alle relevanten Daten für einen detaillierten Vergleich zwischen den Mean-Line-Code-Ergebnissen und der Lösung der gekoppelten 3D-CFD-Simulationen. In Anbetracht der Komplexität des Problems sind die Vorhersagen der Mean-Line-Code-Verluste zufriedenstellend, wie die Entropieproduktionswerte für Stator und Rotor zeigen. Druck, Temperatur und Machzahl am Statorauslass werden ebenfalls genau geschätzt, was für ein zuverlässiges Rotordesign von Vorteil ist.

Das derzeit größte Problem besteht in der deutlichen Umwälzung an den Punkten B und C hinter dem Stator (höheres $\dot{\gamma}_2$ in CFD im Vergleich zu MLC), die zu einer höheren Leistungsentnahme und damit einer höheren Effizienz im Vergleich zum Mean-Line-Code führt. Diese Umwälzung ist auf die Strömungsabweichung zurückzuführen, die durch die letzte Stoßwellenreflexion auf der Saugseite und durch die komplexe Strömungsstruktur aus Stößen und Expansionsfächern an der Hinterkante verursacht wird. Dieses Problem ist für die Punkte B und C besonders ausgeprägt, da der größte Teil der Strömung durch den letzten reflektierten Stoß im Halbschaufelbereich fließt, während dies an den Punkten A und D nur bei einem kleinen Teil der Fall ist. Beachten Sie, dass Punkt D auch 3 Reflexionen im Statorkanal aufweist, im Vergleich zu den anderen drei Fällen, bei denen es nur 2 gibt. Abschließend sei bemerkt, dass sich die aktuelle Arbeit auf die Lösung dieses Problems konzentriert, auch wenn es schwierig ist, die Position der letzten Stoßreflexion in einem Mean-Line-Code genau vorherzusagen.

Tabelle 3. Detaillierter quantitativer Vergleich zwischen den Ergebnissen der gekoppelten 3D-Stator-Rotor-Simulationen und den Mean-Line-Code-Vorhersagen.

	Ein MLC	Ein CFD	B MLC	B CFD	C MLC	C CFD	D MLC	D CFD
\dot{y}_{tt}	59,50 %	61,66 %	56,71 %	63,85 %	61,91 %	67,32 %	74,47 %	73,58 %
Leistung [MW]	18,00	19,81	19,41	23,28	25,00	29,38	36,45	36,02
$\dot{y}_{sStator}$ [J/(kg K)]	37,86	\dot{y}_{sRotor} 39,66	39,38	38,09	39,31	37,93	40,71	42,53
[J/(kg K)]	20,29	M2 T2 [K] p2 20,75	30,90	34,75	33,27	35,47	23,26	25,65
[bar]	1,67	1,65	1,86	1,83	1,87	1,85	1,79	1,80
\dot{y}_2 [Grad]	1501	1509	1381	1392	1375	1389	1424	1422
M4W	2,77	2,85	2,07	2,17	2,03	2,12	2,29	2,29
	27,53	28,30	22,23	25,69	21,04	24,30	36,67	35,98
	1,53	1,48	1,84	1,80	1,97	1,91	1,58	1,57

7. Schlussfolgerungen

In diesem Artikel wird ein Überschallturbinendesign sowie dessen vorläufige Optimierung vorgestellt. Das Forschungsgebiet ist die Entwicklung rotierender Detonationsturbinen Motoren, für die herkömmliche Turbinen der ersten Stufe nicht zufriedenstellend sind, da sie nicht in der Lage sind, mit einer akzeptablen Effizienz arbeiten.

Ein neuer Mittelliniencode wurde entwickelt, um Überschallturbinen zu entwerfen; dieser Code enthält zusätzliche Funktionen zur Beurteilung der Startgrenze einer Überschallpassage, zur Generierung des Überschallprofils durch eine implizite Version des MOC zu ermitteln und die Verluste. Für diesen letzten Punkt sind nicht nur Bugstoßwellen und Profilrandwellen Schicht wurden als in der Literatur empfohlen angesehen, aber unser Code berücksichtigt auch die ersten Stoßreflexions- und Mischverluste durch Erweiterung der Stewart-Theorie für Überschall axiale Mach-Zahlen. Der interne Mean-Line-Code zeigte eine ausgezeichnete Vorhersagekraft Fähigkeiten während des Validierungsprozesses mit CFD-Simulationen.

Da für diese Pionier-Turbinen wurde ein Optimierungsverfahren entwickelt und implementiert, um die optimale Belastungszustand für Stator und Rotor. Das Optimierungsverfahren, basierend auf den Golden-Section-Suchalgorithmus, der iterativ und automatisch die Leistung bewertet Funktion durch Ausführen des Mean-Line-Codes, Erstellen eines geeigneten Meshs und Ausführen des CFD-Simulation für den Rotorblatt-zu-Blatt-Abschnitt. Bei optimaler Belastung ist die Entropie Die vom Stator erzeugte Leistung ist fast 18% niedriger als die ursprüngliche Festigkeit, die von die MOC (sobald eine endliche Dicke vorgegeben ist), was den Optimierungsprozess klar rechtfertigt zu diesem Zweck entwickelt.

Zur Bewertung der Turbine wurde eine umfangreiche Rotorblatt-zu-Blatt-Simulationskampagne durchgeführt. Leistung unter Off-Design-Bedingungen. Aus dieser Analyse geht hervor, dass Überschallprofile weisen eine geringe Überdrehzahlempfindlichkeit auf, während ein optimales robustes Design berücksichtigen sollte berücksichtigen, dass ein leichter positiver Anstellwinkel am Auslegungspunkt angewendet werden kann, um eine breitere Betriebsbereich.

Abschließend wurde eine parametrische Analyse durchgeführt, um den Einfluss der Variablen Leitschaufelhöhe, Reaktionsgrad und Umfangsgeschwindigkeit an der Turbinenstufe Leistung. Ein Design mit variabler Statorschaufelhöhe mildert die Kantowitz-Grenze und ermöglicht Konstruktionen mit geringerem Reaktionsgrad und höherer Umfangsgeschwindigkeit zu wählen; dies erweiterte Der Designraum zeichnet sich auch durch eine höhere Gesamteffizienz von bis zu 76% aus und ist Es ist wichtig zu betonen, dass vor unserer Arbeit so hohe Effizienzen für diese Art von Maschinen wurden in der Literatur nicht dokumentiert. Ein zweites wichtiges und neuartiges Ergebnis dieser Analyse ist, dass im Gegensatz zu herkömmlichen Unterschallturbinendesigns, je geringer die Reaktion ist, desto Höhere Effizienz: Dieses unkonventionelle Ergebnis resultiert aus einer Reduzierung des Rotorstoßes Verluste, die durch eine höhere Arbeitserzeugung unterstützt werden, wenn der Reaktionsgrad gesenkt wird. Die 3D Zur Bestätigung dieser Ergebnisse wurden gekoppelte Stator-Rotor-Simulationen an 4 aussagekräftigen Punkten durchgeführt. interessante Ergebnisse; diese Simulationen zeigen auch die volle Komplexität des Strömungsfeldes: Die Stoßdämpfer weisen eine komplexe 3D-Struktur von der Nabe bis zur Abdeckung auf und es treten Mach-Phänomene auf. treten bei geringem Reaktionsgrad im Rotorkanal auf.

Die vorliegende Methodik und die Ergebnisse stellen eine glaubwürdige Grundlage für die Optimierung zukünftiger Phasen dar, sowohl zu Endwänden und 3D-Profilformen als auch für Studien zu Kühlungsproblemen.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, NM und PG; Methodik, NM, GC und PG; Software, NM und GC; Validierung, NM und PG; formale Analyse, NM und GC; Schreiben – Original

Entwurfsvorbereitung, NM, GC und PG; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, NM und PG; Aufsicht, PG
Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagung: Die Autoren danken Giacomo Persico für seine Hilfe bei der CFD Simulationen und für die anregenden technischen Diskussionen.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

A Fläche [m²]

C Sehne [m]

Vgl. t Zweifels Tangentialkraftkoeffizient [-]

F_t Tangentialkraft [N]

G Blattabstand [m]

H Blatthöhe [m]

M Machzahl [-]

P Druck [Pa]

R Radius [m]

S Spezifische Entropie [J/kg·K]

T Zeit [s]

U Umfangsgeschwindigkeit [m/s]

V Geschwindigkeit [m/s]

X Stufenreaktion: statische Rotorethalpievariation/Eulerarbeit [-]

j Tangentialkoordinate [m]

γ Absoluter Strömungswinkel zur Axialrichtung [°]

γ Neigung des reflektierten Stoßes [°]

γ Spezifische Wärmerate [-]

γ Verschiebungsstärke [m]

γ_{te} Hinterkantendicke [m]

γ Impulsstärke [m]

γ_{tt} Gesamtwirkungsgrad: Euler-Arbeit/Gesamt-zu-Gesamt-isentropische Förderhöhe [-]

γ Dichte [kg/m³]

γ Festigkeit der Klingensreihe [-]

Indizes

1,2 Statoreinlass bzw. -auslass

3,4 Rotoreinlass bzw. -auslass

cr Bedingungen bei Machzahl gleich 1

fs Freier Stream

in Einlass

I Untere

mix Vollständig gemischter Strömungszustand

N Hinter der normalen Stoßwelle

O Auslauf

T Gesamtmenge

te Hinterkante

th Kehle

st Tangentiale Richtung

nach oben

W Relativer Referenzrahmen

x Axialrichtung

Hochgestellte Zeichen

y Vorderster Punkt des losgelösten Schocks

" Erster Schnittpunkt des abgelösten Stoßes mit der Klinge

* Dimensionslose Menge

** Dimensionslose Grenzschichtgrößen definiert in [20]

Akronyme

CFD Numerische Strömungsdynamik

MLC-Mittelliniencode

MOC-Merkmalismethode

NOx Stickoxide

PGC Druckverstärkungsverbrennung

RDE-Rotationsdetonationsmotor

Verweise

1. Brouckaert, JF Ein Ausblick auf die Zukunft von Turbofans und Flugzeugantriebssystemen. In Proceedings der EASN-Konferenz, Athen, Griechenland, 3.–6. September 2019.
2. Gabrielli, P.; Gazzani, M.; Martelli, E.; Mazzotti, M. Optimales Design von Multi-Energiesystemen mit saisonaler Speicherung. Appl. Energy 2018, 219, 408–424. [\[CrossRef\]](#)
3. Heiser, WH; Pratt, DT Thermodynamische Zyklusanalyse von Pulsdetonationsmotoren. J. Propuls. Power 2002, 18, 68–76. [\[CrossRef\]](#)
4. Paxson, D. Druckverstärkungsverbrennung für Gasturbinen. In Proceedings der ASME Turbo Expo, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018.
5. Sousa, J.; Paniagua, G.; Collado Morata, E. Thermodynamische Analyse eines Gasturbinenriebwerks mit rotierender Detonationsbrennkammer. Appl. Energy 2017, 195, 247–256. [\[CrossRef\]](#)
6. Bach, E.; Bohon, MD; Paschereit, CO; Stathopoulos, P. Einfluss der Düsenleitschaukelausrichtung relativ zur RDC-Wellenrichtung . In Proceedings of the AIAA Propulsion and Energy Forum and Exposition, Indianapolis, IN, USA, 19.–22. August 2019. [\[Querverweis\]](#)
7. Bach, E.; Bohon, MD; Paschereit, CO; Stathopoulos, P. Auswirkungen der Auslassbeschränkung auf die RDC-Leistung und den Anstieg des Stagnationsdrucks. In Proceedings des AIAA Scitech 2019 Forum, San Diego, CA, USA, 7.–11. Januar 2019. [\[CrossRef\]](#)
8. Sun, C.; Zheng, H.; Li, Z.; Zhao, N.; Qi, L.; Guo, H. Auswirkungen einer divergierenden Düse stromabwärts auf die Strömungsfeldparameter rotierender Detonationsbrenner. Appl. Sci. (Schweiz) 2019, 9, 4259. [\[CrossRef\]](#)
9. Braun, J.; Paniagua, G.; Ferguson, D. Aerothermische Charakterisierung von Beschleunigungs- und Diffusionskanälen hinter rotierenden Detonationsbrennern. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2021, virtuell, online, 7.–11. Juni 2021; S. GT2021–59111.
10. Paniagua, G.; Iorio, MC; Vinha, N.; Sousa, J. Design und Analyse bahnbrechender Hochschall-Axialturbinen. Int. J. Mech. Sci. 2014, 89, 65–77. [\[CrossRef\]](#)
11. Sousa, J.; Paniagua, G. Entropy-Minimization-Designansatz für Überschall-Innenpassagen. Entropy 2015, 17, 5593–5610. [\[Querverweis\]](#)
12. Braun, J.; Saavedra, J.; Paniagua, G. Bewertung der Instabilität über Düsen hinter rotierenden Detonationsbrennern. In Proceedings des AIAA SciTech Forum – 55. AIAA Aerospace Sciences Meeting, Grapevine, TX, USA, 9.–13. Januar 2017; S. 1–12. [\[CrossRef\]](#)
13. Sousa, J.; Paniagua, G.; Saavedra, J. Aerodynamische Reaktion von Innenkanälen auf pulsierende Überschallbedingungen am Einlass. Comput. Fluids 2017, 149, 31–40. [\[CrossRef\]](#)
14. Liu, Z.; Braun, J.; Paniagua, G. Charakterisierung einer Überschallturbine hinter einem rotierenden Detonationsbrenner. J. Eng. Gas Turbines Power 2019, 141, 1–13. [\[CrossRef\]](#)
15. Kantrowitz, A.; Donaldson, C. Vorläufige Umwandlung von Überschalldiffusoren; NACA-Kriegsberichte; National Advisory Committee for Aeronautics: Langley Field, VA, USA, 1945.
16. Sousa, J.; Paniagua, G.; Collado-Morata, E. Analyse der aerodynamischen Verluste in einer Überschallturbine. In Proceedings of the ASME Power Conference, Charlotte, NC, USA, 26.–30. Juni 2017; S. 1–7. [\[CrossRef\]](#)
17. Moeckel, WE Näherungsverfahren zur Vorhersage von Form und Lage losgelöster Stoßwellen vor der Ebene oder axial symmetrische Körper. NACA TN D-1921 1921, 211, 130. [\[CrossRef\]](#)
18. Anderson, JD Modern Compressible Flow: Mit historischer Perspektive; Reihe Luft- und Raumfahrttechnik; McGraw-Hill Education: New York, NY, USA, 2003.
19. Stratford, BS; Beavers, GS Die Berechnung der kompressiblen turbulenten Grenzschicht in einem beliebigen Druckgradienten – Eine Korrelation bestimmter früherer Methoden; Berichte des Aeronautical Research Council; HER MAJESTY'S STATIONERY OFFICE: London, Großbritannien, 1961.

20. Stewart, W. Analyse der zweidimensionalen Verlustcharakteristika kompressibler Strömungen hinter den Schaufelreihen von Turbomaschinen anhand grundlegender Grenzschichtcharakteristika; **NACA Technical Note 3515; National Advisory Committee for Aeronautics: Washington, DC, USA, 1955.**
21. Shapiro, AH Dynamik und Thermodynamik kompressibler Fluidströmungen; **John Wiley & Sons Inc: Hoboken, NJ, USA, 1953; Band I, S. 647.**
22. Goldman, LJ; Vanco, MR Computerprogramm für den Entwurf einer zweidimensionalen Überschalldüse mit scharfkantiger Einschnürung und Rand-Schichtkorrektur; **NASA: Greenbelt, MD, USA, 1971.**
23. Braun, J.; Saracoglu, BH; Paniagua, G. Instationäres Verhalten rotierender Detonationsmotoren mit unterschiedlichen Auspuffdüsen. *Propuls. Power* 2017, 33, 121–130. [\[CrossRef\]](#)
24. Starke, H.; Yongxing, Z.; Schreiber, HA Massenstrombegrenzung von Überschallschaufelreihen aufgrund einer Blockierung der Vorderkante. In *Proceedings der ASME 1984 International Gas Turbine Conference and Exhibit, Amsterdam, Niederlande, 4.–7. Juni 1984.* [\[Querverweis\]](#)
25. Druguet, MC; Zeitoun, DE Einfluss numerischer und viskoser Dissipation auf Stoßwellenreflexionen in Überschall-Stationärströmungen. *Comput. Fluids* 2003. [\[CrossRef\]](#)
26. Sod, GA Eine numerische Untersuchung eines konvergierenden zylindrischen Stoßes. *J. Fluid Mech.* 1977. [\[CrossRef\]](#)
27. Settles, GS; Dodson, LJ Hyperschall-Schock/Grenzschicht-Interaktionsdatenbank. In *Proceedings of the AIAA 22nd Fluid Konferenz zu Dynamik, Plasmadynamik und Lasern, Honolulu, HI, USA, 24.–26. Juni 1991.* [\[CrossRef\]](#)
28. Settles, G.; Dodson, L. Hyperschall-Schock/Grenzschicht-Interaktionsdatenbank: Neue und korrigierte Daten; **Pennsylvania State University Bericht; Pennsylvania State University: University Park, PA, USA, 1994.**
29. Settles, GS; Fitzpatrick, TJ; Bogdonoff, SM Detaillierte Untersuchung verbundener und getrennter Kompressions-Eckströmungsfelder in Reynoldszahl Überschallströmung. *AIAA J.* 1979, 17, 579–585. [\[CrossRef\]](#)
30. Persico, G.; Mora, A.; Gaetani, P.; Savini, M. Instationäre Aerodynamik einer Turbinenstufe mit niedrigem Seitenverhältnis: Modellierungsprobleme und Strömungsphysik. *J. Turbomach.* 2012. [\[CrossRef\]](#)
31. Gaetani, P.; Persico, G. Einfluss der rotorgetriebenen Störung auf die Statoraustrittsströmung innerhalb einer Hochdruck-Gasturbinenstufe. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2021, 6. [\[CrossRef\]](#)
32. Celik, IB; Ghia, U.; Roache, PJ; Freitas, CJ; Coleman, H.; Raad, PE Verfahren zur Schätzung und Meldung von Unsicherheit aufgrund zur Diskretisierung in CFD-Anwendungen. *J. Fluids Eng. Trans. ASME* 2008, 130, 780011–780014. [\[CrossRef\]](#)
33. Schwer, D.; Kailasanath, K. Numerische Untersuchung der Auswirkungen der Motorgröße auf rotierende Detonationsmotoren. In *Proceedings des 49. AIAA Aerospace Sciences Meeting einschließlich des New Horizons Forum und der Aerospace Exposition, Orlando, FL, USA, 4.–7. Januar 2011.* [\[CrossRef\]](#)
34. Zhou, S.; Ma, H.; Ma, Y.; Zhou, C.; Liu, D.; Li, S. Experimentelle Untersuchung eines rotierenden Detonationsbrenners mit axialer Strömung Turbine. *Acta Astronaut.* 2018, 151, 7–14. [\[CrossRef\]](#)
35. Paxson, DE; Naples, A. Numerische und analytische Bewertung eines gekoppelten Experiments mit einem rotierenden Detonationsmotor und einer Turbine. In *Proceedings des AIAA SciTech Forums – 55. AIAA-Treffen der Luft- und Raumfahrtwissenschaften, Grapevine, TX, USA, 9.–13. Januar 2017.* [\[Querverweis\]](#)
36. Rankin, BA; Fotia, ML; Naples, AG; Stevens, CA; Hoke, JL; Kaemming, TA; Theuerkauf, SW; Schauer, FR Überblick über Leistung, Anwendung und Analyse von rotierenden Detonationsmotortechnologien. *J. Propuls. Power* 2017. [\[CrossRef\]](#)
37. Zweifel, O. Der Abstand der Schaufeln von Turbomaschinen, insbesondere bei großen Winkelauslenkungen. *Brown Boveri* 1945, 32, 436–444.
38. Schwer, DA; Kailasanath, K. Charakterisierung von NO_x-Emissionen für luftatmende rotierende Detonationsmotoren. In *Proceedings der 52. AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Salt Lake City, UT, USA, 25.–27. Juli 2016.* [\[CrossRef\]](#)
39. Délyery, J.; Dussauge, JP Einige physikalische Aspekte der Wechselwirkung zwischen Stoßwellen und Grenzschichten. *Shock Waves* 2009, 19, 453. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Numerische stationäre und transiente Auswertung eines begrenzten Wirbels Stabilisierter Brenner

Federica Farisco ^{*}, [†] , Luisa Castellanos , Jakob Woisetschläger  und Wolfgang Sanz 

Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik – ITTM, Technische Universität Graz,
8010 Graz, Österreich; lmcastellanos07@gmail.com (LC); jakob.woisetschlaeger@tugraz.at
(JW); wolfgang.sanz@tugraz.at (WS)

* Korrespondenz: federica.farisco@dlr.de oder federica.farisco@tugraz.at; Tel.: +43-660-2622508

† Aktuelle Adresse: Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), Institut für
Verbrennungstechnik, 70569 Stuttgart, Deutschland.

Zusammenfassung: Die magere Vormischverbrennungstechnologie ist in den neuesten Hochleistungsgasturbinen und Flugzeugtriebwerken zum Stand der Technik geworden. In Brennkammern, die unter kraftstoffarmen Bedingungen betrieben werden, kann eine instationäre Wärmefreisetzung die Druckamplituden erhöhen, was zu Schäden an Motorkomponenten führt. Um tiefere Erkenntnisse über Verbrennungsinstabilitäten zu gewinnen, ist es notwendig, Verbrennungsprozesse detailliert zu analysieren. Die vorliegende Studie unterstützt dies durch eine numerische Untersuchung der Verbrennung in einem vorgemischten, drallstabilisierten Methanbrenner mit Betriebsbedingungen, die kürzlich veröffentlichten experimentellen Daten entnommen wurden. Es handelt sich um eine Fortsetzung eines früheren Artikels von Farisco et al. aus dem Jahr 2019, in dem eine andere Verbrennungskonfiguration untersucht wurde. Der kommerzielle Code ANSYS Fluent wurde verwendet, um stationäre und transiente Berechnungen mittels Large Eddy Simulation (LES) des aktuellen begrenzten Methanbrenners durchzuführen. Eine Validierung der numerischen Daten wurde anhand der verfügbaren Experimente durchgeführt. In dieser Studie wurden die numerischen Temperaturprofile mit den Messungen verglichen. Der Wärmefreisetzungparameter wurde experimentell und numerisch geschätzt, um die Position der Hauptreaktionszone zu ermitteln. Mehrere Turbulenz- und Verbrennungsmodelle wurden untersucht, um sie mit den Experimenten in Einklang zu bringen. Das Ergebnis zeigte, dass das Verbrennungsmodell Flamelet Generated Manifold (FGM) mit dem k- $\tilde{\nu}$ -Turbulenzmodell in der Lage war, das Abheben der Flamme korrekt zu simulieren.

Schlüsselwörter: Brenner mit eingeschränkter Wirbelstabilisierung; CFD; Verbrennung



Zitat: Farisco, F.; Castellanos, L.;

Woisetschläger, J.; Sanz, W.

Numerisch stationär und transient
Auswertung eines begrenzten Wirbels

Stabilisierter Brenner. Int. J. Turbomach.

Propuls. Power 2021, 6, 46. [https://doi.org/](https://doi.org/10.3390/ijtp6040046)

10.3390/ijtp6040046

Wissenschaftlicher Redakteur: Michael Pfitzner

Erhalten: 6. August 2021

Akzeptiert: 24. November 2021

Veröffentlicht: 30. November 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeit.
ationen.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel
vertrieben unter den Bedingungen und
Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz
([https://creativecommons.org/licenses/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

by-nc-nd/4.0/).

1. Einleitung

Die korrekte Modellierung des Strömungsfelds in mageren Vormischbrennkammern erfordert ein tiefes Verständnis der Phänomene, die direkt zur Instabilität führen. Daher ist es notwendig, die thermochemischen Prozesse zu kennen, die die Hauptreaktionszone beeinflussen, um mehr Einblick in die Vorhersage der mageren Verbrennung zu erhalten.

Das Strömungsfeld in drallstabilisierten Brennkammern wurde in verschiedenen Arbeiten untersucht und erläutert (siehe [1,2]). Die erste zitierte Arbeit befasste sich mit den Erkenntnissen der letzten 45 Jahre zum Wirbelzerfall. Die Arbeit war in drei Unterabschnitte (experimentell, numerisch und theoretisch) gegliedert, wobei eine klare Struktur des Strömungsmus-

Die nächste zitierte Studie [2] beschreibt detailliert die wichtigsten Parameter, die industrielle Dry-Low-Emission (DLE)-Brennkammern mit drallstabilisierter Verbrennung beeinflussen. Die Autoren skizzierten auch den Fortschritt bei numerischen Untersuchungen der drallstabilisierten Verbrennung.

Eine der am häufigsten verwendeten Methoden zur Messung der Wärmefreisetzung ist die Analyse der Chemilumineszenz von OH^{*}-Radikalen in der Flamme [3,4]. Es wurden umfangreiche Untersuchungen [5–8] durchgeführt, um einen Überblick über verschiedene Techniken zur Analyse der Flammendynamik zu geben. Die Chemilumineszenz hat sich als effiziente Methode zur Untersuchung globaler Schwankungen der Wärmefreisetzung erwiesen (siehe [9,10]). Balachandran et al. [9] führten Messungen der Wärmefreisetzung mit OH^{*}- und CH^{*}-Chemilumineszenz durch und wiesen darauf hin, dass

die für beide Chemilumineszenzparameter geschätzte globale Wärmefreisetzung stimmte hinsichtlich Betrag und Phase gut überein. In der Arbeit von Greiffenhagen et al. [10] wurde die laserinterferometrische Vibrometrie (LIV) als Ergänzung zur Chemilumineszenz untersucht, um Störungen der Wärmefreisetzung in der Flamme zu analysieren. Die laserinterferometrische Vibrometrie (LIV) zeichnet die zeitliche Ableitung von Dichteschwankungen entlang des Laserstrahlpfads in unbeschränkten und beschränkten Flammen direkt auf. Lokale Messungen werden aus Integraldaten durch Tomographie oder Abel-Inversion gewonnen (Greiffenhagen et al. [11]). Numerische RANS-Simulationen (Reynolds Averaged Navier–Stokes) wurden in [12] für die gleiche Geometrie vorgestellt, die in [10] analysiert wurde.

Zur Abschätzung der Brennerleistung sind detaillierte Modelle und aktuelle experimentelle Techniken erforderlich [13]. Im vorangegangenen Artikel [13] unterstrichen die Autoren die Bedeutung eines optimalen dreistufigen globalen Reaktionsmechanismus für Methan-Luft-Gemische, die in ihrer numerischen Analyse verwendet wurden. Übersichtsartikel von [13–15] präsentieren aktuelle numerische Fortschritte bei der Bewertung drallstabilisierter Flammen. In [14] wurden einige drallstabilisierte Brennerkonfigurationen durch den Vergleich mehrerer Turbulenzmodelle wie dem Standard- k - ϵ -Modell, dem RNG- k - ϵ -Modell und dem realisierbaren k - ϵ -Modell untersucht.

Die Autoren stellten fest, dass die Berechnungen die experimentellen Profilformen korrekt vorhersagten; insbesondere brachte die Anwendung von RNG- k - ϵ einen leichten Vorteil gegenüber Realizable k - ϵ .

Die Arbeit von [15] beschrieb die Herleitung eines Flamelet Generated Manifold-Modells und dessen Verwendung für turbulente Flammen mit Large Eddy Simulation (LES) und RANS. Die Flammenfront wurde in diesen Fällen durch den Probability Density Function (PDF)-Ansatz modelliert, der Nichtgleichgewichtsaspekte berücksichtigt [16]. Die Ergebnisse zeigten, dass diese chemische Methode eine genaue Technik zur Modellierung der vorgemischten Verbrennung ist. In der Arbeit von [16] bewiesen die Autoren auch, dass das transiente Scale Adaptive Simulation (SAS)-Modell in der Lage war, das Markenzeichen der instationären Flamme genauer darzustellen als RANS.

Präzise RANS-Strömungssimulationen stellen jedoch ein Standardwerkzeug im industriellen Designprozess dar, mit dem sich die wichtigsten Strömungseigenschaften in kürzerer Rechenzeit reproduzieren lassen als mit LES- oder DES-Methoden (Detached Eddy Simulation).

Dieser Beitrag kombiniert eine Analyse mehrerer Turbulenz- und Verbrennungsmodelle unterschiedlicher Komplexität. Die Fähigkeit des Modells, die Eigenschaften des untersuchten Brenners zu reproduzieren, wird untersucht. Der CFD-Code Ansys Fluent v2020 R1 wird in der vorliegenden Studie verwendet und als Verbrennungsmodelle in Bezug auf das von Magnussen und Hjeertager [17] entwickelte Eddy Dissipation Model (EDM), das Steady Laminar Flamelet Model (SLF) [18] und das Flamelet Generated Manifold (FGM) eingesetzt.

Ziel dieser Arbeit ist es, das genaueste Verbrennungs- und Turbulenzmodell zu ermitteln, das anhand der Schätzung von Temperaturkonturen und Artenkonzentrationen das korrekte Verhalten des untersuchten Brenners vorhersagen kann.

Diese Studie ist eine Weiterführung der Arbeit von Farisco et al. [12], in der eine kontinuierliche numerische Analyse mit einem anderen Brennraum als dem aktuellen mit beschränkter Brennkammer durchgeführt wurde, um zu sehen, ob die Ergebnisse verbessert werden können.

Das aktuelle numerische Verfahren RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) ist das gleiche wie in [12]. Während in [12] der nicht eingeeengte Brenner durch keine Turbulenz- oder Verbrennungsmodelle korrekt reproduziert werden konnte, werden die Simulationen im aktuellen Fall mit eingeeengtem Brenner eine bessere Übereinstimmung mit den verfügbaren experimentellen Daten zeigen. Darüber hinaus sind in dieser Studie auch die Ergebnisse einer instationären Untersuchung des eingeeengten Brenners mittels Large Eddy Simulation (LES) enthalten. Die Ergebnisse dieser Forschung könnten als Grundlage für weitere industrielle Anwendungen verwendet werden. Dennoch muss noch mehr Forschung betrieben werden, um die komplexen Strömungseffekte und Einschränkungen von Verbrennungsmodellen zu verstehen.

2. Untersucher Brennerbereich Der

numerische Bereich stellt die für die Experimente verwendete Geometrie dar. Die Daten wurden an einem mageren, drallstabilisierten Methanbrenner mit zylindrischem Einschluss unter atmosphärischen Bedingungen erhalten. Es wurde ein Quarzglaszylinder mit einer Höhe von 210 mm, einem Außendurchmesser von 120 mm und einer Wandstärke von 3 mm verwendet. Die thermische Leistung des Brenners betrug 3,44 kW und das mittlere Äquivalenzverhältnis hatte einen Wert von 0,88. Abbildung 1 zeigt die Konfiguration der untersuchten begrenzten Konfiguration. Der Brenner (Außendurchmesser $D = 18$ mm) besteht aus einer vorgemischten axialen und tangentialen Leitung und einer Kühlluftzufuhr (siehe Greiffenhagen et al., 2020 [19]). Die tangentiale Luft wird mit dem Brennstoff vorgemischt und dann durch einen Wirbler, der aus 32 Zuleitungen mit tangentialer Ausrichtung besteht, in den inneren Bereich des Methanbrenners übertragen. Das Brennstoff-Oxidator-Gemisch strömt wirbelnd in die Brennkammer und wird gezündet. Die axialen und radialen Druckgradienten, die durch diese Wirbelströmung in die Brennkammer entstehen, erzeugen eine Rückflusszone, die die turbulente Strömungsgeschwindigkeit des eingespritzten Gemischs im Vergleich zur Flammengeschwindigkeit reduziert. Dieser Effekt wirkt als Stabilisierungsmechanismus, bei dem die Flamme an einem festen Ort brennen kann, und garantiert zusätzlich, dass ausreichend Wärme vorhanden ist, um das entstehende Brennstoff-Oxidator-Gemisch zu zünden. Unter Berücksichtigung der Formulierung von Candel et al. (2014) [20] wird ein Drallzahlwert von 0,53 erreicht.

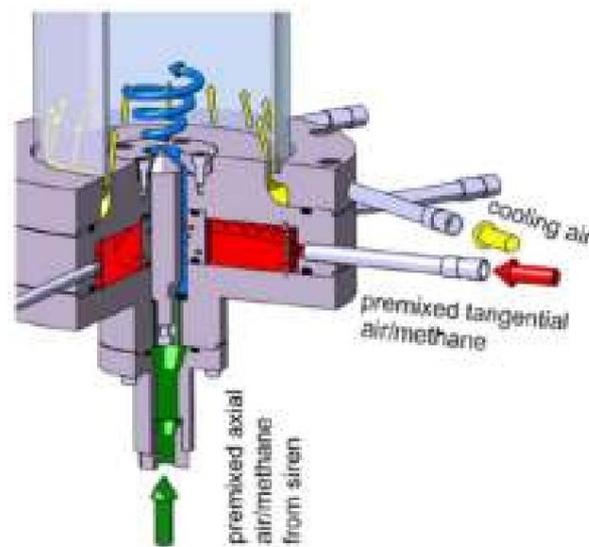


Abbildung 1. Schematischer Brennerabschnitt.

Drallströmungsstruktur

Zum besseren Verständnis der Ergebnisse dieser Arbeit folgt eine kurze Beschreibung der in einer drallstabilisierten Flamme vorhandenen Strömungsstrukturen. Das Strömungsfeld erzeugt (siehe Abbildung 2) eine äußere Rezirkulationszone (ORZ), die aufgrund der schnellen Bewegung der Düse in die Brennkammer ein toroidaler Rezirkulationsbereich ist; eine innere Rezirkulationszone (IRZ oder Wirbelzusammenbruch), die mit dem Wirbelzusammenbruch zusammenhängt und durch Stagnationspunkte und umgekehrte Strömungen gekennzeichnet ist, welche die Flammenstabilisierung verbessern; und den ringförmigen Flüssigkeitsstrahl mit hoher Geschwindigkeit, der durch die inneren und äußeren Scherschichten begrenzt wird. Geschwindigkeitsstörungen verändern die Geschwindigkeit dieses ringförmigen Strahls, was zu Schwingungen der Flamme führt. Ein anderer häufiger Typ eines kohärenten Wirbels in Wirbeln ist der präzedierende Wirbelkern (PVC) (siehe Abbildung 3). Er entsteht, wenn ein zentraler

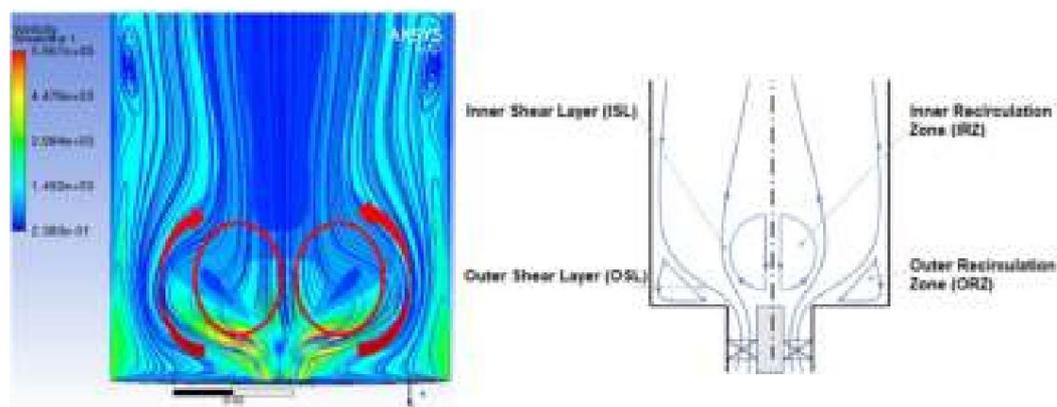


Abbildung 2. Übersicht über den Wirbelkern. (links) aktuelle Brennkammer; (rechts) Skizze der Strömungsmuster in einer geschlossenen, vorgemischten, drallstabilisierten Brennkammer [22].

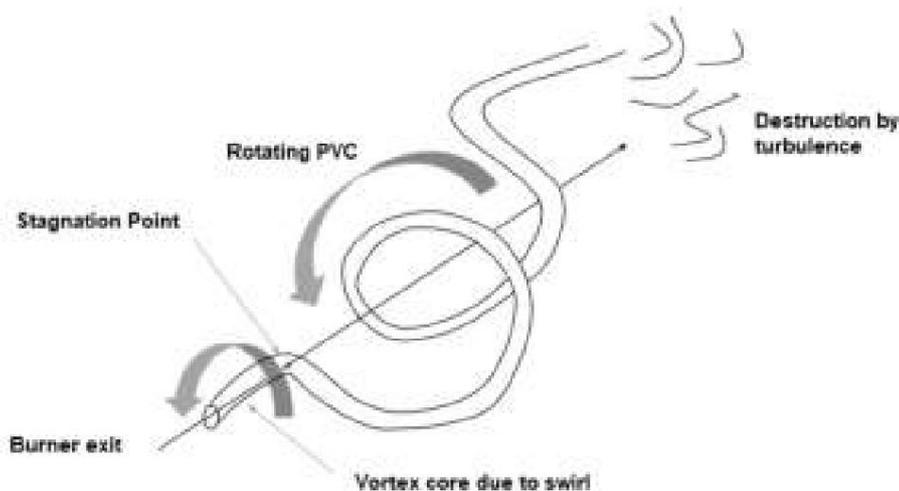


Abbildung 3. Wirbelstruktur von PVC [21].

3. Versuchsaufbau

Die experimentellen Daten stammen aus einer veröffentlichten Studie (siehe [19]). Weitere Einzelheiten Informationen zur LIV-Messtechnik und -Ausrüstung finden Sie in den Artikeln [11,19].

4. Mesh-Generierung

Im Rahmen dieser Arbeit werden mehrere Netze erstellt und eine Netzunabhängigkeitsstudie durchgeführt. Zur Netzgenerierung werden die kommerziellen Tools ANSYS Mesher und ICEM verwendet. Abbildung 4 unterstreicht den numerischen Bereich des in den Simulationen analysierten geschlossenen Brenners.

Das größte Netz wird mit einem ersten Zellmittelpunkt bei einem dimensionslosen Wandabstand von $y = 3$ erhalten. Es besteht aus 4.165.157 Zellen und wird verfeinert, um die Sensitivität der numerischen Ergebnisse zu untersuchen. Zusätzlich zum größten Netz werden zwei weitere verfeinerte Netze erzeugt. Das mit $y = 2$ hat 1,5-mal so viele Knoten in jedem Segment, und das Netz mit $y = 1$ hat die doppelte Anzahl Knoten. Mit dem größten verwendeten Netz wird jedoch Netzunabhängigkeit erreicht. Mit allen analysierten Netzen werden Simulationen mit kalter Strömung und den RNG-Turbulenzmodellen $k-\epsilon$ und $k-\omega$ durchgeführt. Die Wirbelzahl und die Axialgeschwindigkeitsprofile werden verwendet, um das Verhalten verschiedener verfeinerter Netze zu untersuchen.

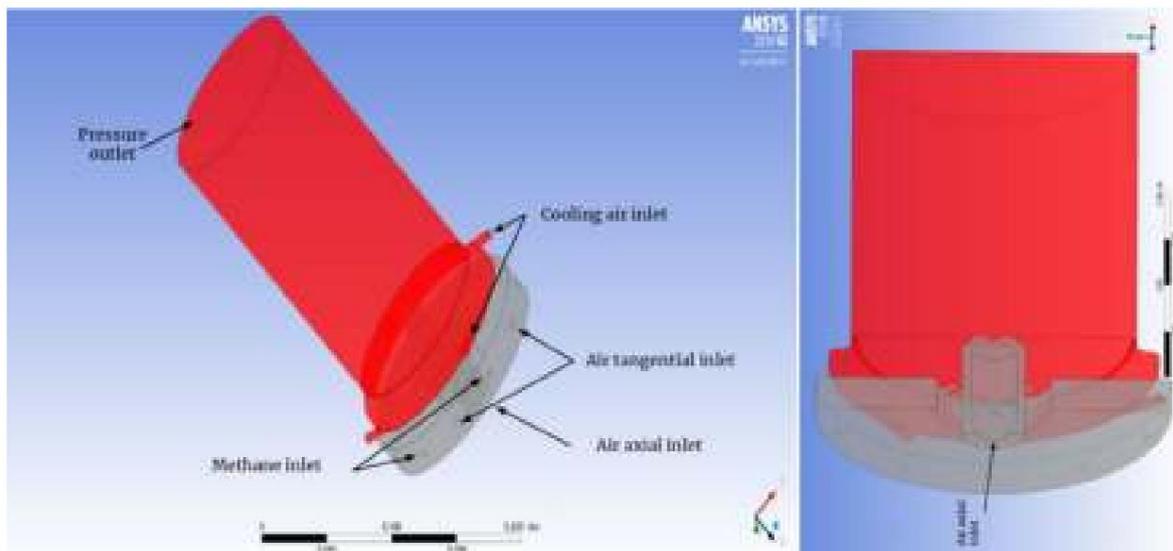


Abbildung 4. Skizze des Brennraums und des Berechnungsbereichs.

Die vereinfachte Form der Drallzahlgleichung wird gemäß den Experimenten [8,20] verwendet. Dieselbe Methode zur Berechnung der Drallzahl, die in den Experimenten angewendet wurde, wird auch in der Numerik verwendet, um einen genaueren Vergleich zwischen den beiden Ansätzen zu erhalten. Für die Drallzahlanalyse wird die vereinfachte Drallzahl in zwei verschiedenen Abständen berechnet, nämlich einem Viertel und der Hälfte des Einlassdurchmessers D . Um sie zu erhalten, werden Geschwindigkeitsprofile aus Linienproben in x - und y -Richtung extrahiert. Die Integration der absoluten Geschwindigkeitswerte wird mithilfe einer Riemann-Summe durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Integration werden zur Berechnung der Drallzahl verwendet. Ein Drallzahlwert wird für eine x -parallele Linie von Proben und für die y -parallele Linie ermittelt, anschließend wird ein Durchschnitt beider Werte gebildet (wie in den Gleichungen (1)–(3) gezeigt). Die in der Literatur [7] gezeigten Vorschläge wurden verwendet, um den Brenneraustritts-

$$S_x = \frac{2 \int_0^{\frac{D}{2}} v w x^2 dx}{D \int_0^{\frac{D}{2}} w^2 dx} \quad (1)$$

$$S_y = \frac{2 \int_0^{\frac{D}{2}} u w y^2 dy}{D \int_0^{\frac{D}{2}} w^2 y dy} \quad (2)$$

$$S = \frac{S_x + S_y}{2} \quad (3)$$

Für die Kaltströmungssimulationen betragen die gemittelten Wirbelzahlen, die mit dem größten Netz $\Delta y = 3$ und mit der feineren Masche $\Delta y = 1$ mit den RNG-Turbulenzmodellen $k-\epsilon$ und $k-\omega$ erzielt wurden, sind in den Tabellen 1 und 2 bei den berechneten Abständen $D/4$ und $D/2$ dargestellt. Es ist zu beobachten, dass die höheren Wirbelzahlen durch das größte Netz mit $\Delta y = 3$ erreicht werden. Abbildung 5 zeigt = 3 Netze (links) = 1 Netz (rechts). Dieser Parameter unterstreicht für die $k-\omega$ das axiale Geschwindigkeitsprofil auf der Mittelebene für das $k-\omega$ -Modell mit $\Delta y = 3$ (Seite) und das $k-\omega$ -Modell mit $\Delta y = 1$ (Seite) mit dem $\Delta y = 3$ -Netz, ein Strömungstyp II gemäß der Nomenklatur der International Flame Research Foundation. Dieser Fall zeigt eine V-förmige oder M-förmige Ausbreitung der Flamme mit einem Winkel von etwa 40° , was auf einen ähnlichen Trend hinweist, wie er in den Messungen beobachtet wurde (weitere Einzelheiten finden Sie im Abschnitt „Ergebnisse“). Stattdessen zeigt das axiale Geschwindigkeitsprofil für das $k-\omega$ -Modell mit dem $\Delta y = 1$ -Netz eine ganz andere Strömungsart, die eher einem Strömungstyp I ähnelt. Aus diesem Grund wird das größte Netz mit $\Delta y = 3$ gewählt, da der Wirbel entlang des Brenneraustrittsbereichs mit etwas höheren Werten etwas besser erhalten bleibt

und näher an den Experimenten, und es garantiert weniger Rechenzeit im Vergleich zu den feineren erzeugte Netze.

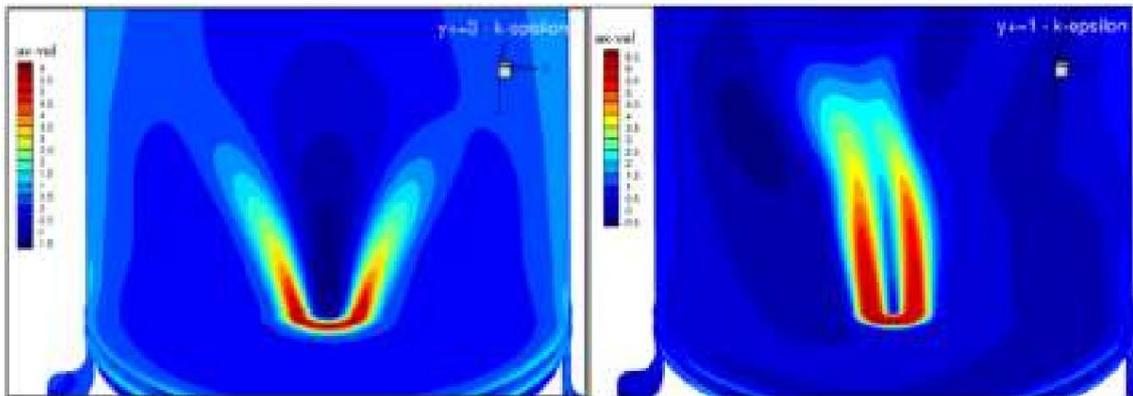


Abbildung 5. Vergleich des Axialgeschwindigkeitsfelds zwischen $k-\bar{\gamma} y^+ = 3$ (links) und $k-\bar{\gamma} y^+ = 1$ (rechts).

Tabelle 1. Kaltflussfall mit $y^+ = 3$.

$y^+ = 3$ Jahre	$k-\bar{\gamma}$	$k-\bar{\gamma}$
$S \bar{\gamma} D/4$	0,5684	0,4548
$S \bar{\gamma} D/2$	0,53625	0,54065

Tabelle 2. Kaltflussfall mit $y^+ = 1$.

$y^+ = 1$ Jahr	$k-\bar{\gamma}$	$k-\bar{\gamma}$
$S \bar{\gamma} D/4$	0,48035	0,4278
$S \bar{\gamma} D/2$	0,43935	0,40995

Ein Detail des für die Simulationen verwendeten Netzes ist in Abbildung 6 dargestellt. Ein Hybridnetz ist vorgeschlagen, um eine bessere Auflösung des Bereichs zu erzielen. Um die Rechenzeit zu verkürzen, reduzierte Domäne, bestehend aus dem gesamten hexaedrischen zylindrischen Austrittsbrenner, wird angenommen für die Verbrennungssimulationen.

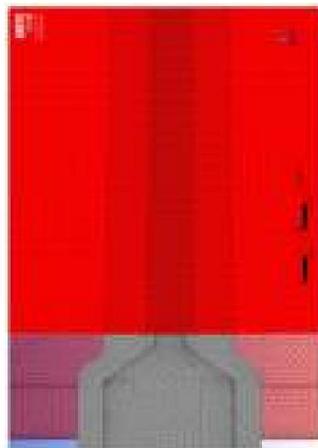


Abbildung 6. Ansicht des ausgewählten Netzes.

Die in den generierten Netzen verwendete Zellstruktur ist in Abbildung 6 dargestellt. Im Bereich wo die Flamme entsteht, die durch hohe Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten beeinflusst wird, Um eine hohe numerische Zuverlässigkeit zu gewährleisten, werden Hexaedrern verwendet. Die Hexaedrern erzeugen geringere numerische Dissipation im Vergleich zur tetraedrern Zellform, da sie

ausgerichtet mit der Strömungsrichtung und sie verringern die Anzahl der Zellen (der Leser wird auf [13] verwiesen). Da der Bereich innerhalb des Brenners durch eine Konfiguration mit einem aus kleinen Röhren bestehenden Wirbler dargestellt wird, wird er mit tetraedrischen Zellen modelliert. Dieses Netz wird auch in der transienten Simulation verwendet. Eine ungefähre Schätzung der integralen Längenskala l_0 konnte mithilfe der k -, $\tilde{\nu}$ - und $\tilde{\gamma}$ -Werte aus den RANS-Simulationen ermittelt werden. Um einen Wirbel mit einer Längenskala l aufzulösen, sind in jeder Richtung ein paar Zellen erforderlich. Dann ist eine Auflösung der Wirbel mit Größen größer als der halben Größe der integralen Längenskala ($l_0/2$) erforderlich, um 80 % der turbulenten kinetischen Energie zu erhalten (wie in [23,24] angegeben). Über die integrale Längenskala l_0 werden ungefähr fünf Zellen benötigt [23], und das aktuelle Netz wird auch in der instationären Simulation verwendet, die diese Funktion darstellt.

5. Numerischer Ansatz In

dieser Arbeit wird die numerische RANS-Methode durch den CFD-Code ANSYS Fluent angewendet, um die wichtigsten Strömungsmerkmale innerhalb der Kaltströmungs- und Verbrennungsprozesse zu ermitteln. Die Simulationen werden so durchgeführt, dass die Effekte des Turbulenzmodells isoliert sind. Die SIMPLE-Methode wird zur Druck-Geschwindigkeits-Kopplung verwendet. Der getrennte Löser wird angewendet, da teilweise vorgemischte Modelle die Verwendung des gekoppelten Löser nicht zulassen. In Bezug auf die räumliche Diskretisierung wird das Aufwindschema zweiter Ordnung dem quadratischen Aufwindschema QUICK für die turbulente kinetische Energie, den Impuls und die spezifische Dissipationsrate vorgezogen, um einen gleichmäßigeren Simulationsverlauf zu gewährleisten. Die Peclet-Zahl wird als Verhältnis des hyperbolischen Teils der Navier-Stokes-Gleichungen zum parabolischen Teil und unter Verwendung der ersten Zellenhöhe für jedes ausgearbeitete Netz berechnet. Der berechnete Es wird der Druckdiskretisierungstyp PRESTO verwendet. Die Reynoldszahl 2554 wird auf Grundlage der Einlassbedingungen berechnet. Die mit mehreren Parametern wie Geschwindigkeit, Temperatur, CH₄- und CO₂- Arten erzielte Konvergenz wird durch Überwachungspunkte erkannt, die an mehreren Stellen in der Nähe des Brennerausgangs positioniert sind.

FGM mit vorgemischtem Flamelets-Ansatz wird auch für transiente Simulationen verwendet, da es in RANS-Simulationen genaue Ergebnisse liefert und eine reduzierte Rechenzeit gewährleistet. Der SIMPLE-Ansatz für Druck-Geschwindigkeits-Kopplung wird berücksichtigt. Für LES wird das Subgrid-Scale-Modell (SGS) für den kinetischen Energietransport verwendet, da es geringere Rechenkosten gewährleistet und für Strömungen mit starken Rückflusszonen geeignet sein sollte. Für die numerische LES- Simulation wird ein Zeitschritt von $\Delta t = 0,000025$ s mit einer Zeitdauer von bis zu 0,75 s verwendet.

5.1. Angewandte Randbedingungen

Die numerischen Randbedingungen werden aus den Messungen abgeleitet, um eine Validierung der Zahlen anhand der verfügbaren experimentellen Daten sicherzustellen. Für die vorliegende numerische Studie werden das mittlere Äquivalenzverhältnis von $\tilde{\gamma} = 0,88$ ($\tilde{\gamma}$ als fester Luftüberschussparameter festgelegt) und eine konstante thermische Leistung von $P_{th} = 3,44$ kW berücksichtigt. Für Kaltflussberechnungen wird die Dichte konstant gehalten, während sie im Verbrennungs Für die Massenströme werden die folgenden Werte angenommen: $\dot{m}_{CH_4} = 0,068$ g/s, $\dot{m}_{O_2} = 0,705$ g/s, $\dot{m}_{N_2} = 0,628$ g/s und $\dot{m}_{H_2O} = 1,2$ g/s, was den experimentellen Werten entspricht. Der Bereich ist \dot{m}_{tan} Festlegung von Massenstrom und Gesamttemperatur an den Einlässen und atmosphärischem Druck am Brennerauslass. Was den kleineren Bereich betrifft, der für die Verbrennungssimulationen verwendet wird, wird ein Einlassmassenstrom in axialer Richtung zugewiesen, der aus vorgemischtem Brennstoff sowie axialer und tangentialer Luft besteht. Im Fall von LES wurde in den Simulationen auch ein Ansatz mit erzwungener Reaktion verwendet, bei dem eine Druckwellenanregung am Einlass der Brennkammer auferlegt wird. Das angewendete Signal ist ein Sinussignal. Da bei den Messungen bei einer Störfrequenz von 225 Hz ein scharfer Peak thermoakustischer Schwingungen aufgezeichnet wurde, wurde auch in den Simulationen dieselbe Anregungsfrequenz verwendet. Die für die Massenstromschwankungen am Geometrieinlass angewendete Formel ist in Gleichung (4) dargestellt .

$$\dot{m} = 0,001366 + 0,000035025 \sin(2\tilde{\gamma} \times 225 \times t) \quad (4)$$

Der schwankende Massenstromwert von 0,000035025 entspricht fast 3 % des konstanten Massenstromterms 0,001366. Bei numerischen Berechnungen wurden an verschiedenen Punkten entlang des Strömungswegs Drucksignale aufgezeichnet. Die Wände des Brenners wurden als diabatisch eingestellt, wobei dieselbe Glastemperatur wie bei den Experimenten gemessen wurde. Das Modell der diskreten Ordinate (DO) wird ebenfalls angewendet, um die Wärmestrahlung einzubeziehen. Als Modell für den Fluss in Wandnähe wird eine verbesserte Wandbehandlung verwendet (siehe [24,25]), wobei der Wert + y zugewiesen wird

= 3 entlang der Brennerwände.

5.2. Turbulenzchemische Modelle

Bei der Methan-Luft-Verbrennung sind viele Elementarreaktionen und Spezies beteiligt. Um den Rechenaufwand bei CFD-Verbrennungsberechnungen zu senken, muss die Speziesanzahl reduziert werden. Zur Beschreibung der Chemie von Methan-Luft-Gemischen stehen in der Literatur mehrere Reaktionsmechanismen zur Verfügung. Der von Westbrook [26] eingeführte zweistufige Mechanismus wird in dieser Arbeit für das ED-Modell angewendet. Der detaillierte GRI-3.0-Mechanismus der Methan-Luft-Verbrennung wird auch für die Fälle mit Flamelet angewendet. Diese letztgenannte chemische Methode wird von Smith et al. [27] für die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen beschrieben und in der Literatur weiter verifiziert.

Im Rahmen der vorliegenden Studie wurde das Eddy Dissipation Model analysiert und die Ergebnisse werden mit FGM- und SLF-Flamelet-Ansätzen verglichen.

Laminare Flammen werden verwendet, um die turbulente Flammenfront in den Flamelet-Formulierungen zu modellieren. Dichte, Temperatur und Spezieskonzentration werden als Ergebnisse der Gleichungen an jedem Ort der laminaren Hauptreaktionszone des Flamelets erhalten. Der Mischungsanteil und die skalare Dissipation werden als Hauptparameter verwendet, um die Konzentrationen von Brennstoff und Oxidationsmittel zu definieren. Eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) kombiniert die aus der Flamelet-Berechnung erhaltenen momentanen Temperatur- und Spezieswerte mit der turbulenten Strömung [24]. Für diese Studie wurden sowohl vorgemischte als auch Diffusions-Flamelets ausgewählt, um die Flamelet-Mannigfaltigkeit zu berechnen. Als Quelle der Fortschrittsvariablen wird eine endliche Rate verwendet. Der Ansatz der Interaktion zwischen Turbulenz und Chemie in FGM wird durch die Varianzen der Fortschrittsvariablen und des Mischungsanteils beschrieben.

6. Ergebnisse

6.1. Kaltfluss

Für den Fall der kalten Strömung wird eine konvergente Lösung mit dem RNG k- ϵ -Turbulenzmodell erreicht. Das RNG k- ϵ -Turbulenzmodell mit verbesserter Wandbehandlung wurde gewählt, da es für Strömungen mit niedriger Reynoldszahl geeignet ist. Abbildung 7 zeigt das Geschwindigkeits-Größenverhältnisprofil für die kalte Strömung entlang der Mittelebene. Der radiale Abschnitt des Geschwindigkeitsfelds wird aufgrund seiner axialen Symmetrie ($x = 0$ Brennerachse) für alle Simulationen der kalten Strömung und der Verbrennung eingeführt. Mit einer ähnlichen, aber nicht eingeschränkten Brennergeometrie wurden verschiedene Turbulenz- und Verbrennungsmodelle bereits in Fluent von Farisco et al. [12] untersucht.

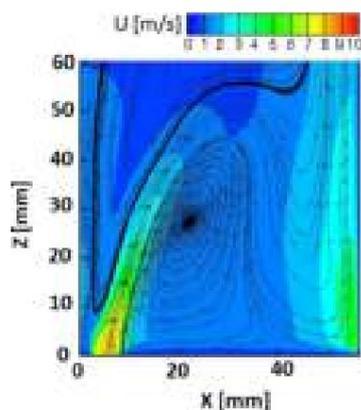


Abbildung 7. Geschwindigkeits-/Größenprofil für den Fall kalter Strömung mit dem RNG k- ϵ -Turbulenzmodell.

Die durch den Drall verursachte Strahlöffnung im Brenneraustrittsbereich erzeugt eine schmale Form des Geschwindigkeitsbetragsprofils. Die höchsten Geschwindigkeitswerte von etwa $U = 7,5$ m/s werden bis $d = 10$ mm über dem Brenner beobachtet. Die Geschwindigkeit in der kalten Strömung verringert sich ab $d = 15$ mm über dem Brenner auf $U = 3$ m/s, da keine Verbrennungsprozesse stattfinden, die in diesem Bereich eine Gasausdehnung mit erhöhter absoluter und tangentialer Geschwindigkeit verursachen würden. Das numerische Geschwindigkeitsprofil der kalten Strömung ist im Gegensatz zu den Fällen mit Verbrennung in einer Linie mit der Mittelachse angeordnet. Dies hängt mit der Tatsache zusammen, dass in den heißen Fällen die einströmende Strömung an der Flammenfront beschleunigt und umgelenkt wird. Die Dichteunterschiede zwischen Reaktanten und Produkten sowie der eintretende Drallwinkel der Strömung beeinflussen diese Strömungsumlenkung im Verbrennungsvorgang. Die für die Kaltströmungssimulation mit dem RNG $k\text{-}\epsilon$ -Turbulenzmodell ermittelte durchschnittliche Drallzahl ist in Tabelle 1 aufgeführt. Abbildung 8a zeigt das axiale Geschwindigkeitsprofil der Kaltströmung entlang der Mittelebene und am Brennerausgang (Einlassebene für die Verbrennungssimulationen). Abbildung 8b zeigt das 2D-Axialgeschwindigkeitsprofil entlang einer Linie, die an der Brenneraustrittsebene verläuft. Abbildung 9a unterstreicht die Geschwindigkeitsgrößenkontur, die entlang einer z -Ebene 5 mm über der Düsenöffnung ermittelt wurde. Das in Abbildung 9b beobachtete 2D-Diagramm verdeutlicht den Geschwindigkeitstrend entlang der in Abbildung 9a dargestellten schwarzen Linie auf der z -Ebene = 5 mm. Die Geschwindigkeitsgröße erreicht in den Simulationen die höchsten Werte von etwa 7,5 m/s und stellt eine gute Annäherung an die Messungen dar. Die Geschwindigkeitsgröße $U = (7,67 \pm 0,03)$ m/s wurde auch in den Experimenten (mit DANTEC Dynamics CTA-Modul 91C10, drei Komponenten bei 150 kS/s, StreamWare Pro Software und DANTEC PRO Calibrator) für den Fall des Kaltflusses in derselben Ebene 5 mm über der Düsenöffnung aufgezeichnet. Aus diesem Grund wird dieses aktuelle Ergebnis als Eingabe für die folgenden Verbrennungssimulationen verwendet.

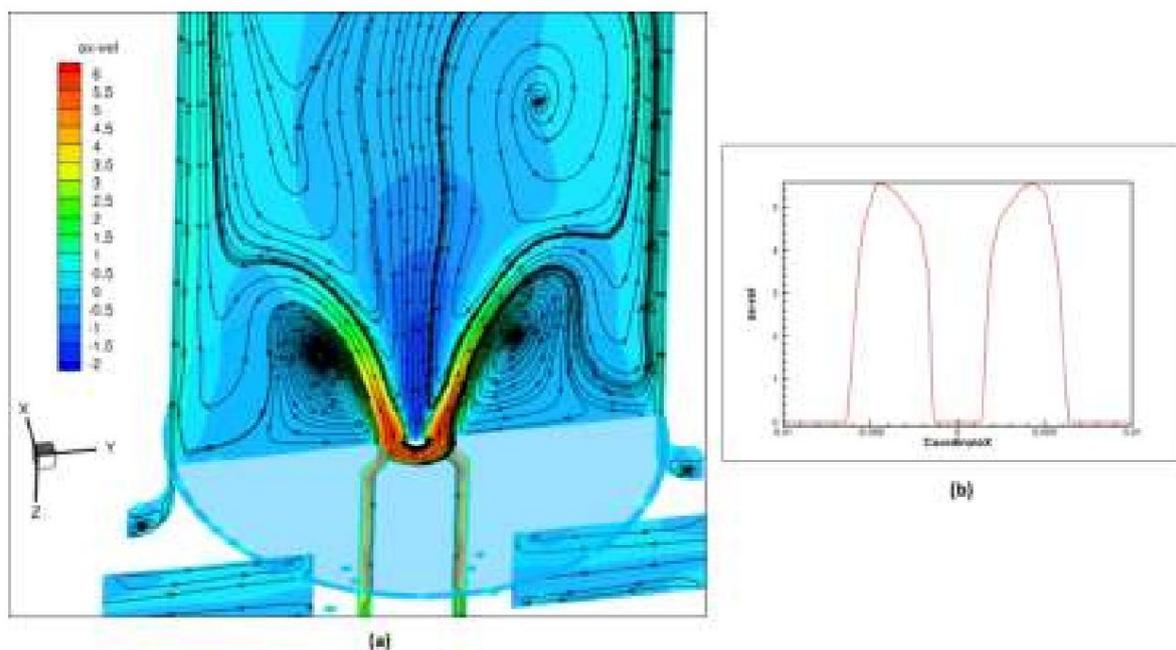


Abbildung 8. Axialgeschwindigkeitsprofil für den Fall einer kalten Strömung mit RNG $k\text{-}\epsilon$ -Turbulenzmodell (a) und 2D-Diagramm des Axialprofils am Einlass der Verbrennungssimulationen (b).

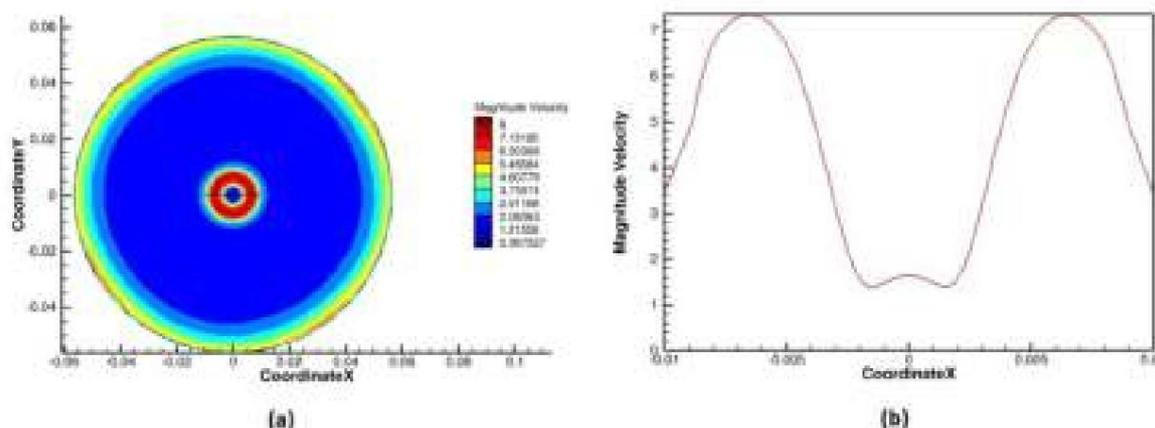


Abbildung 9. Geschwindigkeits-/Größenverhältnis für den Fall kalter Strömung mit dem RNG $k\text{-}\gamma$ Turbulenzmodell in der z -Ebene = 5 mm (a) und 2D-Diagramm des Geschwindigkeits-Größenprofils entlang der schwarzen Linie auf der z -Ebene = 5 mm (b).

6.2. Heißströmung mit Verbrennungsmodellen

Bei den Verbrennungsmodellen sind das Eddy Dissipation Model (EDM), das Steady Teilweise vorgemischtes Flamelet-Modell (SF) und Flamelet Generated Manifold-Modell (FGM) Es werden sowohl vorgemischte als auch Diffusionsflammenverfahren angewendet. Jedes der Verbrennungsmodelle werden in Kombination mit den folgenden Turbulenzmodellen verwendet: RNG $k\text{-}\gamma$ mit verbesserter Wandbehandlung, $k\text{-}\gamma$ und $k\text{-}\gamma$ SST mit geringen Reynolds-Korrekturen.

Tabelle 3 zeigt die für alle verwendeten Verbrennungs- und Turbulenzmodelle berechneten Drallzahlen. Der Steady-Flamelet-Ansatz zeigt insgesamt die niedrigste Drallzahl Werte im Vergleich mit allen Turbulenzmodellen. Sowohl EDM als auch FGM zeigen ähnliche Wirbel Zahlen für die $k\text{-}\gamma$ - und SST-Modelle mit niedrigeren Werten als im experimentellen Fall. EDM und FGM mit sowohl vorgemischten als auch Diffusions-Flammen mit $k\text{-}\gamma$ -Turbulenzmodell Wirbel entlang der gesamten axialen Richtung beibehalten, was eine genaue Näherung mit experimentelle Werte. Aus diesem Grund werden Geschwindigkeitskonturdiagramme für EDM und FGM angezeigt in dieser Studie. FGM mit vorgemischten Flammen wird anstelle von FGM mit Diffusion gewählt Flammenchen, da beide Modelle keine wesentlichen Unterschiede zeigten.

Tabelle 3. Drallzahl für die analysierten Verbrennungs- und Turbulenzmodelle.

Wirbeldissipation	$k\text{-}\gamma$	$k\text{-}\gamma$	SST
S	0,38505	0,605785	0,3929925
Stabile Flamme	$k\text{-}\gamma$	$k\text{-}\gamma$	SST
S	0,36569	0,27741	0,36799
FGM Fertigmischung Flammenchen	$k\text{-}\gamma$	$k\text{-}\gamma$	SST
S	0,378645	0,5313975	0,3744125
Verbreitung von FGM Flammenchen	$k\text{-}\gamma$	$k\text{-}\gamma$	SST
S	0,3799175	0,523415	0,374775

Verbrennungsdaten lagen vor und es wurden Vergleiche mit Experimenten durchgeführt für Temperatur- und Wärmefreisetzungskurven. Zunächst werden die Temperatur- und Wärmefreisetzungskurven für die FGM vorgestellt, da die für diese Verbrennung berechneten Dral Modell und $k\text{-}\gamma$ stellen die beste Annäherung an die experimentellen Werte dar. Abbildung 10 zeigt die numerischen Temperaturprofile für LES und für FGM mit sowohl $k\text{-}\gamma$ als auch $k\text{-}\gamma$ verglichen mit den experimentellen Daten in Abbildung 10a. Die Temperaturkurven für FGM

und $k\text{-}\tilde{\gamma}$ SST-Turbulenzmodelle werden weggelassen, da sie im Vergleich zum $k\text{-}\tilde{\gamma}$ -Modell ein ähnliches Verhalten und einen ähnlichen Wirbelzahlwert aufweisen .

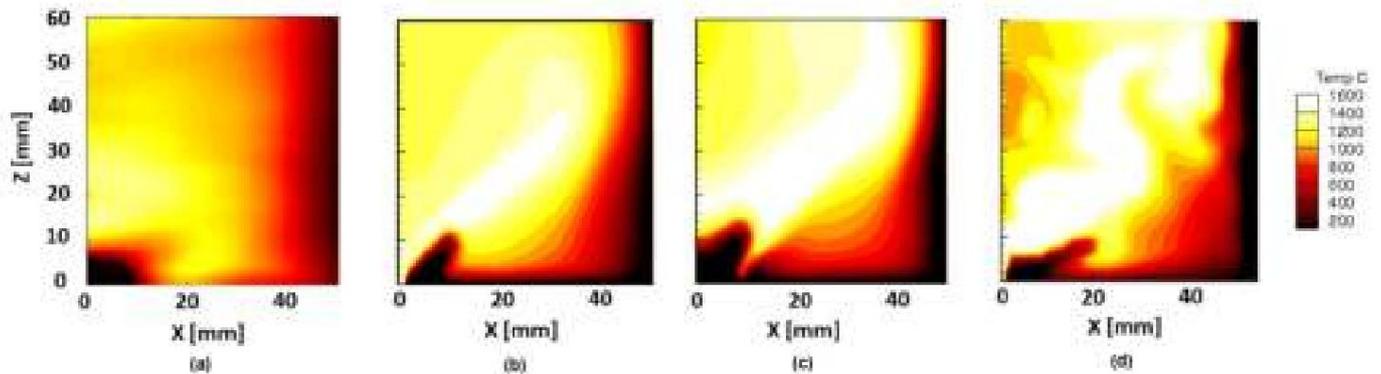


Abbildung 10. Vergleich des Strömungs-Temperatur-Profiles für (a) Experimente, (b) FGM vorgemischt mit RNG $k\text{-}\tilde{\gamma}$, (c) FGM vorgemischt mit $k\text{-}\tilde{\gamma}$ und (d) LES.

Um ein genaueres und den numerischen Experimenten ähnliches Temperaturprofil zu erhalten, wurde der bereits konvergierten FGM-Simulation mit vorgemischtem Flamelet ein Strahlungsmodell hinzugefügt. Um zu definieren, welches Strahlungsmodell verwendet werden soll, wurde der Parameter der optischen Dicke berücksichtigt:

$$\text{OpTh} = \tilde{\gamma}L \quad (5)$$

wobei $\tilde{\gamma} = (\tilde{\gamma} \ln(1 - \tilde{\gamma})) / S$ eine repräsentative Absorption darstellt und L die charakteristische Länge des Brenners ist. Die Domänenemission wird durch $\tilde{\gamma}$ dargestellt und S ist ein geometrischer Parameter der Domäne ($S = V/A$), wobei V das Gesamtvolumen der Domäne und A die Gesamtoberfläche der Domäne ist . Nach der Berechnung der optischen Dicke als $\text{OpTh} = 0,049046$ (die Emissivität wurde dem Quarzglas entnommen, das in den Experimenten zur Begrenzung verwendet wurde) wurden diskrete Ordinaten (DOs) des Modells ge-

Die numerischen Temperaturfelder weisen Maximalwerte auf, die im Vergleich zu den experimentellen Untersuchungen höher sind. Der Grund könnte mit dem simulierten Verbrennungsvorgang zusammenhängen , bei dem aufgrund des Rechenaufwands vereinfachte und begrenzte chemische Reaktionen berücksichtigt werden müssen . Während der Simulationen wurde beobachtet, dass das Strahlungsmodell DO die Temperatur im Vergleich zum Fall mit adiabatischen Wänden auf etwa $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ senkte. Darüber hinaus betrug bei den Messungen der Energieverlust durch Strahlung nur 3 % (siehe als Referenz Seite 323 von [10]). Aus diesem Grund wäre es effektiver, den Wärmeverlust durch die Wände korrekt zu simulieren. In dieser Studie wurde eine Wand mit fester Temperatur mit Werten aus den Experimenten festgelegt, aber im nächsten Schritt wäre es notwendig, eine Conjugate Heat Transfer

Der Hauptunterschied zwischen Abbildung 10b und c betrifft die Flammenform. Das $k\text{-}\tilde{\gamma}$ - Modell erzeugt eine anliegende V-Flamme, das $k\text{-}\tilde{\gamma}$ - Modell eine abgelöste Flamme in M-Form. Alle Simulationen zeigen einen Strömungstyp II, der eine V- oder M-förmige Flamme mit einem Winkel von etwa 45° erzeugt , was einen ähnlichen Trend wie in den in Abbildung 10a gezeigten Experimenten zeigt.

Das gemittelte Temperaturprofil für LES in Abbildung 10d zeigt ebenfalls eine Flamme mit insgesamt genauer Form und Tendenz im Vergleich zu den Experimenten. Der Bereich in axialer Entfernung vom Brenner oberhalb von $d = 10\text{--}20\text{ mm}$ zeigt im Vergleich zu den Experimenten die höchsten Temperaturwerte . Dieser Bereich stellt die Hauptreaktionszone dar.

Wie bereits im Abschnitt „Wirbelströmungsstruktur“ gezeigt, bilden sich aufgrund von Geschwindigkeits- und Druckunterschieden signifikante Wirbelstrukturen, und aus der Scherschicht entwickelt sich eine Wirbelspirale . Dies hängt mit der Kelvin-Helmholtz-Instabilität zusammen. Dieser Wirbel dreht sich um die Mittellinie, bevor er in kleine Fragmente zerfällt. Abbildung 11 (links) zeigt einen Schnitt entlang der Symmetrieachse mit der Temperatur als Kontur für d

Temperatur von $T = 1600 \text{ } \ddot{\text{y}}\text{C}$. Abbildung 11 (rechts) zeigt einen Schnitt entlang der Symmetrieachse mit der Wirbelstärke als Kontur für LES und Isoflächen bei einer Wirbelstärke von $\dot{\gamma} = 2000 \text{ s}^{-1}$. LES bietet eine bessere Genauigkeit in Form einer größeren Wirbelstrukturauflösung, wie bereits in Abbildung 10d beobachtet. Die toroidalen Kelvin-Helmholtz-Wirbel sind deutlich um die Mittelachse herum zu beobachten. Die LES-Simulation zeigt die Entwicklung großer Wirbel und toroidaler Isoflächen.

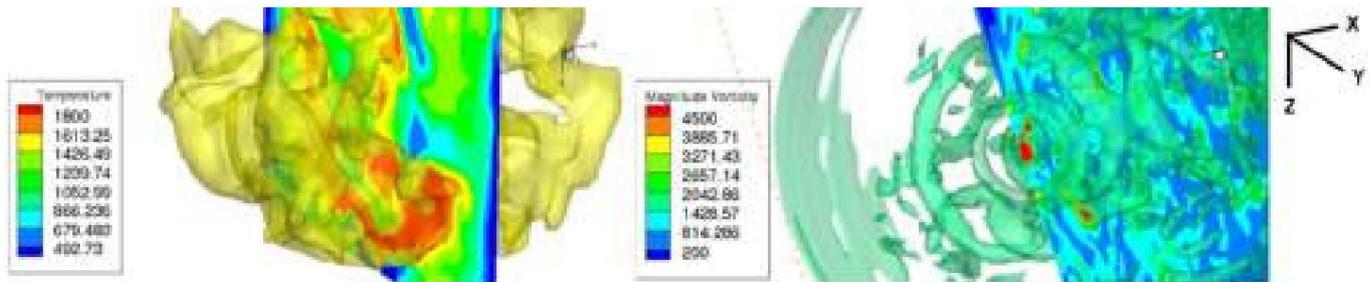


Abbildung 11. Momentaufnahme der Isoflächen bei der Temperatur $T = 1600 \text{ } \ddot{\text{y}}\text{C}$ (links) und der Isovortizitätsfläche $\dot{\gamma} = 2000 \text{ s}^{-1}$ (rechts) für LES.

Als nächstes wird die Chemilumineszenz der Flamme gemessen, um die Gesamtstruktur der Flamme zu charakterisieren. Die Wärmefreisetzung in den Zahlen hat andere Einheiten als die OH^* -Emission in den Experimenten. Aus diesem Grund wird in den Simulationen ein relativer Wert berechnet, und es kann ein qualitativer Vergleich zwischen den numerischen Ergebnissen und den Experimenten durchgeführt werden. Für die Simulationen wird das relative Gesamtprofil der Wärmefreisetzung angezeigt, um einen klareren Vergleich der Position der Hauptreaktionszone zwischen Zahlen und Experimenten zu ermöglichen.

In Abbildung 12a ist die lokale Amplitude der OH^* -Chemilumineszenzemission dargestellt, wie sie für [19] aufgezeichnet wurde. Lokale Daten wurden aus experimentellen Sichtliniendaten durch Abel-Transformation abgeleitet. OH^* -Chemilumineszenz ähnelt Wärmefreisetzung [28]. Wie bereits in Abschnitt 5.2 erörtert, stellen die Ergebnisse der RANS-Simulation einen gleichmäßigen Fluss dar und werden als Basis für die LES-Simulation erhalten, bei der wie in den Experimenten auch Druckschwankungen berücksichtigt wurden. Somit stellt LES den letzten numerischen Schritt dar, der auch eine Störungsfrequenz von 225 Hz enthält. Abbildung 12a zeigt ein Maximum der Wärmefreisetzung bei etwa $x = 8 \text{ mm}$. In den Zahlen wird die gesamte Wärmefreisetzung, die der Temperaturkontur entspricht, für den FGM-Testfall mit sowohl $k\text{-}\dot{\gamma}$ als auch $k\text{-}\dot{\gamma}$ in Abbildung 12b,c und für LES in Abbildung 12d gezeigt. Bei LES in Abbildung 12d befinden sich die höchsten Wärmefreisetzungswerte im Vergleich zu den Messungen an einer ähnlichen Position. Somit zeigt die LES-Simulation im Vergleich zu den Experimenten das genaueste Strömungsverhalten und den genauesten Stabilisierungsmodus. Was die RANS-Simulationen betrifft, könnte ein Grund, der die Leistung des $k\text{-}\dot{\gamma}$ -Modells erklären könnte, mit der neuen Formulierung des in ANSYS Fluent implementierten Wilcox-Modells zusammenhängen, wodurch die Abhängigkeit des Modells von der freien Anströmung verringert wurde. Sowohl den $k\text{-}$ als auch den $\dot{\gamma}$ -Gleichungen wurden Produktionsterme hinzugefügt, wodurch die Genauigkeit des Modells bei der Vorhersage freier Scherströmungen verbessert wurde. In diesem Setup wurde für das $k\text{-}\dot{\gamma}$ -Modell auch ein Modifikationsterm mit niedriger Reynoldszahl aktiviert, da der Term mit niedriger Reynoldszahl zu einem verzögerten Beginn des Grenzschichtübergangs führen kann und daher ein recht genaues Modell für Übergänge von laminar zu turbulent darstellt.

Auch für den $k\text{-}\dot{\gamma}$ -Ansatz wurde ein RNG-Modell gewählt, da es gegenüber dem Standardmodell, bei dem die Strömungsmerkmale starke Stromlinienkrümmungen, Wirbel und Rotation umfassen, erhebliche Verbesserungen aufweist. Dieses Modell würde wahrscheinlich die beste Schätzung für eine starke Wirbelströmung liefern, während der vorliegende Brenner einen mäßigen

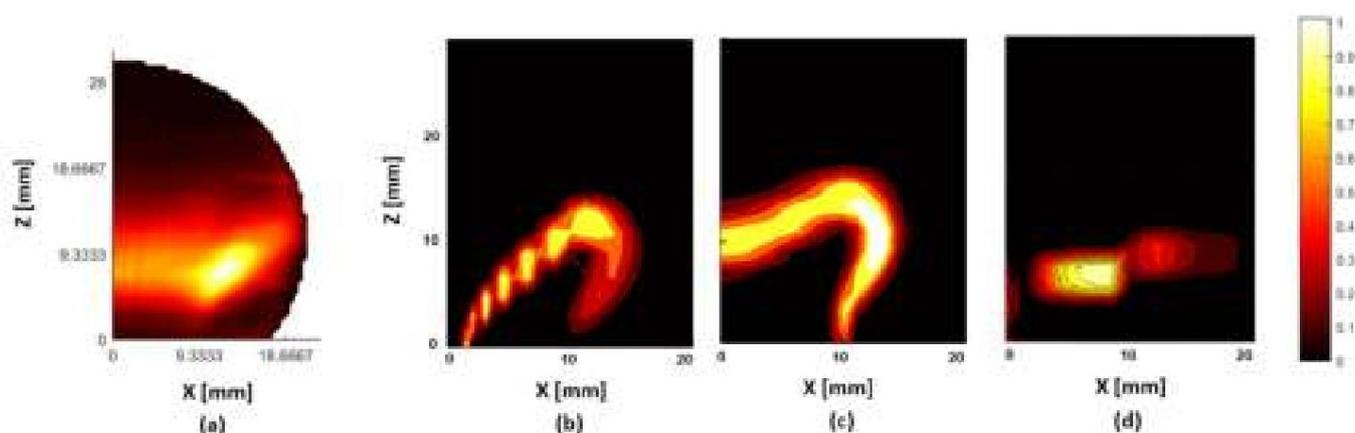


Abbildung 12. Vergleichendes Wärmefreisetzungsprofil des Flusses für (a) OH*-Chemilumineszenz-Experimente, (b) FGM vorgemischt mit RNG $k-\gamma$, (c) FGM vorgemischt mit $k-\gamma$ und (d) LES.

In der numerischen Formulierung des FGM-Modells werden dem Gemischanteil eine Fortschrittsvariable und ihre Varianzen hinzugefügt. Diese einbezogenen Parameter können die Position der Flamme in den Zahlen beeinflussen. Es ist bemerkenswert, dass das gleiche RANS-Verfahren, das auf einen nicht begrenzten Brenner angewendet wurde, zu viel höheren Temperaturwerten führte (siehe Artikel von Farisco et al. [12]). Dieses Ergebnis könnte darauf zurückzuführen sein, dass der Löser nicht in der Lage war, eine ausreichende Einbringung frischer Umgebungsluft, die das Gemisch in einer nicht begrenzten Konfiguration abkühlt, korrekt zu simulieren.

Die Abbildungen 13 und 14 zeigen die axialen und tangentialen Geschwindigkeitsprofile und Stromlinien für die Simulationen mit dem EDM und den drei in dieser Studie analysierten Turbulenzmodellen RNG $k-\gamma$, $k-\gamma$ und $k-\gamma$ SST mit geringen Reynolds-Korrekturen. Sowohl axiale als auch tangential Geschwindigkeitskomponenten werden ebenfalls angezeigt, da die Wirbelzahl vom Verhältnis dieser Parameter abhängt.

Abbildung 13 zeigt eine ähnliche axiale Geschwindigkeitsform für die Turbulenzmodelle $k-\gamma$ und SST mit höheren Gesamtwerten für das $k-\gamma$ -Modell. Das $k-\gamma$ -Modell weist den Kern der in Abbildung 13b hervorgehobenen Wirbelstruktur (C) auf, der sich im Vergleich zu den beiden anderen Turbulenzmodellen in größerem axialen Abstand vom Brennerausgang befindet. Dieses Verhalten unterstreicht das Abheben der Flamme im $k-\gamma$ -Modell.

In Abbildung 14 zeigen die Diagramme der Tangentialgeschwindigkeit keine signifikanten Unterschiede zwischen den verschiedenen Turbulenzmodellen und heben die negativen Geschwindigkeitswerte innerhalb der inneren Rückflusszone hervor.

Ein ähnlicher Trend für die axialen Geschwindigkeitskonturen wird in Abbildung 15 für das FGM-Vormisch-Flammenmodell mit mehreren untersuchten Turbulenzmodellen dargestellt. Die höchsten Geschwindigkeiten im FGM $k-\gamma$ werden im Vergleich zu Abbildung 13b weiter stromabwärts über $d = 15$ mm. Im Gegensatz dazu zeigen die anderen beiden Modelle die höchste Geschwindigkeit nahe der Brennerachse bis zu $d = 15$ mm. Dies führt zu niedrigeren Drallzahlen, die für die $k-\gamma$ - und SST-Modelle im Vergleich zu $k-\gamma$ ausgewertet werden. Die tangential Geschwindigkeitskomponente für das FGM-Modell wird weggelassen, da sie den gleichen Trend zeigt, der bereits in Abbildung 14 für das ED-Modell beobachtet wurde.

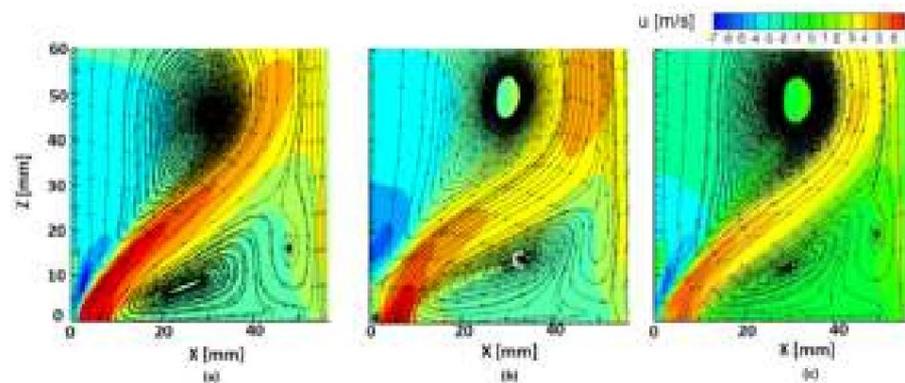


Abbildung 13. Strömungsvergleich – axiales Geschwindigkeitsprofil für das Verbrennungsmodell ED und verschiedene Turbulenzmodelle: (a) RNG $k-\gamma$, (b) $k-\gamma$ und (c) SST.

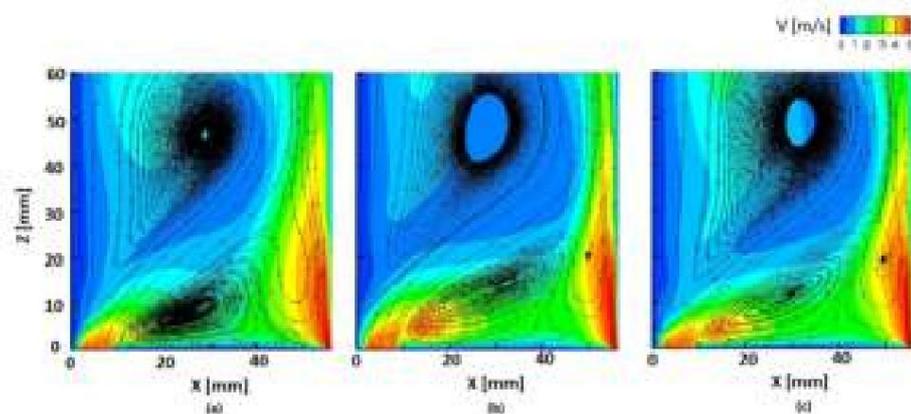


Abbildung 14. Strömungsvergleich – tangenciales Geschwindigkeitsprofil für das Verbrennungsmodell ED und verschiedene Turbulenzmodelle: (a) RNG $k-\gamma$, (b) $k-\gamma$ und (c) SST.

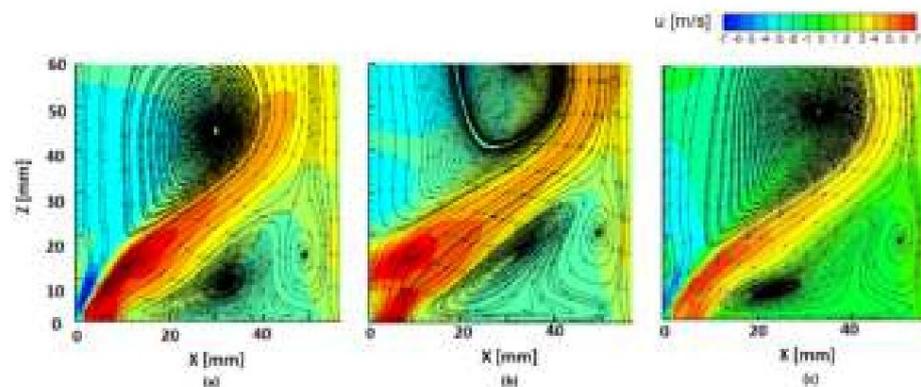


Abbildung 15. Strömungsvergleich – axiales Geschwindigkeitsprofil für FGM-Vormischung und verschiedene Turbulenzmodelle: (a) RNG $k-\gamma$, (b) $k-\gamma$ und (c) SST.

Abbildung 16 zeigt das Geschwindigkeits-Größenprofil für die Simulationen mit EDM und FGM. Abbildung 16a,b zeigt die Geschwindigkeits-Größenkontur für EDM mit RNG $k-\gamma$ und $k-\gamma$. Das SST-Turbulenzmodell wird derzeit vernachlässigt, da es eine Kombination der beiden zuvor genannten Modelle darstellt und seine Ergebnisse keine wesentlichen Unterschiede zu den anderen Modellen aufweisen.

Bei EDM mit sowohl $k-\gamma$ - als auch $k-\gamma$ -Modellen befindet sich die Hauptreaktionszone in der Nähe der Mittelachse entlang des Brennerausgangs. Dies lässt sich dadurch erklären, dass das ED-Modell auf dem schnellen Chemieansatz basiert, bei dem die Reaktion beginnt, wenn die Reaktanten in Kontakt kommen. Der Bereich mit den niedrigsten Geschwindigkeitswerten um die zentrale Brennerachse stellt

die innere Rückflusszone oder Wirbelzusammenbruchsregion. $k-\dot{\gamma}$ in Abbildung 16a weist im Bereich $d = 5\text{--}15\text{ mm}$ eine höhere Geschwindigkeitsgröße auf als $k-\dot{\gamma}$ in Abbildung 16b.

Abbildung 16c,d zeigt die absolute Geschwindigkeitskontur für das FGM-Modell, ebenfalls mit $k-\dot{\gamma}$ und $k-\dot{\gamma}$. Das $k-\dot{\gamma}$ -Modell weist auf ein ähnliches Verhalten für beide Verbrennungsmodelle ED und FGM hin. Das $k-\dot{\gamma}$ -Modell unterstreicht bei FGM eine breitere Hauptreaktionszone in größerer axialer Entfernung (im Bereich zwischen $d = 10\text{--}25\text{ mm}$), die sich bis zur Brennerachse in Abbildung 16d erstreckt. FGM mit $k-\dot{\gamma}$ zeigt auch den Kern der Wirbelstruktur (C), der im Vergleich zu den anderen Fällen in größerer axialer Entfernung vom Brennerausgang liegt. Es lässt sich deutlich erkennen, dass die Simulationen eine Strömung vom Typ II gemäß der Nomenklatur der International Flame Research Foundation zeigen, mit Stabilisierung an der inneren Rezirkulation, die eine V-förmige oder M-förmige Ausdehnung der Flamme mit einem Winkel von 45° erzeugt. Abbildung 11 aus der Studie von [19] zeigt auch die unterschiedlichen Strömungsarten, die in der in diesem Dokument analysierten begrenzten Brennkammer im Vergleich zu einem unbegrenzten Fall beobachtet wurden. Diese Ergebnisse wurden mittels Density Tagging Velocimetry (DVT) erzielt und zeigen den Unterschied in der inneren Rückströmung zwischen der in diesem Artikel analysierten begrenzten Flamme und der unbeschränkten Flamme. Wir beobachten, dass die begrenzte Flamme eine stärkere innere Rückströmungszone aufweist als die unbeschränkte Flamme. Diese Art von Strömung wurde bereits in Abbildung 12a beobachtet, wo die Position der Wärmefreisetzung auch eine Ausdehnung der Flamme mit einem Winkel von etwa 40° unterstreicht.

Sowohl Experimente als auch Simulationen zeigen im vorliegenden begrenzten Fall eine Strömung vom Typ II mit Stabilisierung an der inneren Rückführung.

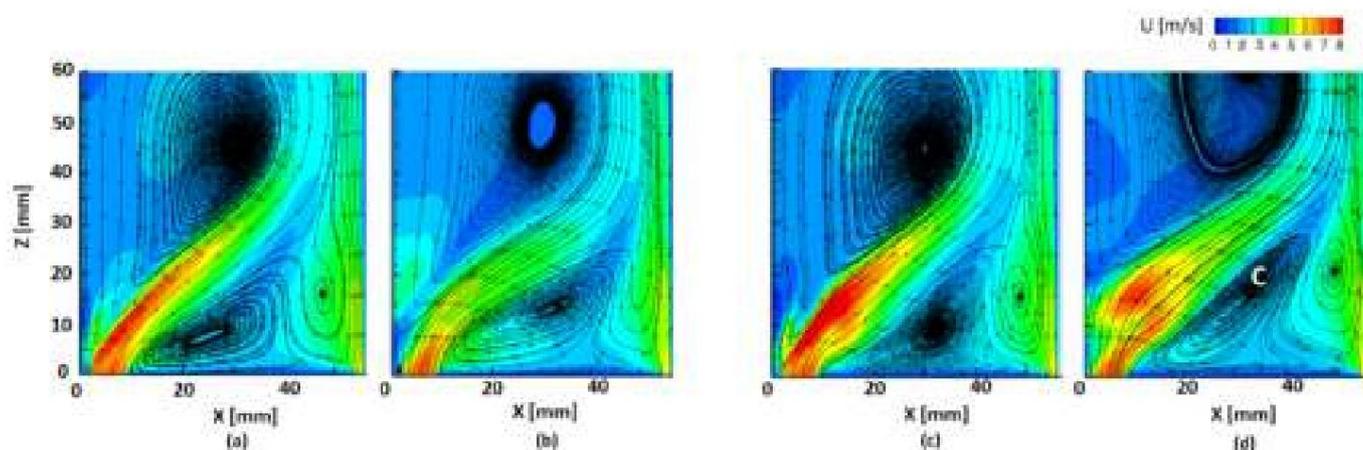


Abbildung 16. Geschwindigkeits-/Größenprofil für das Verbrennungsmodell ED mit (a) RNG $k-\dot{\gamma}$, (b) $k-\dot{\gamma}$ und FGM mit (c) RNG $k-\dot{\gamma}$ und (d) $k-\dot{\gamma}$.

7. Schlussfolgerungen

Der kommerzielle CFD-Code ANSYS Fluent wird in dieser Untersuchung verwendet, um eine Brennkammerkonfiguration mit eingeschränkter Wirbelstabilisierung zu analysieren. Mehrere verschiedene Turbulenz- und Verbrennungsmodelle wurden verglichen und die numerischen Ergebnisse anhand verfügbarer experimenteller Daten validiert. Die vorliegende Studie stellt eine Folgearbeit der Arbeit von Farisco et al. [12] dar, in der das gleiche numerische RANS-Verfahren auf eine andere, nicht eingeschränkte Brennkammer angewendet wurde. In diesem Fall waren keine Turbulenz- und Verbrennungsmodelle in der Lage, die Art der Strömung und den Stabilisierungsmodus der Flamme korrekt vorherzusagen, und die vorhergesagten Temperaturwerte waren im Vergleich zu den Experimenten zu hoch.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine bessere Übereinstimmung gefunden. Stationäre und instationäre Berechnungen wurden durchgeführt, um die Leistung des Verbrennungsmodells durch Untersuchung von Temperatur- und Wärmefreisetzungprofilen zu validieren. Das ED-Modell sagt voraus, dass der Hauptreaktionsbereich näher am Brennerausgang liegt, und dies wird durch den Ansatz der unendlich schnellen Chemie erklärt, der diesem Verbrennungsmodell zugrunde liegt. Das gleiche Ergebnis wird auch durch die in [12] gezeigten Ergebnisse für die unbeschränkte Brennergeometrie bestätigt.

Die bemerkenswerte Verbesserung im Vergleich zur vorherigen Analyse in [12] wurde gefunden für die Kopplung des Verbrennungsmodells FGM mit dem $k\text{-}\tilde{\nu}$ -Turbulenzmodell, das den Drall entlang der gesamten axialen Richtung zu erhalten, was zu einer genauen Annäherung führt der experimentellen Werte.

Dieser RANS-Ansatz und insbesondere die LES-Ergebnisse erwiesen sich als die genauesten Übereinstimmung hinsichtlich Temperatur und Wärmefreisetzungsprofilform mit den Experimenten. Das gleiche RANS-Verfahren, angewandt auf den vorherigen, ähnlichen, aber nicht eingeeengten Brenner, führte zu in viel höheren Temperaturwerten, was zu der Schlussfolgerung führt, dass der Löser nicht in der Lage ist, simulieren korrekt eine ausreichende Einströmung von frischer Umgebungsluft, die die Verbrennungsgase abkühlt. Stattdessen konnten in dieser Studie sowohl RANS als auch insbesondere die transienten Simulationen

Sagen Sie die wichtigsten Verbrennungsmerkmale für den aktuell analysierten geschlossenen Brenner voraus. In einer Folgestudie wird untersucht, wie die

Effekt der Rückströmung am Ausgang der Brennkammer in den Simulationen.

Aus diesem Grund werden als nächstes verschiedene Randbedingungen am Brennkammeraustritt getestet. Darüber hinaus Eine akustische Analyse der Schwingungen, die die Flamme und das Strömungsfeld beeinflussen, sollte mit einer genaueren Methode durchgeführt.

Autorenbeiträge: Konzeptualisierung, FF, JW, WS und LC; Methodik, LC, FF, WS und JW; Software, LC und FF; Validierung, FF, LC, WS und JW; formale Analyse, LC und FF; Untersuchung, LC und FF; Ressourcen, WS; Datenkuratierung, FF und LC; Schreiben – Originalentwurf Vorbereitung, FF; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, FF, WS, JW und LC; Visualisierung, FF, WS, JW und LC; Supervision, WS und JW; Projektadministration, WS, JW und FF; Mittelakquise, JW Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Das Projekt ist ein Lead-Agency DA-CH Projekt in Kooperation mit der Universität Graz Technologie, Österreich und der Technischen Universität Dresden, Deutschland, und wurde von der österreichischen geförderte Wissenschaftsfonds FWF im Rahmen der Fördernummer FWF-I2544-N30. Open Access Förderung durch den österreichischen Förderfonds (FWF).

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass kein Interessenkonflikt besteht. Die Geldgeber waren nicht an der Gestaltung beteiligt der Studie; bei der Sammlung, Analyse oder Interpretation von Daten; beim Verfassen des Manuskripts; oder an der Entscheidung zur Veröffentlichung der Ergebnisse beteiligt.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

D	Flammenlänge über Brennerausgang (mm)
D	Brenneraustrittsdurchmesser (mm)
fD	Frequenzverschiebung des Laserlichts (Hz)
U	Geschwindigkeitsbetrag (m/s)
U _{ax}	Axiale Geschwindigkeitskomponente (m/s)
V	Tangentiale Geschwindigkeitskomponente (m/s)
$\tilde{\nu}$	Luft/Kraftstoff-Verhältnis (-)
$\tilde{\nu}$	Äquivalenzverhältnis (-)
CFD	Numerische Strömungsmechanik
DES	Simulation losgelöster Wirbel
DLE	Trocken-geringe Emission
TUN	Diskrete Ordinaten
ED	Wirbeldissipation
FGM	Flamelet-generierte Mannigfaltigkeit
FM-DGV	Frequenzmodulierte Doppler-Global-Velocimetry
IRZ	Innere Umwälzzone
LES	Large-Eddy-Simulation
LIV	Laser-Interferometrische Vibrometrie
ORZ	Äußere Rezirkulationszone
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
PIV	Particle Image Velocimetry

SCHNELL	Quadratische Upstream-Interpolation für konvektive Kinematik;
RANS	Navier–Stoke-Durchschnittswert nach Reynolds
SAS	Skalierbare adaptive Simulation
SLF	Stabile laminare Flamme

Verweise

- Lucca-Negro, O.; O'Doherty, T. Vortex-Zusammenbruch: Eine Übersicht. *Prog. Energy Combust. Sci.* **2001**, *27*, 431–481. [\[CrossRef\]](#)
- Huang, Y.; Yang, V. Dynamik und Stabilität der mager vorgemischten, drallstabilisierten Verbrennung. *Prog. Energy Combust. Sci.* **2009**, *35*, 293–364. [\[CrossRef\]](#)
- Schuermans, BB; Guethel, HF; Pennell, D.; Guyot, D.; Paschereit, DO Thermoakustische Modellierung einer Gasturbine mittels Transfer Funktionen gemessen unter vollem Motordruck. *J. Eng. Gas Turbines Power* **2010**, *132*, 111503. [\[CrossRef\]](#)
- Peterleithner, J.; Marn, A.; Woisetschläger, J. Interferometrische Untersuchung der Thermoakustik in einer wirbelstabilisierten Methanflamme. In *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*; GT2015-42743; ASME Turbo Expo: Montreal, QC, Kanada, 15.–19. Juni 2015.
- Sattelmayer, T.; Polifke, W. Bewertung von Methoden zur Berechnung der linearen Stabilität von Brennkammern. *Combust. Sci. Technol.* **2003**, *175*, 453–476. [\[CrossRef\]](#)
- Lauer, MRW Bestimmung der Wärmefreisetzungsverteilung in turbulenten Flammen mittels Chemilumineszenzbildgebung. Dissertation, Technische Universität München, München, Deutschland, 2011.
- Peterleithner, J.; Stadlmair, NV; Woisetschläger, J.; Sattelmayer, T. Analyse gemessener Flammenübertragungsfunktionen mit örtlich aufgelösten Dichtefluktuationen und OH-Chemilumineszenzdaten. *J. Eng. Gas Turbines Power* **2016**, *138*, 031504. [\[CrossRef\]](#)
- Peterleithner, J.; Basso, R.; Heitmeir, F.; Woisetschläger, J.; Schlüssler, R.; Czarske, J.; Fischer, A. Vergleich von Flammenübertragungsfunktionen, ermittelt durch Chemilumineszenz und Dichtefluktuation. In *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*; GT2016-57485; ASME Turbo Expo: Seoul, Korea, 13.–17. Juni 2016.
- Balachandran, R.; Ayoola, BO; Kaminski, C.; Dowling, AP; Mastorakos, E. Experimentelle Untersuchung der nichtlinearen Reaktion turbulenter vorgemischter Flammen auf auferlegte Einlassgeschwindigkeitsschwankungen. *Combust. Flame* **2005**, *143*, 37–55. [\[CrossRef\]](#)
- Greiffenhagen, F.; Peterleithner, J.; Woisetschläger, J.; Fischer, A.; Gürtler, J.; Czarske, J. Diskussion der laserinterferometrischen Vibrometrie zur Bestimmung von Wärmefreisetzungs-schwankungen in einer unbeschränkten, drallstabilisierten Flamme. *Combust. Flame* **2018**, *201*, 315–327. [\[CrossRef\]](#)
- Greiffenhagen, F.; Woisetschläger, J.; Gürtler, J.; Kuschmierz, R.; Czarske, J. Kamerabasierte vollflächige laserinterferometrische Vibrometrie zur Verbrennungsdiagnostik. In *Proceedings des 19. Internationalen Symposiums zur Anwendung von Laser- und Bildgebungstechniken in der Strömungsmechanik*, Lissabon, Portugal, 16.–19. Juli 2018.
- Farisco, F.; Notsch, P.; Prieler, R.; Greiffenhagen, F.; Woisetschläger, J.; Heitmeir, F.; Hochenauer, C. Numerische Untersuchung eines drallstabilisierten Methanbrenners und Validierung mit experimentellen Daten. In *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*; GT2019-90452; ASME Turbo Expo: Phoenix, AZ, USA, 17.–21. Juni 2019.
- Abou-Taouk, A.; Whiddon, R.; Sigfrid, IR; Eriksson, LE CFD-Untersuchung eines drallstabilisierten Flexi-Fuel-Brenners mit Methan-Luft-Gemisch für Gasturbinen. In *Proceedings der Konferenz ISABE, Göteborg, Schweden*, 12.–16. September 2011; S. 2011–2122.
- Hatzia Apostolou, A.; Orfanoudakis, NG; Koukou, MK; Raptis, G. CFD-Modellierung der wirbelstabilisierten Flamme, die von einem Laborbrenner erzeugt wird. Auswahl des Turbulenzmodells. In *Proceedings der 4. WSEAS International Conference on Heat Transfer, Thermal Engineering and Environment*, Elounda, Griechenland, 21.–23. August 2006; Seiten 83–88.
- Van Oijen, JA; Donini, A.; Bastiaans, RJM; zehh Thije Boonkkamp, JHM; de Goey, LPH Modernste Modellierung der vorgemischten Verbrennung unter Verwendung von Flamelet-verteiltern Verteilern. *Prog. Energieverbrennung. Wissenschaft.* **2016**, *57*, 30–74. [\[CrossRef\]](#)
- Puggelli, S.; Bertini, D.; Mazzei, L.; Andreini, A. Skalenadaptive Simulationen einer drallstabilisierten Sprühflamme mit Flamelet Generierte Mannigfaltigkeit. *Energy Procedia* **2016**, *101*, 1143–1150. [\[CrossRef\]](#)
- Magnussen, BF; Hjertager, BH Über die mathematische Modellierung turbulenter Verbrennung mit besonderem Schwerpunkt auf Rußbildung und Verbrennung. In *Symposium (International) on Combustion*; Elsevier: Amsterdam, Niederlande, 1977; Band 16, Seiten 719–729.
- Peters, N. Laminare Diffusions-Flammenmodelle bei nicht vorgemischter turbulenter Verbrennung. *Prog. Energy Combust. Sci.* **1984**, *10*, 319–339. [\[Querverweis\]](#)
- Greiffenhagen, J.; Woisetschläger, A.; Gürtler, J.; Czarske, J. Quantitative Messung von Dichteschwankungen mit einem vollflächigen laserinterferometrischen Vibrometer. *Exp. Fluids* **2020**, *61*, 1–15.
- Candel, S.; Durox, D.; Schuller, T.; Bourgoignie, J.; Moeck, JP Dynamik wirbelnder Flammen. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **2014**, *46*, 147–173. [\[CrossRef\]](#)
- Yiheng, T. Experimentelle und numerische Untersuchungen von durch Wirbelströmung und Bluff-Body stabilisierten Flammen: Flammenstrukturen und Flammeninstabilitäten. Dissertation, Universität Lund, Lund, Schweden, Oktober 2017.
- Bompelly, RK Lean Blowout und seine robuste Sensorik. Dissertation, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA, USA, Mai 2013.
- ANSYS. Kurzanleitung zum Einrichten von LES-Simulationen; ANSYS FLUENT Version 1.4; Vorbereitet und zusammengestellt von Aleksey Gerassimow; ANSYS Sweden AB: Stockholm, Schweden, 2016.
- ANSYS. ANSYS FLUENT Theoriehandbuch; ANSYS FLUENT Version 14.5; ANSYS: Canonsburg, PA, USA, 2012.

25. Tanneberger, T.; Reichel, TG; Krüger, O.; Terhaar, S.; Paschereit, CO Numerische Untersuchung des Strömungsfelds und der Mischung in einem drallstabilisierten Brenner mit einem nicht wirbelnden Axialstrahl. In ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air; GT2015-43382; ASME Turbo Expo: Montreal, QC, Kanada, 15.–19. Juni 2015.
26. Westbrook, CK; Dryer, FL Vereinfachter Reaktionsmechanismus für die Oxidation von Kohlenwasserstoffbrennstoffen in Flammen. Combust. Sci. Technol. 1981, 27, 31–43. [\[CrossRef\]](#)
27. Smith, GP; Golden, DM; Frenklach, M.; Moriarty, NW; Eiteneer, B.; Goldenberg, MC; Bowman, T.; Hanson, RK; Song, S.; Gardiner, WC; et al. GRI-Mech. Online verfügbar: <http://www.me.berkeley.edu/grimech/> (abgerufen am 20. Januar 2021).
28. Hardalupas, Y.; Orain, M. Lokale Messungen der zeitabhängigen Wärmefreisetzungsrate und des Äquivalenzverhältnisses mit Chemilumineszenz-emittierende Emission einer Flamme. Combust. Flame 2004, 139, 188–207. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Transport wirbelnder Entropiewellen durch ein Axial † Turbinstator

Andrea Notaristefano und Paolo Gaetani *



Energieministerium, Politecnico di Milano, 20156 Mailand, Italien; andrea.notaristefano@polimi.it

* Korrespondenz: paolo.gaetani@polimi.it

† Dieses Dokument ist eine erweiterte Version unseres Beitrags zur 14. Europäischen Turbomaschinenkonferenz, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Der Transport von Entropiewellen und ihre Auswirkungen auf die Aerodynamik der Stufe sind noch offene Fragen. Dieser Artikel zeigt die Ergebnisse einer experimentellen Kampagne, die sich auf die Advektion wirbelnder Entropiewellen durch einen axialen Turbinenstator konzentriert. Ziel der Forschung ist es, die aerodynamischen Auswirkungen der wirbelnden Entropiewellen auf die erste Düse zu quantifizieren und ihren Transport zu charakterisieren. Die Störung wird durch einen neuartigen Entropiewellengenerator erzeugt, der eine breite Palette unterschiedlicher Injektionsparameter gewährleistet. Das Gerät injiziert die Störung axial, vier verschiedene Taktpositionen werden untersucht. Messungen zeigen eine starke Temperaturdämpfung der wirbelnden Entropiewelle am Statorauslass. Der Ort mit hoher Temperatur ändert sich mit der Injektionsposition infolge der unterschiedlichen Interaktion mit den sekundären Statorströmungen. Abhängig von der Injektionsposition wird das aerodynamische Strömungsfeld durch das injizierte Wirbelprofil stark gestört, stattdessen ist der Effekt der Entropiewelle vernachlässigbar.

Schlüsselwörter: Entropiewelle; wirbelnde Entropiewelle; Wechselwirkung zwischen Brennkammer und Turbine; Stator; Hochdruckturbine



Zitat: Notaristefano, A.; Gaetani, P. Transport wirbelnder Entropiewellen durch einen

Axialturbinenstator. *Int. J. Turbomach.*

Propuls.

Power 2021, 6, 45. [https://doi.org/10.3390/](https://doi.org/10.3390/ijtp6040045)

ijtp6040045

Wissenschaftlicher Redakteur: Marcello Manna

Empfangen: 24. Mai 2021

Akzeptiert: 19. November 2021

Veröffentlicht: 26. November 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

([https://creativecommons.org/licenses/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

by-nc-nd/4.0/).

1. Einleitung

Die Wechselwirkung zwischen Brennkammer und Turbine ist ein Forschungsthema, das weiter untersucht werden muss, um alle damit verbundenen Phänomene zu verstehen. Bei Flugzeugtriebwerken erfordern die strengen Anforderungen zur Minimierung des Kraftstoffverbrauchs eine umfassende Kenntnis der Strömungsphysik, um das Design zu verbessern. Daher können die Auswirkungen der Wechselwirkung zwischen Brennkammer und Turbine nicht vernachlässigt werden. Moderne Magerbrennkammern sind durch eine instationäre Wärmefreisetzungsrate gekennzeichnet, die in Kombination mit einer starken Wirbelbewegung erhebliche Geschwindigkeits- und Temperaturungleichmäßigkeiten erzeugt [1,2]. Letztere bestehen in Temperaturstörungen, die als heißer Streifen oder Entropiewelle (EW) bezeichnet werden, je nachdem, ob sie stationär oder instationär sind. Die in der Brennkammer erzeugten Ungleichmäßigkeiten werden unter Beibehaltung ihrer Intensität und Stärke zur Turbine hin advektiert, wie Untersuchungen von [3,4] gezeigt haben. Die Einbringung der oben genannten Störungen in die 1. Turbinenstufe erzeugt erhebliche Probleme, die von den Turbinenkonstrukteuren berücksichtigt werden müssen. Erstens wird das aerodynamische Strömungsfeld stark durch das Wirbelprofil [5,6] und Temperaturstörungen [7] beeinflusst. Eine direkte Auswirkung des veränderten aerothermischen Feldes betrifft den Wärmeübergang an den Schaufelblättern [6,8], der erheblich verändert wird. Daher müssen bei der Auslegung der Schaufelkühlung die Ungleichmäßigkeiten der Brennkammer berücksichtigt werden. Schließlich trägt die Beschleunigung der

Obwohl es mehrere Arbeiten gibt, die die Wirkung der Injektion von Wirbelprofilen [10], Heißstreifen [11,12] und Entropiewellen [13,14] präsentierten und diskutierten, gibt es nach Kenntnis der Autoren keine veröffentlichten experimentellen Studien, die die Wirkungen eines Wirbelprofils und einer instationären Temperaturstörung (EW) in einer ringförmigen Turbinenkaskade kombinieren. Die einzige experimentelle Kampagne, die der vorliegenden nahe kommt, v

und es basiert auf dem von Adams et al. [15] entwickelten Brennkammersimulator : Diese Kampagne kombiniert die Erzeugung eines Drallprofils mit einer stationären Temperaturstörung. Einer Computerstudie von Khanal et al. [17] zufolge führt eine Überlagerung der isolierten Fälle, bei der entweder ein Wirbelprofil oder eine Temperaturstörung berücksichtigt wird, zu irreführenden Ergebnissen. Daher sollten sie zusammen betrachtet werden, da ihre Effekte stark nichtlinear sind.

In dieser Arbeit wird eine experimentelle Studie der Wechselwirkung zwischen Brennkammer und Turbine auf dem Turbinenprüfstand des Politecnico di Milano durchgeführt. Der Prüfstand ist mit einem neu entwickelten Brennkammersimulator ausgestattet, der in der Lage ist, für Motoren repräsentative Turbineneinlassbedingungen zu reproduzieren, indem er die Erzeugung eines Wirbelprofils und EWs kombiniert. Die Auslassbedingungen am ersten Stator werden eingehend analysiert und die Ergebnisse gezeigt. Stationäre aerodynamische Messungen werden mit einer 5-Loch-Drucksonde durchgeführt, während ein schnell ansprechendes Mikrothermoelement vom Typ S verwendet wird, um das instationäre Temperaturfeld zu charakterisieren. Der Brennkammersimulator wird azimuthal bewegt, um die Störung an vier verschiedenen relativen Statorpositionen einzuspeisen, d. h. an der Vorderkante, in der Mitte der Steigung, auf der Saugseite und der Druckseite. Darüber hinaus wird die Entropiewelle bei zwei verschiedenen Frequenzen eingespeist, d. h. 10 und 110 Hz, die als die repräsentativsten ausgewählt wurden. Bei diesen Frequenzen beträgt das Verhältnis von Spitze zu mittlerer Strömungstemperatur ungefähr 1,3 bei 10 Hz und 1,08 bei 110 Hz. Diese Werte sind vergleichbar mit anderen Arbeiten [3,18,19], in denen Modelle zur Vorhersage der EW-Dispersion entwickelt wurden. Diese Autoren stimmen darin überein, dass die EW-Dissipation durch Diffusion und Dispersion im Kanal vom Brenner zum Turbineneinlass umso höher ist, je höher die Frequenz ist. Daher ist zu erwarten, dass eine EW am Turbineneinlass nur bei niedrigen Frequenzen eine signifikante Größe ist.

Die Geometrie des Brennkammersimulators erlaubt die Durchführung von Experimenten, bei denen nur ein Wirbelprofil eingespeist wird, während die Isolierung der Entropiewelle nicht möglich ist. Daher wird auch der erste Fall untersucht. Zum Vergleich wird im letzten Fall die einheitliche Situation betrachtet, in der weder ein Wirbelprofil noch eine Entropiewelle eingespeist werden.

Nach einer kurzen Beschreibung des Prüfstands und des EWG werden die Messtechniken vorgestellt. Die Hauptmerkmale der Einlassstörung werden gezeigt und abschließend werden die Messungen am Statorauslass besprochen.

2. Materialien und Methoden

2.1. Prüfstand und Entropiewellengenerator

Die Versuchskampagne wurde auf dem Hochgeschwindigkeits-Teststand mit geschlossenem Kreislauf im Labor für Strömungsmaschinen (Politecnico di Milano, Mailand, Italien) durchgeführt. Ein Kreiselpressor speist den Kreislauf, wodurch die Massenstromrate und die Turbineneinlassbedingungen eingestellt werden können. Zwischen dem Kompressor und der Turbine befindet sich ein Kühler zur Steuerung der Turbineneinlassströmungsbedingungen. Die Turbine ist einstufig und repräsentativ für eine Hochdruckturbinenstufe. Abbildung 1A zeigt eine Meridionalansicht des Turbinenteststands. Die Schaufelwörter haben eine geringe Geometrie, die dem Prüfstand finden sich bei Gaetani et al. [21].

Die in diesem Dokument analysierten Betriebsbedingungen nutzen ein Expansionsverhältnis von 1,4, was bedeutet, dass in der gesamten Stufe Unterschallbedingungen herrschen. Die Mach-Zahl am Statorauslass in der Mitte liegt nahe bei 0,6 bei einer Reynoldszahl von 9×10^5 basierend auf der Statortiefe; die durchschnittliche relative Mach-Zahl am Rotorauslass beträgt 0,45 bei einer Reynoldszahl von 5×10^5 basierend auf der Rotortiefe. Die Aerodynamik der Turbine unter diesen Bedingungen ist aufgrund umfangreicher früherer Studien gut bekannt [21]. Die wichtigsten Parameter der Betriebsbedingungen und die Schaufelgeometrie sind in Tabelle 1 aufgeführt.

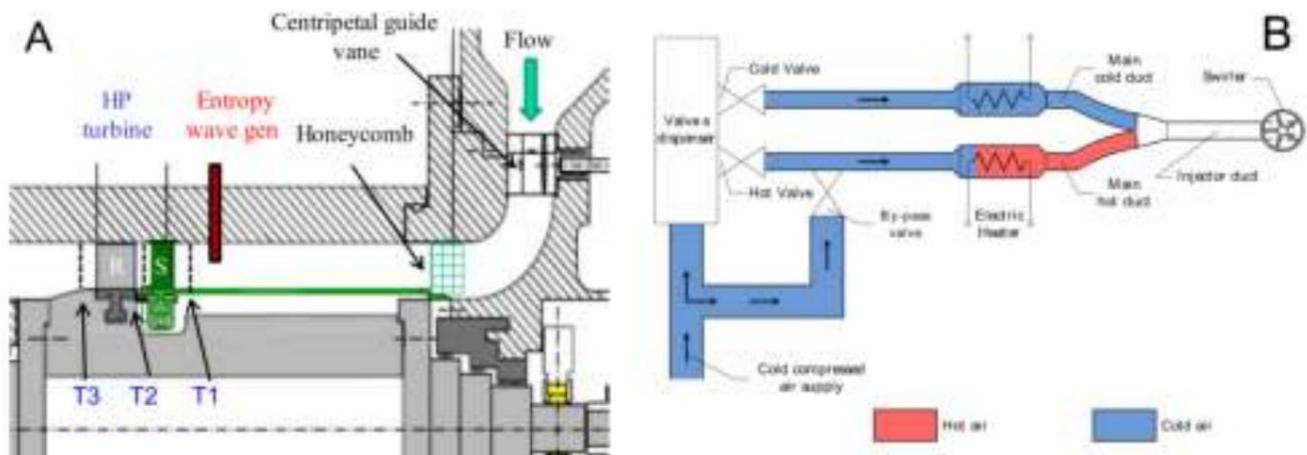


Abbildung 1. Meridionale Ansicht der Turbine (A) und EWG-Layout (B).

Tabelle 1. Turbinengeometrie und Betriebsbedingungen.

Betrieb Zustand	\dot{y}	n (U/min)	m (kg/s)	TT, in(K)
	1.4	7000	3,78	313
Geometrie	Hmm)	t/h	Dm (mm)	Spalt/Cx,v
	50	0,02	350	1,00
Klingenreihen	Nr.	\bar{y}	AR	$\bar{y}\bar{y}$
Schaufel	22	1.20	0,83	75,2
Rotor	25	1,25	0,91	115.3

Ein Brennkammersimulator, genannt Entropiewellengenerator (EWG), dargestellt in Abbildung 1B, wird vor dem Stator platziert, um Experimente zur Charakterisierung durchzuführen die Wechselwirkung zwischen Brennkammer und Turbine. Die EWG injiziert eine Entropiewelle (EW) in Strömungsrichtung Richtung durch einen speziell entwickelten Injektor. Ein am Injektor angebrachter Drallgenerator Der Auslass erzeugt ein Wirbelprofil, das sowohl die Hauptluft als auch teilweise die EW. Das Funktionsprinzip der EWG ist einfach: Zwei Kfz-Ventile versorgen abwechselnd zwei Kanäle, von denen einer mit einer elektrischen Heizung ausgestattet ist, um die durchströmende Luft zu erwärmen. Zwei Kanäle werden dann im Injektorkopf gekoppelt, der das EW in die Turbine einspritzt. Dies Die neuartige EWG, die ausführlich in [20] beschrieben wird, ermöglicht die Abstimmung verschiedener Parameter: der Ventile Frequenz, die der entsprechenden EW-Schwankungsfrequenz entspricht, der Ventilarbeitszyklus, die Zufuhrdruck und Heizleistung. Für jede Frequenz werden die oben genannten Parameter sind so eingestellt, dass sie die beste EW-Durchdringung im Hauptstrom und den höchsten Peak-to-Trough-Temperaturwert gewährleisten.

Aerodynamische Messungen werden mit nur drei EWG durchgeführt, um Einfachheit. Obwohl der Prüfstand elf Injektoren aufnehmen kann, ist einer von zwei Stator Bei Verwendung von drei EWG-Rotorblättern sind Messungen am mittleren Rotorblatt erforderlich, um erfüllen die azimutale Periodizität. Die EW wird in der Blattmitte an vier verschiedenen Umfangspositionen in Bezug auf die Statorschaufel (Abbildung 2): mittlere Steigung, führende Kante, Druckseite und Saugseite. Der Auslass des Injektors befindet sich 50 mm vor dem Stator Vorderkante, wie in Abbildung 2 dargestellt.

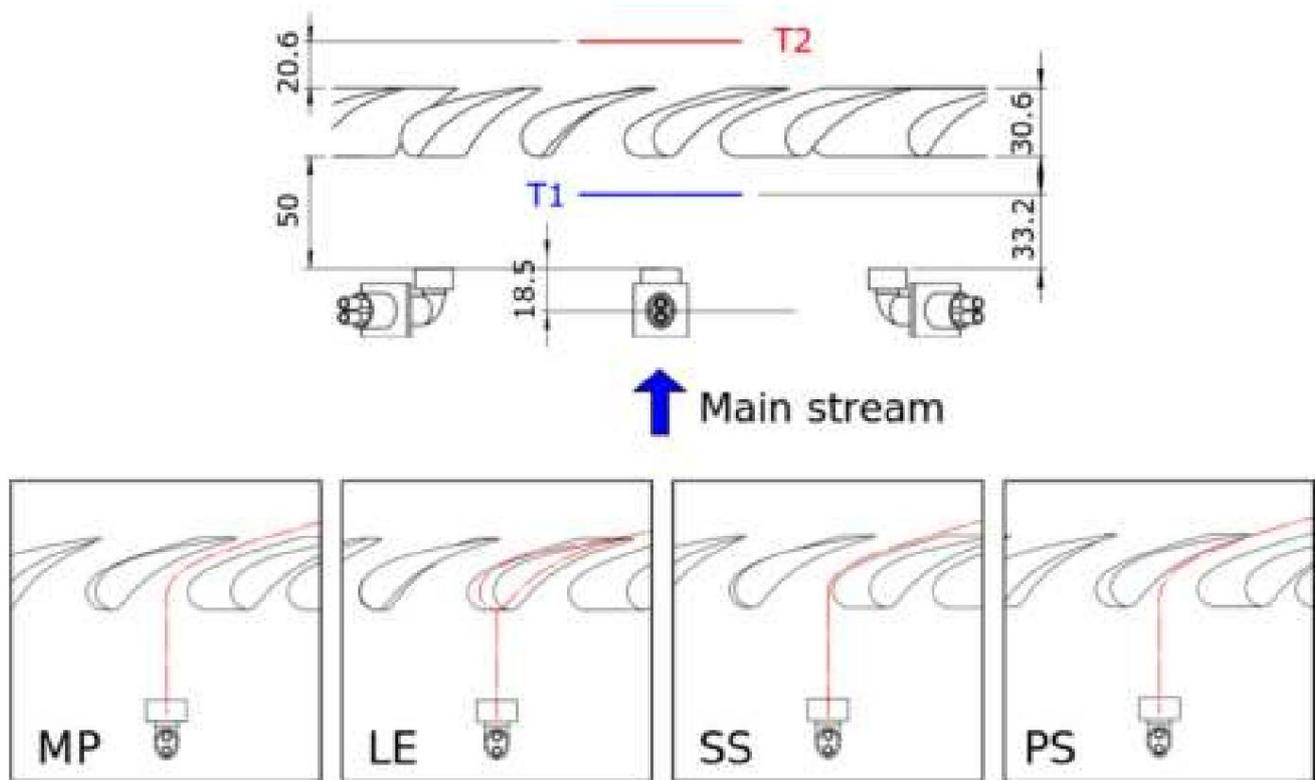


Abbildung 2. EWG-Aufbau. Oben: Hauptgeometrische Abstände. Unten: Injektionspositionen.

2.2. Messgeräte Dieser

Abschnitt ist in zwei Unterabschnitte gegliedert: Der erste beschreibt den Messaufbau der Turbine und des EWG, der zweite stellt die Sonden vor, die zur Charakterisierung des Strömungsfelds verwendet werden.

2.2.1. Turbinen- und EWG-Setup

Der Gesamtdruck am Turbineneinlass wird mit einer Gesamtdrucksonde mit einem Kopfdurchmesser von 0,5 mm und einer Unsicherheit von 60 Pa gemessen. Eine Einlass-Freistrom-Turbulenzintensität von 2,5 % wird mit einer Hitzdrahtsonde gemessen. Die Gesamttemperatur am Einlass wird mit einem Thermoelement vom Typ K gemessen. Am Rotorauslass gibt ein Thermoelement vom Typ T die Gesamttemperatur an, ein Druckmessumformer der Serie Kulite XT190 (Kulite, Leonia, NJ, USA) misst den statischen Druck. Ein Venturirohr gibt Informationen zum Massen

Die EWG ist vollständig instrumentiert, um ihre Strömungseigenschaften zu messen, die für Steuerungszwecke erforderlich sind. Ein Thermoelement vom Typ T misst die EWG-Zulufttemperatur und ein Kulite XT190-Druckmessumformer (Vollausschlag 50 psi) den Gesamtdruck. Eine kalibrierte Düse liefert Informationen über die Massenstromrate bei dem von einem Kulite XT190-Messumformer (Vollausschlag 10 psi) gemessenen Druckabfall. Die Heizerauslasstemperatur wird von einem Thermoelement vom Typ K gemessen: Dieser Wert wird zur Steuerung der Stromversorgung des Heizers verwendet. Um sicherzustellen, dass die Heizer ausgeschaltet werden, wenn keine Luft durchströmt, misst ein Kulite XT190 (Vollausschlag 50 psi) die Druckdifferenz zwischen dem Heizereinlassdruck und dem statischen Druck der Turbine. Ein Kulite XT190-Messumformer (Vollausschlag 10 psi) misst den Druck im Kaltkanal, der als Triggersignal zur Phasenmittelung der instationären Strömung verwendet wird. Bei Druckmessumformern beträgt die Unsicherheit 0,1 % über den gesamten Skalenbereich, während die Unsicherheit bei Thermoelementen 0,2 K beträgt.

2.2.2. Strömungsfeldmessungen

Zur Charakterisierung der Durchflussmengen werden mehrere Sonden verwendet. Diese sind auf einem Schrittmotor montiert, der die Messung in verschiedenen Spannen ermöglicht, anstatt des Stators

Der EWG-Ring wird synchron in Umfangsrichtung bewegt, um die Durchquerung abzuschließen. Das Messgitter deckt zwei Schaufeldurchgänge ab, also etwa $32,5^\circ$, um die volle Periodizität zu erreichen, wobei der Abstand des Brennkammersimulators doppelt so groß ist wie der des Stators. Vier verschiedene Positionen des EWG in Bezug auf den Stator werden analysiert (siehe Abbildung 2): 1.

LE: auf die Vorderkante des Stators ausgerichtet;
 2. PS: bei $1/3$ des Abstands nahe der Druckseite; 3. MP: bei mittlerem Abstand; 4. SS: bei $1/3$ des Abstands nahe der Saugseite.

Die Quersonden sind etwa bei $67,3\%$ der Statoraxialsehne stromabwärts der Statorhinterkante positioniert. Instationäre Temperaturmessungen werden mithilfe eines schnell reagierenden miniaturisierten S-Typ-Thermoelements mit einer Verbindungsgröße von $25\ \mu\text{m}$. Die Sonde wird in einem Ofen und in einem Stoßrohr kalibriert und weist eine Instrumentenantwort 1. Ordnung mit einer Zeitkonstante von $2,4\ \text{ms}$ auf. Temperaturmessungen werden unter Anwendung der Übertragungsfunktion kompensiert. Die erweiterte Unsicherheit dieser Sonde beträgt $\pm 0,3\ \text{K}$.

Das stationäre aerodynamische Strömungsfeld wird mit einer 5-Loch-Drucksonde gemessen, die ein 3D-Strömungsfeld rekonstruieren kann. Die Sonde hat einen Kopfdurchmesser von $1,4\ \text{mm}$ und wird in einer Referenzdüse im Bereich von $0,2$ bis $0,8$ Machzahlen kalibriert. Im Durchschnitt weist die Sonde eine Unsicherheit von $0,15\%$ für die Strömungswinkel, $80\ \text{Pa}$ für den Gesamtdruck und $40\ \text{Pa}$ für den statischen Druck auf. Eine detaillierte Analyse zur Bestimmung dieser Unsicherheiten findet sich in [22].

3. Ergebnisse und Diskussion

3.1. Erzeugte Störungen

In diesem Abschnitt wird die in den Stator eingespeiste Störung für die beiden interessierenden Frequenzen 10 und $110\ \text{Hz}$ charakterisiert. Diese sind die niedrigste bzw. höchste der fünf getesteten Frequenzen und werden als repräsentativ ausgewählt. Die vollständige Beurteilung des Strömungsfelds hinter der EWG findet sich in [20]. Für jede Frequenz kann die beste Kombination aus Speisedruck, Ventilarbeitszyklus und Heizleistung eingestellt werden, um die EW-Durchdringung und den Temperaturunterschied zwischen Spitze und Tal zu maximieren und gleichzeitig den gleichen gemittelten Impuls beizubehalten. Die Parameter, die sich aus der oben genannten Maximierung ergeben, finden sich in Tabelle 2 für die beiden interessierenden Frequenzen. Die erste der beiden Zahlen in der Zeile „Arbeitszyklus“ bezieht sich auf die Heißperiode, während sich die zweite auf die Kalteinspritzzeit bezieht, sodass die Ventile so moduliert werden

Tabelle 2. EWG-Injektionsparameter.

Frequenz (Hz)	10 Hz	110 Hz
Einschaltdauer	40–60	35–65
Förderdruck (barG)	1,2	0,7
Heizleistung (W)	600	600

Neben den Fällen „10 Hz“ und „110 Hz“ werden zur besseren Vergleichbarkeit und Analyse der Ergebnisse zwei weitere Fälle betrachtet: Im ersten („EWG aus“) ist der Injektor zwar untergebracht, die EWG ist jedoch ausgeschaltet, d. h. es wird nur das Wirbelprofil eingespritzt; im zweiten („Clean“) wird der gleichmäßige Zustand bei ausgebautem Injektor untersucht, sodass keine S

Abbildung 3 zeigt die gemessene Temperaturstörung, die durch die EWG erzeugt wird. Die mittleren Temperaturkonturen (Rahmen A und B) zeigen, dass die mittlere Temperatur für die beiden Frequenzen ähnlich ist, aber im Fall „110 Hz“ höher. Obwohl die EW in der Mitte der Spannweite eingespeist wird, transportiert die Wirbelbewegung die Temperaturstörung radial nach oben, deren Höhepunkt bei 65% der Flügelspannweite, $8\ \text{mm}$ über der Mitte der Spannweite, liegt. Wenn die Frequenz die mittlere Temperatur nicht wesentlich beeinflusst, ändert sie den Temperaturunterschied zwischen Spitze und Tal (Rahmen C und D) aufgrund des starken Mischprozesses, der bei hoher Frequenz stattfindet, dramatisch, wie in [20] erörtert. Insgesamt betragen die lokalen Spitzen-zu-Tal-Temperaturen $70\ \text{K}$ bei $10\ \text{Hz}$ und $25\ \text{K}$ bei $110\ \text{Hz}$. Das Spitzen-zu-Mitte

bei 10 Hz und 1,08 bei 110 Hz und sie sind vergleichbar mit anderen in der Literatur dokumentierten Brennkammersimulatoren [3,18,19].

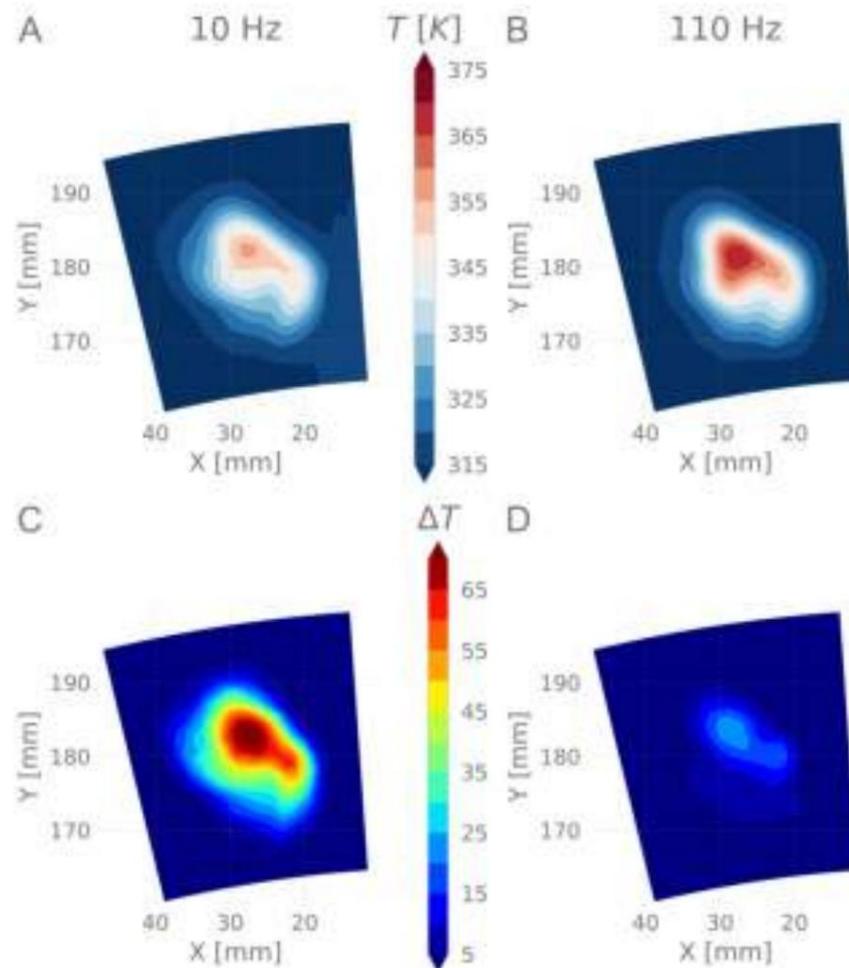


Abbildung 3. Von der EWG erstellte Störungsbewertung (Ebene T1). Konturdiagramme von: Gesamtemperatur in den Bildern (A,B); Temperaturwert von Spitze zu Tal in (C,D). (A,C) „10 Hz“-Fall; (B,D) „110 Hz“-Fall.

Das aerodynamische Strömungsfeld ist in Abbildung 4 dargestellt, wo die Gesamtdruckkonturen und die Geschwindigkeitsvektoren für die Fälle „10 Hz“, „EWG aus“ und „110 Hz“ gezeigt sind. Die Geschwindigkeitsvektoren verdeutlichen die Entstehung eines gut definierten Wirbels mit einer zentralen Rückflusszone, wie sie typisch für intensive Wirbelströmungen ist [23]. Die mithilfe der in [24] gezeigten Korrelation berechnete Drallzahl beträgt 0,6 und stimmt mit den Berechnungen auf Basis experimenteller Daten überein. Darüber hinaus weist der erzeugte Wirbel Drallwinkel von ca. $\pm 50^\circ$ auf. Die beiden Spitzen des Gesamtdrucks sind auf die heißen und kalten Strahlen zurückzuführen, die aus dem Injektor austreten und sich nicht vollständig mit der Hauptströmung vermischen. Diese Schlussfolgerung ergibt sich aus dem Vergleich der Fälle „10 Hz“ und „110 Hz“ mit „EWG aus“: Wenn die EWG funktioniert, weist der Gesamtdruck höhere Werte auf, als wenn nur die Hauptströmung verwirbelt wird. Die Ergebnisse aus Abbildung 4 stimmen mit Tabelle 2 überein: Der EW-Druck ist im Fall „10 Hz“ höher als im Fall „110 Hz“. Darüber hinaus zeigt ein Vergleich zwischen EW-Einspritzungen und „EWG aus“-Einspritzungen eine Stabilisierung und Verstärkung des Wirbels. Die Stabilisierung ist auf die axiale Einspritzung zurückzuführen, die die Rückströmung im Wirbelkern vermeidet oder zumindest verringert. Darüber hinaus erhöht die Einspritzung von EWs den Massenstrom, der im Wirbelgenerator umgewälzt wird, und erhöht so dessen Stärke.

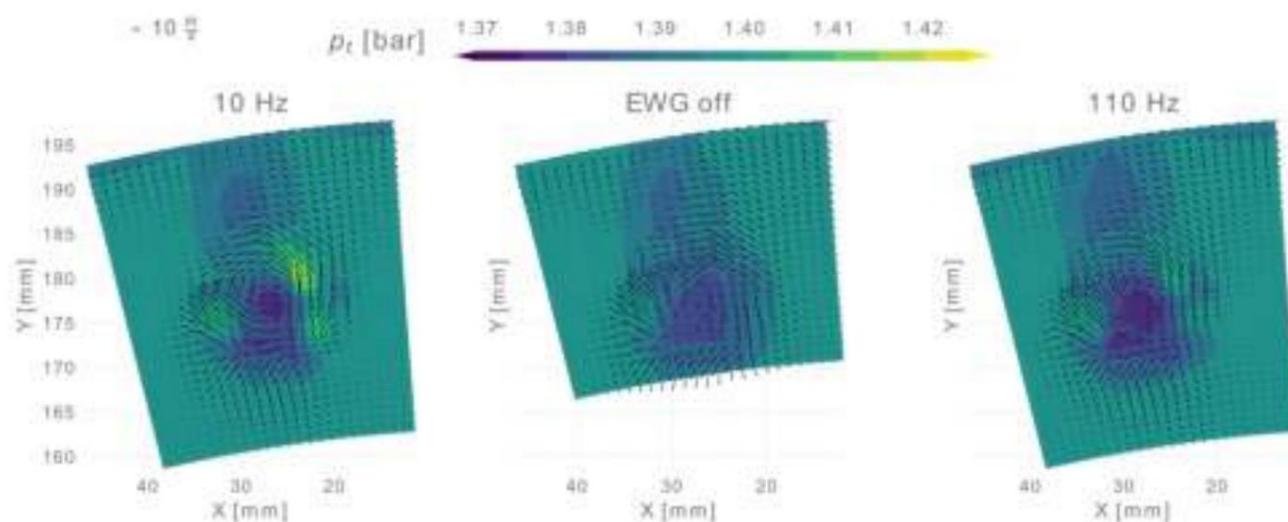


Abbildung 4. Von der EWG erzeugte Störungsbewertung (Ebene T1). Gesamtdruckfeld als Kontur und Geschwindigkeitsgrößen als Vektoren (von oben betrachtet). Von links nach rechts: Fälle „10 Hz“, „EWG aus“ und „110 Hz“.

Ein unvermeidbarer Nachteil des verwendeten Injektors ist schließlich der beträchtliche Nachlauf, der durch den Schaft erzeugt wird. Frühere Versuchskampagnen in einem Windkanal haben jedoch gezeigt, dass der Nachlauf an der Vorderkante des Stators vollständig absorbiert wird [20]. Die oben genannten Strömungseigenschaften des erzeugten Wirbels machen den erzeugten Wirbel also vergleichbar mit dem, was in der Literatur dokumentiert ist [16,17,25,26].

3.2. Nachgeschaltete Statormessungen

In diesem Abschnitt werden die Strömungsfeldmessungen hinter dem Stator gezeigt und erläutert. Der Abschnitt ist in Unterabschnitte unterteilt, von denen jeder die mit einer anderen Sonde erzielten Ergebnisse zeigt. Ziel ist die Untersuchung der EW-Advektion und -Dissipation durch den Stator. Um die volle Periodizität zu erhalten, werden die Werte über zwei Statorteilungen gemittelt.

3.2.1. 5-Loch Drucksonde

Der 5-Loch-Druck misst das stationäre Strömungsfeld, das den Stator verlässt. Die Messungen ermöglichen die Berechnung eines Gesamtdruckverlustkoeffizienten, der wie folgt definiert ist:

$$\gamma_{\text{Verlust}} = \frac{p_{t,U} - p_t}{p_t - p_s} \quad (1)$$

wobei p_t und p_s der lokale Gesamt- bzw. statische Druck sind, der von der 5-Loch-Sonde gemessen wird. $p_{t,U}$ ist der durchschnittliche Gesamtdruck vor der Turbine und ist in allen 4 Fällen gleich, gemessen vor der EWG. Bitte beachten Sie, dass der Gesamtdruckverlust über die EWG im Verhältnis zum Gesamtdruckniveau vernachlässigbar ist.

Abbildung 5 zeigt den umfangsmäßigen Massenverlustkoeffizienten für die vier Statortaktpositionen und die verschiedenen Einspritzfälle. Insbesondere bezieht sich der als „Saubere“ bezeichnete Zustand auf ein gleichmäßiges Einlassströmungsfeld, während im Fall „EWG aus“ die EWG zwar vorhanden ist, die EW jedoch nicht eingespritzt wird. Tabelle 3 fasst die Ergebnisse zusammen und hebt den umfangsmäßigen Massenverlustkoeffizienten hervor.

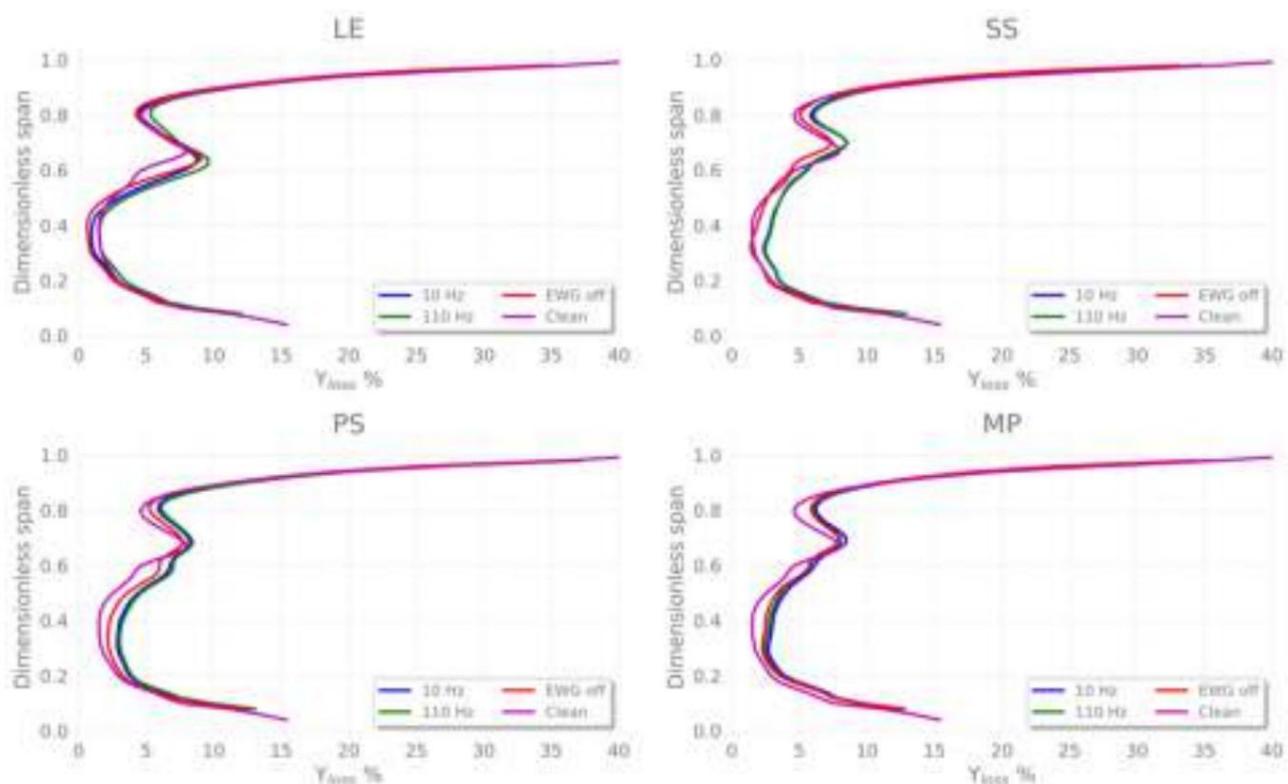


Abbildung 5. Umfangsmassendurchschnittsverlustkoeffizient hinter dem Stator (Ebene T2) an verschiedenen Einspritzpositionen. Die Messungen werden mit ausgeschalteter EWG („EWG aus“), Einspritzungen von EW bei 10 und 110 Hz („10 Hz“ bzw. „110 Hz“) und ohne EWG unter Ausnutzung gleichmäßiger Einlassbedingungen („Sauber“) durchgeführt.

In allen Konfigurationen ändern die Bereiche nahe der Nabe und der Spitze die Verlustintensität nicht, was bedeutet, dass sie von den Gehäusegrenzschichten an der Spitze und von der Nabenleckage an der Nabe aufgrund eines Schlitzes im Hinterkantenbereich dominiert werden: Daher ist der Effekt der eingeführten Störung vernachlässigbar. Stattdessen ist die Auswirkung auf den zentralen Bereich erheblich und ändert sich in den verschiedenen Fällen: Die niedrigsten Verluste werden im Zustand „Sauber“ erreicht (siehe Tabelle 3). Das Vorhandensein des isolierten Verwirblers, d. h. Fall „EWG aus“, und die EW-Injektion erhöhen ebenfalls. Im Allgemeinen hat der eingespeiste Wirbel in der Spannweitenmitte einen positiven Anstellwinkel, während er nahe der Spitze negativ ist; darüber hinaus rotiert der eingeführte Wirbel mit dem Spitzendurchgangswirbel, interagiert mit ihm und führt zu einer Gesamterhöhung der Verluste. Die höchsten lokalen Verluste werden an der LE-Einspritzposition festgestellt, während die Taktposition PS den breitesten Bereich mit hohen Verlusten aufweist. Obwohl die LE-Position die höchste Spitze aufweist, überschneidet sich das Verlustprofil in den anderen radialen Positionen mit dem „Clean“-Fall, was zeigt, dass EW und Wirbelprofil einen geringen Einfluss auf die nachgeschaltete Stator-Aerodynamik haben. Wenn man bedenkt, dass im Fall „EWG aus“ nur ein Wirbelprofil auferlegt wird und in den Fällen „10 Hz“ und „110 Hz“ das Wirbelprofil und die EW kombiniert werden, trägt das Wirbelprofil am meisten zu den Verlusten bei. Dieser Trend lässt sich durch Vergleich der relativen Veränderung zwischen den Fällen „Sauber“ und „EWG aus“ mit „EWG aus“ und den verbleibenden Fällen beweisen: Ersterer ist am größten, wie auch aus Tabelle 3 hervorgeht, wo die Massendurchschnittswerte dargestellt sind. Die letzte Überlegung in Abbildung 5 betrifft die Auswirkung der Frequenz auf das aerodynamische Strömungsfeld: Beim Vergleich der Ergebnisse bei 10 und 110 Hz ist keine klare Tendenz erkennbar. Die Unterschiede zwischen den Fällen mit gestörten Einspritzungen sind noch offen. Nach Ansicht der Autoren sind sie auf die Druckkorrektur zurückzuführen, die zur Berücksichtigung der Anlagendriften an den Daten vorgenommen wurde, und nicht auf irgendein wichtiges Strömungsmerkmal: Wie dem auch sei, die Verluststeigerung durch die Störungseinspritzung am Einlass ist unbestreitbar. Daher ist die Auswirkung der EW auf das nachgeschaltete

Tabelle 3. Massendurchschnittlicher Gesamtdruckverlustkoeffizient.

Position	10 Hz	110 Hz	EWG aus	Sauber
MP	6,0	5,7	5,6	
LE	5,0	5,7	4,7	4,5
PS	6,1	6,3	5,4	
SS	5,6	5,7	4,7	

Abbildung 6 zeigt das spannweite Profil des azimuthalen Massenmittelwert-Gierwinkels am Stator Auslass für Durchgang ausgerichtete Injektionen, d. h. MP, PS und SS und deren Unterschied zum sauberen Fall: Dieser Unterschied soll zur Unterstützung der Diskussion hilfreich sein.

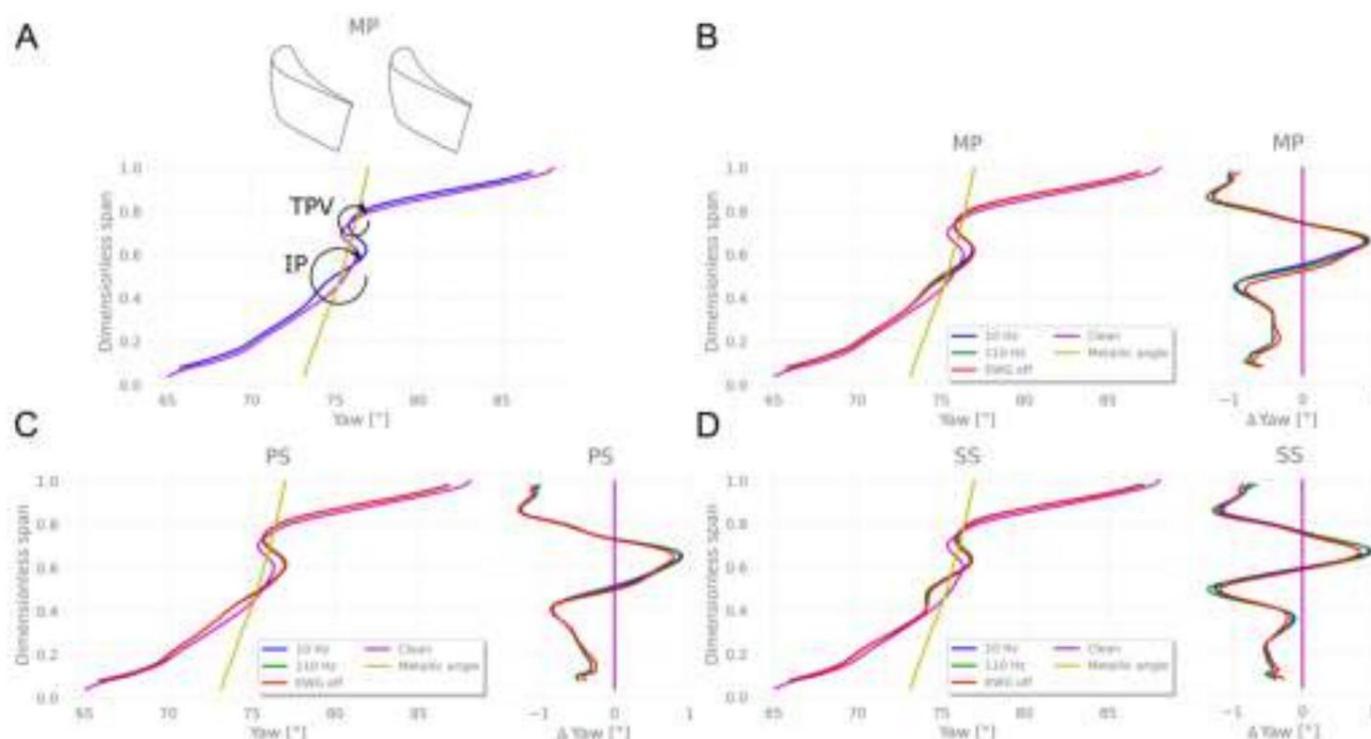


Abbildung 6. Umfangsmassendurchschnittswinkel hinter dem Stator (Ebene T2) bei verschiedenen ausgerichteten Einspritzkanälen (MP, PS und SS). Die Messungen werden mit ausgeschalteter EWG durchgeführt („EWG aus“), wobei EW bei 10 und 110 Hz eingespeist wird („10 Hz“ bzw. „110 Hz“) und ohne die EWG, die einen einheitlichen Einlasszustand ausnutzt („Clean“). Metallische Winkelleitung stellt den geometrischen Statoraustrittswinkel dar. Bild (A): Vergleich der Fälle „Clean“ und „10 Hz“ für MP. Bilder (B–D): Strömungswinkel und dessen Differenz im Vergleich zum „Clean“-Gehäuse für MP-, PS- und SS-Gehäuse. Die Klinge ist in Bild A gespiegelt, um Erleichtert das Ablesen im Vergleich zum Durchflusswinkel.

Um den Gierwinkeltrend zu verstehen, eine kurze Beschreibung des „Clean“-Falls, d. h. violette Linie, ist hilfreich. Das Leitschaufelblatt hat eine geneigte Geometrie, die ein Umkippen erzeugt an der Spitze und Unterdrehen an der Nabe. Das Überdrehen an der Spitze kann erklärt werden durch die starke Druckgradient, der sich zwischen der Blattdruckseite und der Saugseite einstellt Seite, wie in [27–29] gefunden. Die schlanke Geometrie erzeugt eine Ansammlung von Massenstrom an der Nabe, wodurch die Strömung axialer wird, wodurch der oben erwähnte Effekt entsteht Unterdrehung an der Nabe. Darüber hinaus verschiebt diese Blattgeometrie den Wirbel am Rand zur Mitte der Spannweite.

Die Wirkung des stromaufwärts injizierten Wirbelprofils ist in der Mitte spürbar, wo Bei den kanalausgerichteten Injektionen interagiert es erheblich mit den Sekundärströmungen. Die injizierte Störung für diese Fälle kann etwa in der Mitte der Spanne gefunden werden, wie in die Diskussion über die Vortizität. Um das Verständnis der Strömungsphysik zu erleichtern, zeigt Abbildung 6A der MP-Fall, wobei nur die Fälle „Clean“ und „10 Hz“ verglichen werden. Die ungestörte Injektion, d. h.

die violette Linie zeigt eine Umdrehung an der Spitze und eine Unterdrehung an der Nabe, wie zuvor besprochen. Der Spitzendurchgangswirbel (TPV) befindet sich bei etwa 75 % der Spannweite und ist in Abbildung 6A hervorgehoben. Seine Hauptwirkung liegt bei 70 % der Spannweite, wo er eine erhebliche Unterdrehung erzeugt. Wenn das Wirbelprofil eingespeist wird (IP-Wirbel in Abbildung 6A), wirkt es gegen den unteren TPV-Zweig und reduziert die im „Clean“-Fall festgestellte Unterdrehung; der IP erzeugt jedoch eine Umdrehung und Unterdrehung bei etwa 60 % bzw. 40 % der Spannweite, je nach Drehrichtung. Der Kern des Wirbelprofils ergibt sich in der Mitte der Spannweite, was die vorherige

Vergleicht man die Profile in Abbildung 6B und C, zeigt sich im SS-Fall ein begrenzterer Effekt um die Mitte der Spannweite, während der Einfluss im PS- und MP-Fall bis zu 20 % der Spannweite anhält. Tatsächlich hält im SS-Fall die schlanke Geometrie den IP an seiner ursprünglichen radialen Injektionsposition, wodurch sein Effekt begrenzt und die Interaktion mit der Sekundärströmung an der Spitze reduziert wird. Die drei bisher diskutierten Fälle zeigen keine signifikanten Unterschiede im stationären aerodynamischen Strömungsfeld, ob EW bei unterschiedlichen Frequenzen injiziert wird oder nicht.

Im LE-Fall zeigt sich ein anderer Trend (Abbildung 7): Unabhängig von der EW-Frequenz führt seine Einspritzung zu Unterschieden im Vergleich zu den Fällen „EWG aus“ und „Sauber“. Der eingespritzte Wirbel, der auf das Blatt trifft, wird abgeschwächt, bleibt aber begrenzt und bewegt sich aufgrund einer Art Klettern auf der Saugseitenoberfläche des Blattes radial zur Spitze, wie in Abbildung 8 zu sehen ist. Das Wirbelprofil erzeugt bei 60 % Spannweite eine stärker ausgeprägte Unterdrehung als der „Sauber“-Zustand, was mit dem unteren Zweig des Wirbelprofils übereinstimmt (Abbildung 7A). Die Interaktion zwischen dem Wirbelprofil (nach oben geklettert) und dem Wirbel am Blattrand (von der mageren Geometrie nach unten gedrückt) verringert die Unterdrehung bei 70 % Spannweite (Abbildung 7A). Obwohl die beiden Wirbel mitrotieren, verringert ihre Interaktion ihre Wirkung: Der obere Wirbelzweig schwächt den unteren Wirbelzweig an der Spitze des Durchgangs. Darüber hinaus verursacht die teilweise Stagnation der eingeführten Störung auf der LE und damit ihre Schwächung eine stärker lokalisierte und schwächere Strömungsstörung als in Fällen mit Durchgangsausrichtung (MP, PS und SS). Wenn die EW eingeführt wird (Abbildung 7B), nimmt der Massenstrom des Wirbelprofils und damit seine Injektionsposition zu. Daher ist der in Bezug auf Abbildung 7A diskutierte Einfluss im Fall „EWG aus“ geringer, wie im Δ Yaw-Diagramm (Abbildung 7B) hervorgehoben wird.

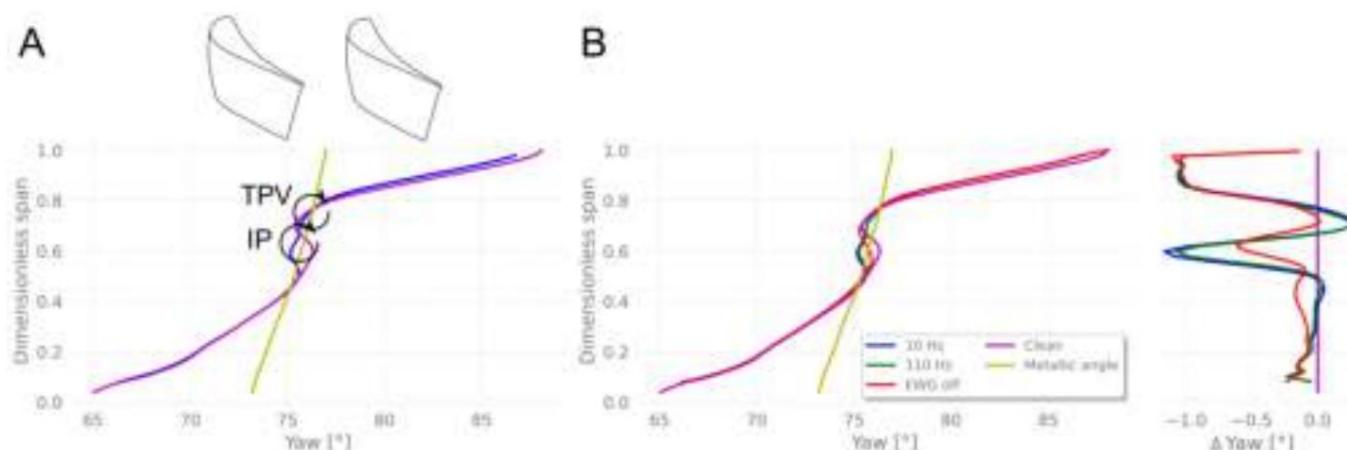


Abbildung 7. Durchschnittlicher Gierwinkel der Umfangsmasse hinter dem Stator (Ebene T2) in der ausgerichteten Leitschaufelposition (LE). Die Messungen werden mit ausgeschalteter EWG („EWG aus“), Einspritzten von EW bei 10 und 110 Hz („10 Hz“ bzw. „110 Hz“) und ohne EWG unter Ausnutzung einheitlicher Einlassbedingungen („Sauber“) durchgeführt. Die metallische Winkellinie stellt den geometrischen Statoraustrittswinkel dar. Rahmen (A): Fälle „Sauber“ und „10 Hz“. Rahmen (B): Strömungswinkel und dessen Differenz im Vergleich zum Fall „Sauber“. Die Schaufeln sind in Rahmen A gespiegelt, um das Ablesen im Vergleich zum Strömungswinkel zu erleichtern.

Das Wirbelfeld erleichtert das Verständnis der vorherigen Ergebnisse und Diskussionen (Abbildung 8). Die Geschwindigkeitsvektoren in Abbildung 8 werden als Projektion der Strömungsgeschwindigkeit (gemessen mit einer 5-Loch-Sonde) auf eine Ebene senkrecht zum lokalen Metallwinkel dargestellt. Nach Persico et al. [30] sind sie nicht die sekundären Geschwindigkeitsvektoren, liefern aber ein nützliches Bild der Wirbelstrukturen. Der mittlere Rahmen zeigt den „Clean“-

Die Beschreibung der wichtigsten Wirbelstrukturen im „Clean“-Zustand ermöglicht einen klaren Überblick und unterstützt die Diskussion der Fälle mit der eingeführten Störung (in Abbildung 8 als „IP“ gekennzeichnet). Per Konvention ist die Wirbelstärke positiv, wenn die Wirbelstrukturen im Uhrzeigersinn rotieren. Das Hauptwirbelfeld ist aufgrund der geneigten Geometrie [27] **positiv**: Es verstärkt den Nabendurchgangswirbel „HPV“, während es den Spitzendurchgangswirbel „TPV“ schwächt, der gegenläufig rotiert. Die Wirbelstärke ist auf der gesamten Blatthöhe positiv, was bedeutet, dass die durch die magere Geometrie erzeugte Wirbelstruktur stärker ist als der TPV, der eine negative Wirbelstärke aufweist. Im Nabebereich verstärkt die magere Wirbelstärke den HPV und erzeugt einen Bereich mit hoher Wirbelstärke. Der Bereich mit negativer Wirbelstärke, der sich radial erstreckt, stellt die Wirbelstärke des Nachlaufs dar : Die viskose Scherung zwischen dem Nachlauf und der positiven Wirbelstärke (erzeugt durch die Magerheit) erzeugt eine negative Wirbelstärke. Eine Leckage an der Nabe erzeugt eine wichtige Wirbelstruktur

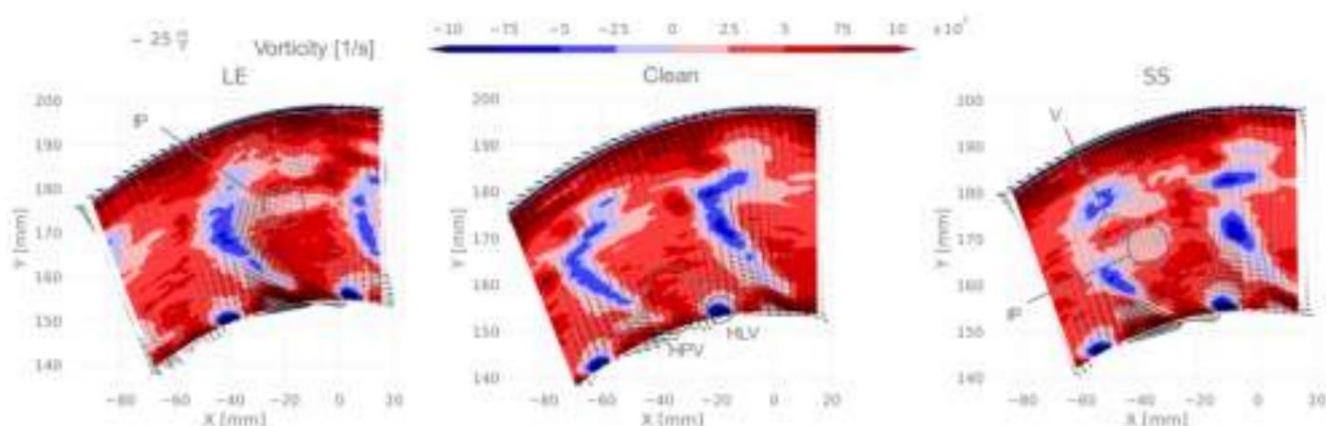


Abbildung 8. Wirbelstärkenkonturen in Ebene T2 für die Fälle „Sauber“, „LE 10 Hz“ und „SS 10 Hz“. Vektoren stellen die Geschwindigkeitsgrößen dar, die auf eine Ebene projiziert werden, die senkrecht zur geometrischen Entladungsrichtung des Stators steht.

Die linken und rechten Rahmen von Abbildung 8 zeigen die LE- und SS-Fälle bei einer Injektionsfrequenz von 10 Hz. Nur diese Frequenz wird berücksichtigt, da frühere Ergebnisse gezeigt haben, dass die EW-Frequenz das aerodynamische Strömungsfeld und damit das Wirbelmuster nicht wesentlich beeinflusst. Darüber hinaus ist der Fall „EWG Off“ dem Fall „10 Hz“ sehr ähnlich, was bestätigt, dass die EW einen vernachlässigbaren Einfluss auf das stationäre aerodynamische Strömungsfeld hat. In Anbetracht der Tatsache, dass die aerodynamischen Strömungsfelder der SS-, MP- und PS-Fälle sehr ähnlich sind, wird SS als repräsentativ für die drei oben genannten Fälle dargestellt. Ein Vergleich der beiden Injektionsfälle mit dem „sauberen“ Fall zeigt deutlich, wie stark die wirbelnde Entropiewelle die Wirbelstärke stromabwärts des Stators beeinflusst. Da die eingeführte Störung eine negative Wirbelstärke aufweist, wie in Abbildung 9 gezeigt, interagiert die EW im LE-Fall dramatisch mit dem Blatt und damit mit seinem Nachlauf, wodurch die Wirbelstärke abnimmt. Die Experimente zeigen, dass die eingeführte Störung auf der Saugseite des Blattes verbleibt und somit mit seiner Grenzschicht interagiert. Außerdem wird die eingeführte Störung an der Hinterkante in der Nähe des Nachlaufs freigesetzt: Dies bewirkt eine nicht z...
Tatsächlich weist die Nachlaufströmung bei LE im Vergleich zu den beiden anderen gezeigten Fällen die größte Ausdehnung auf.

Im SS-Fall bleibt der IP im zentralen Bereich sehr nahe am Rotorblatt-SS, wie durch den grauen Kreis dargestellt. Die gegenläufigen viskosen Strukturen, die aus der Wechselwirkung der wirbelnden Entropiewelle und des Hauptstroms resultieren, erzeugen eine Zunahme des Wirbelfelds, d. h. den „V“-Bereich in Abbildung 9, um den EW-Kern, der auch das Nachlauffeld beeinflusst.

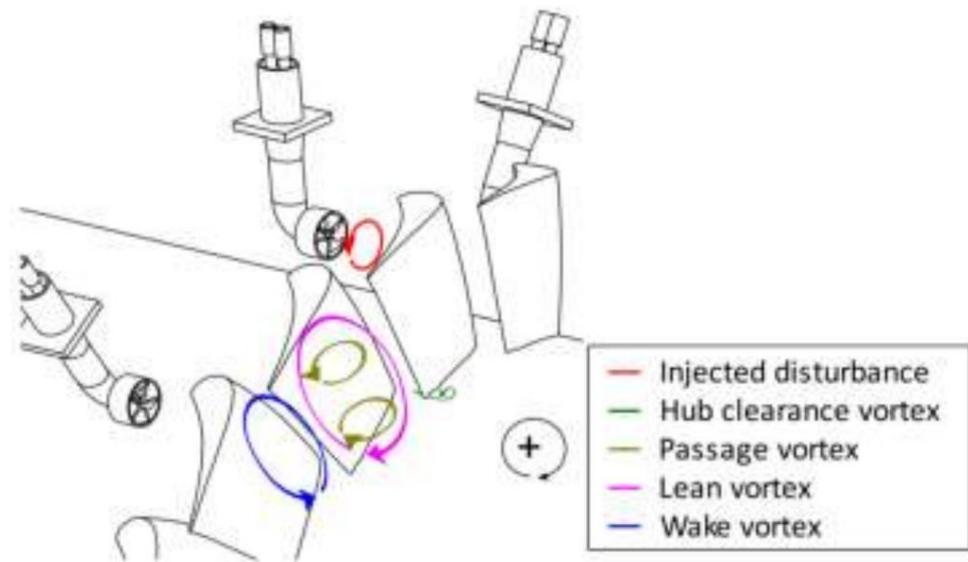


Abbildung 9. Stator mit wirbelnden Strukturen stromabwärts.

3.2.2. Schnelles

Thermoelement In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse des schnellen Thermoelements diskutiert. Ziel dieser Versuchskampagne ist es, die verbleibende Menge der eingespritzten EW hinter dem Stator zu ermitteln. Darüber hinaus hilft das Temperaturfeld dabei, zu untersuchen, wo die EW freigesetzt wird und mit welchen Sekundärstrukturen sie interagiert. Abbildung 10 zeigt den Temperaturwert von Spitze zu Tal für die verschiedenen Einspritzpositionen; jede Abbildung zeigt auch den Gesamtdruckpegel als Höhenlinien.

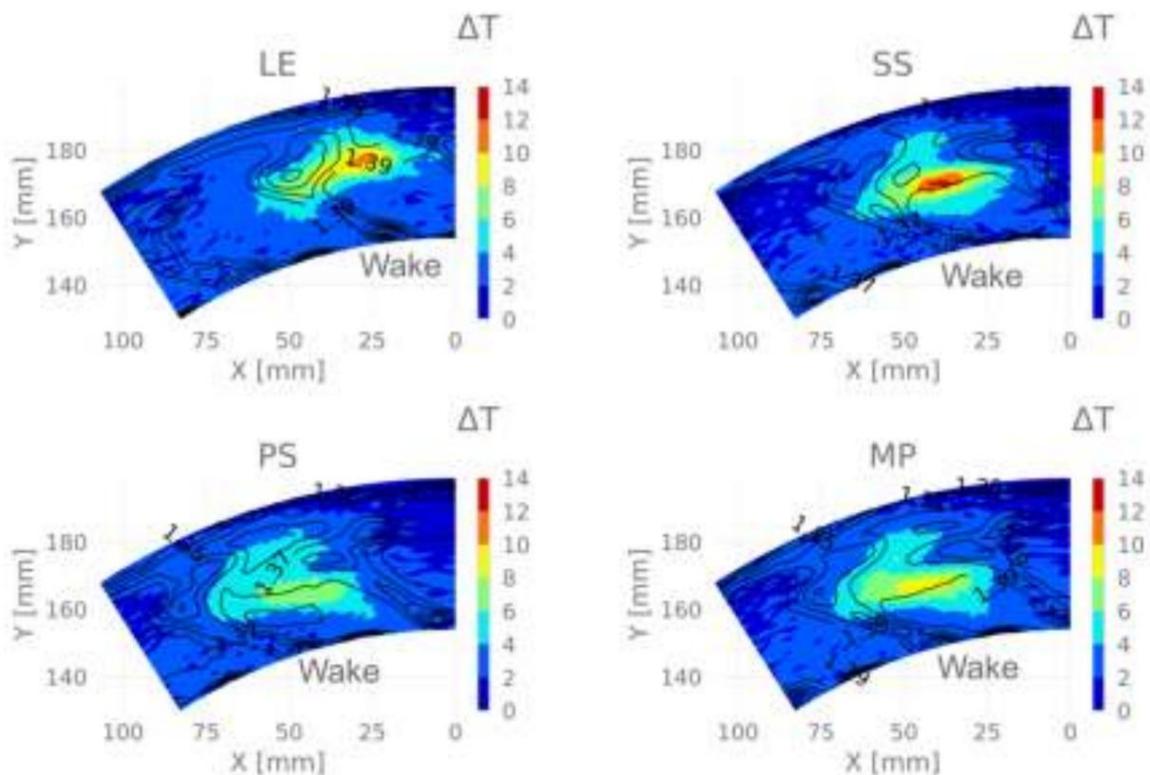


Abbildung 10. Temperaturkonturen von Spitze zu Tal an verschiedenen Einspritzpositionen in Ebene T2. Die schwarze Konturlinie stellt den Gesamtdruck (barA) dar.

In jeder Position findet sich die Temperaturstörung hauptsächlich in der Mitte des Schaufelkanals, was im „Clean“-Fall dem isentropischen Bereich entspricht. Die Unterschiede betreffen die Form der Temperaturstörung, die je nach Einspritzposition in radialer und azimuthaler Richtung unterschiedlich gestreckt ist. Die höchste Temperatur von Spitze zu Tal findet sich an der SS: Die Wechselwirkung zwischen der eingespritzten EW und den sekundären Statorströmungen ist am geringsten. Tatsächlich bleibt auch die Form erhalten, sie wird nur in radialer Richtung gestreckt aufgrund ihrer Wechselwirkung mit dem durch die magere Geometrie erzeugten Druckfeld. In den PS- und MP-Fällen ist das Temperaturniveau aufgrund der Vermischung und Ausbreitung der EW über den gesamten Kanal niedriger. Mit Ausnahme des LE-Falls wird die EW in allen anderen Fällen nicht in die Schaufelgrenzschicht mitgerissen und beeinflusst daher die Nachlauftemperatur nicht wesentlich. Im LE-Fall wird die EW an der Schaufel-LE eingespritzt und interagiert erheblich mit der Grenzschicht, sodass sich die EW am Statorauslass teilweise innerhalb des Nachlaufs befindet. Obwohl die LE eine andere Form hat, ist ihr Transport in azimuthaler Richtung zur Druckseite hin wie in allen anderen Fällen. Dies kann durch die Wechselwirkung der EW mit dem unteren Ast des Wirbels an der Blattspitze begründet werden.

Khanal et al. [17] haben herausgefunden, dass bei einer auf den Durchgang ausgerichteten Einspritzung die Temperaturstörung in den Spitzenbereich transportiert wird; in diesen Experimenten befindet sich die eingespritzte EW im Durchgangsbereich, d. h. in den Fällen MP, SS und PS, jedoch in der Mitte der Spannweite aufgrund der schlanken Schaufelgeometrie, die die mittlere Strömung in Richtung Nabe drückt und so das oben genannte Verhalten kompensiert. Außerdem haben Khanal et al. [17] herausgefunden, dass sich eine gegebene positive Einlassverwirbelung und eine ausgerichtete eingespritzte Heißstreifenschaufel (entspricht dem LE-Fall in der vorliegenden Arbeit) in zwei Zweige aufspaltet, die sich jeweils auf der Saug- und der Druckseite bewegen. Der positive Wirbel transportiert den Heißstreifen auf der Druckseite in Richtung Spitzenbereich, in Richtung Nabe auf der Saugfläche. In der vorliegenden Arbeit werden keine Hinweise auf dieses Verhalten gefunden. Die eingespritzte EW wird jedoch teilweise in Richtung Spitze, d. h. des Kernbereichs, und teilweise in Richtung Nabe im Nachlaufbereich transportiert.

Ein zweiter Vergleich kann mit früheren Arbeiten an derselben Turbine durchgeführt werden, die am Politecnico di Milano durchgeführt wurden, wo die Einspritzung einer isolierten wirbelfreien EW-Störung diskutiert wurde [13]. Die beiden Arbeiten haben den EW-Transport zur Druckseite gemeinsam, unabhängig von der Einspritzposition. Im SS-Fall war dieser Transport jedoch geringer als in dieser Arbeit festgestellt. Der Hauptunterschied betrifft den LE-Fall: In ihrer Arbeit fanden Gaetani und Persico [13] heraus, dass sich die auf der LE eingespritzte EW auf der Schaufeloberfläche ausbreitet und sich über die gesamte Spannweite mit dem Nachlauf vermischt. Diese Unterschiede können dem auferlegten Wirbelprofil zugeschrieben werden, das die EW-Wechselwirkung mit der Schaufel und den Sekundärströmungen erheblich verändert, wie im vorherigen Abschnitt ausführlich diskutiert wurde. Was die Intensität betrifft, zeigt der SS-Fall auch in [13] das höchste Temperaturniveau. Ein großer Unterschied besteht im PS-Fall, wo im Falle eines Wirbels die Größe im Vergleich zur rein axialen wirbelfreien EW-Einspritzung stark abgeschwächt

4. Schlussfolgerungen

Diese Arbeit hat gezeigt, dass das Strömungsfeld am Auslass der Leitschaufel durch die Einspritzung einer kombinierten Wirbelprofil- und Entropiewellenstörung stark beeinflusst wird. Die Ergebnisse untermauern die Annahme, dass bei der Konstruktion der ersten Leitschaufel die in der Brennkammer erzeugten Störungen nicht vernachlässigt werden können.

Die Wirkung auf das nachgeschaltete Statorströmungsfeld wird stark von der Einspritzposition beeinflusst. Wenn die Störung in Leitschaufelausrichtung (LE) eingespritzt wird, trifft sie auf die Schaufel und verursacht eine Verringerung der Wirbelstrukturstärke. Darüber hinaus hat die Strömung eine komplexe Wechselwirkung mit den Sekundärströmungen, die im Vergleich zum „Clean“-Fall eine geringere Unterströmung/Umwälzung erzeugt; die Temperaturstörung. In den Fällen mit ausgerichtetem Durchgang (SS-, MP-, PS-Fälle) erhöhen sich die Gesamtdruckverluste auf 70 % der Schaufelhöhe, insbesondere im Bereich zwischen Spannweitenmitte und Nabe, wo das Wirbelprofil einen positiven Anstellwinkel erzeugt, der die Belastung und damit die Stärke der Sekundärströmungen lokal erhöht.

Im Allgemeinen findet sich die Temperaturstörung in der Nähe der Druckseite des Durchgangs, wo sie eingespeist wird, unabhängig vom jeweiligen Fall. Dieses Verhalten kann dem unteren Zweig des Wirbels am oberen Ende des Durchgangs zugeschrieben werden, der die eingespeiste Temperaturstörung in Richtung Druckseite drückt. Diese Wechselwirkung muss jedoch weiter untersucht werden, unterstützt durch CFD-Berechnungen, insbesondere im LE-Fall.

Der Vergleich zwischen den Fällen ohne Injektor, mit platziertem, aber nicht gespeistem Injektor und dem kombinierten Wirbelprofil und der Entropiewelleninjektion hat gezeigt, dass das aerodynamische stationäre Strömungsfeld hauptsächlich durch das Wirbelprofil beeinflusst wird, während die Temperaturstörung vernachlässigbare Auswirkungen hat. Dies wird eingehend untersucht, indem instationäre Druckmessungen durchgeführt werden, um die Auswirkungen der Temperaturstörung auf das instationäre Strömungsfeld hinter dem Stator zu analysieren. Darüber hinaus scheint die EW-Frequenz außer der Dämpfung der eingespritzten Temperaturdifferenz zwischen Spitze und Tal keinen wichtigen Einfluss zu haben.

Autorenbeiträge: AN und PG haben zur experimentellen Kampagne und zur Datenreduktion beigetragen. AN hat den größten Beitrag zum Verfassen des Artikels geleistet. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und ihr zugestimmt.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Datenverfügbarkeitserklärung: Die während der aktuellen Studie generierten Datensätze sind bei den Autoren erhältlich.

Danksagungen: Die Autoren möchten Giorgio Scherini und Sofia Sagliocco für ihre Hilfe bei den experimentellen Kampagnen danken.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Verweise

- Morgans, AS; Duran, I. Entropierauschen: Ein Überblick über Theorie, Fortschritt und Herausforderungen. *Int. J. Spray Combust.* **2016**, *8*, 285–298. [\[Querverweis\]](#)
- Dowling, AN; Mahmoudi, Y. Verbrennungsgeräusche. *Proc. Combust. Inst.* **2015**, *35*, 65–100. [\[CrossRef\]](#)
- Morgans, AS; Goh, CS; Dahan, JA Die Dissipation und Scherdispersion von Entropiewellen in der Thermoakustik von Verbrennungsöfen. *J. Fluid Mech.* **2013**, *733*, R2. [\[CrossRef\]](#)
- Sattelmayer, T. Einfluss der Brennkammer-Aerodynamik auf Verbrennungsinstabilitäten durch Schwankungen des Äquivalenzverhältnisses. *J. Eng. Gas Turb. Power* **2003**, *125*, 11–19. [\[CrossRef\]](#)
- Beard, PF; Smith, A.; Povey, T. Auswirkungen starker Temperaturverzerrungen auf die Turbineneffizienz. *J. Turbomach.* **2013**, *135*, 011018. [\[Querverweis\]](#)
- Jacobi, S.; Mazzoni, C.; Chana, K.; Rosic, B. Untersuchung instationärer Strömungsphänomene in der ersten Leitschaufel, verursacht durch Brennkammerströmung mit Drall. *J. Turbomach.* **2017**, *139*, 041006. [\[CrossRef\]](#)
- Beard, PF; Smith, A.; Povey, T. Einfluss der Brennkammerwirbel auf den Wirkungsgrad transsonischer Hochdruckturbinen. *J. Turbomach.* **2014**, *136*, 011002. [\[CrossRef\]](#)
- Gundy-Burlet, KL; Dorney, DJ Einfluss von 3D-Hot Streak auf die Wärmeübertragung in Turbinen. *Int. J. Turbo Jet Eng.* **1997**, *14*, 123–131.
- Cumpsty, NA; Marble, FE Die Wechselwirkung von Entropiefluktuationen mit Turbinenschaufelreihen; Ein Mechanismus des Turbojet-Triebwerks Lärm. *Proc. R. Soc. Lond.* **1997**, *357*, 323–344.
- Qureshi, I.; Smith, AD; Povey, T. HP-Leitschaufel-Aerodynamik und Wärmeübertragung bei aggressivem Einlasswirbel. *J. Turbomach.* **2013**, *135*, 021040. [\[CrossRef\]](#)
- Butler, TL; Sharma, OP; Joslyn, HD; Dring, RP Umverteilung einer Einlasstemperaturverzerrung in einer Axialturbine Bühne. *J. Propuls. Power* **1989**, *5*, 64–71. [\[CrossRef\]](#)
- Basol, AM; Jenny, P.; Ibrahim, M.; Kalfas, AI; Abhari, RS Hot Streak Migration in einer Turbinenstufe: Integriertes Design zur Verbessern Sie die aerothermische Leistung. *J. Eng. Gas Turb. Power* **2011**, *133*, 061901. [\[CrossRef\]](#)
- Gaetani, P.; Persico, G. Transport von Entropiewellen innerhalb einer Hochdruckturbinenstufe. *J. Turbomach.* **2019**, *141*, 031006. [\[Querverweis\]](#)
- Pinelli, L.; Marconcini, M.; Pacciani, R.; Gaetani, P.; Persico, G. Computergestützte und experimentelle Untersuchung der instationären Konvektion von Entropiewellen innerhalb einer Hochdruckturbinenstufe. *J. Turbomach.* **2021**, *143*, 091011. [\[CrossRef\]](#)
- Adams, MG; Povey, T.; Hall, BF; Cardwell, DN; Chana, KS; Beard, PF Inbetriebnahme einer kombinierten Hot-Streak- und Swirl-Anlage Profilvergenerator in einer transsonischen Turbinenprüfanlage. *J. Eng. Gas Turb. Power* **2020**, *142*, 031008. [\[CrossRef\]](#)
- Adams, MG; Beard, PF; Stokes, MR; Wallin, F.; Chana, KS; Povey, T. Einfluss eines kombinierten Hot-Streak- und Wirbelprofils auf die Aerodynamik gekühlter 1,5-stufiger Turbinen: Eine experimentelle und rechnerische Studie. *J. Turbomach.* **2021**, *143*, 021011. [\[CrossRef\]](#)

17. Khanal, B.; He, L.; Northall, J.; Adami, P. Analyse der radialen Migration von Heißstreifen in Wirbelströmungen durch Hochdruckturbinenstufen . J. Turbomach. 2013, 135, 041005. [\[CrossRef\]](#)
18. Giusti, A.; Worth, NA; Mastorakos, E.; Dowling, AP Experimentelle und numerische Untersuchung der Entropieausbreitung Wellen. AIAA J. 2017, 55, 446–458. [\[CrossRef\]](#)
19. Christodoulou, L.; Karimi, N.; Cammarano, A.; Paul, M.; Navarro-Martinez, S. Zustandsvorhersage einer Entropiewelle advektiv durch eine turbulente Kanalströmung. J. Fluid Mech. 2020, 882, A8. [\[CrossRef\]](#)
20. Notaristefano, A.; Gaetani, P. Entwurf und Inbetriebnahme eines Combustor-Simulators, der Wirbel und Entropiewellen kombiniert Generation. Int. J. Turbomach. Propuls Power 2020, 5, 27. [\[CrossRef\]](#)
21. Gaetani, P.; Persico, G.; Spinelli, A. Gekoppelte Wirkung von Expansionsverhältnis und Schaufelbelastung auf die Aerodynamik eines Hochdruck-Gasturbine. Appl. Sci. 2017, 7, 259. [\[CrossRef\]](#)
22. Notaristefano, A.; Gaetani, P.; Dossena, V.; Fusetti, A. Unsicherheitsbewertung von aerodynamischen Mehrlochdrucksonden. J. Turbomach. 2021, 143, 091001. [\[CrossRef\]](#)
23. Ruith, MR; Chen, P.; Meiburg, E.; Maxworthy, T. Dreidimensionaler Wirbelzusammenbruch in wirbelnden Jets und Nachläufen: Direkt numerische Simulation. J. Fluid Mech. 2003, 486, 331–378. [\[CrossRef\]](#)
24. Gupta, AK; Lilley, DG; Syred, N. Wirbelströmungen; Reihe Energie- und Ingenieurwissenschaften; Abacus Press: Kent, Großbritannien, 1985.
25. Andreini, A.; Bacci, T.; Insinna, M.; Mazzei, L.; Salvadori, S. Hybride RANS-LES-Modellierung des aerothermischen Felds in einem ringförmigen Heißstreifengenerator zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Brennkammer und Turbine. J. Eng. Gas Turb. Power 2016, 139, 021508. [\[CrossRef\]](#)
26. Werschnik, H.; Schneider, M.; Herrmann, J.; Ivanov, D.; Schiffer, HP; Lyko, C. Der Einfluss der Brennkammerwirbel auf Druckverluste und die Ausbreitung von Kühlmittelströmen an der Large Scale Turbine Rig (LSTR): Experimentelle und numerische U J. Turbomach. Propuls. Power 2017, 2, 12. [\[CrossRef\]](#)
27. D'Ippolito, G.; Dossena, V.; Mora, A. Der Einfluss der Schaufelneigung auf das gerade und ringförmige Strömungsfeld von Turbinengittern. J. Turbomach. 2011, 133, 011013. [\[CrossRef\]](#)
28. Harrison, S. Der Einfluss der Schaufelneigung auf Turbinenverluste. J. Turbomach. 1992, 114, 184–190. [\[CrossRef\]](#)
29. Denton, JD; Xu, L. Die Nutzung dreidimensionaler Strömungen im Turbomaschinendesign. Proc. Inst. Mech. Eng. Teil C J. Mec. 1999, 213, 125–137. [\[CrossRef\]](#)
30. Persico, G.; Gaetani, P.; Dossena, V.; D'Ippolito, G.; Osnaghi, C. Zur Definition der Sekundärströmung in dreidimensionalen Kaskaden. Proc. Inst. Mech. Eng. Teil A J. Power Energy 2003, 223, 667–676. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Datengesteuerte modale Zerlegung des Kielwassers hinter einem † NREL-5MW Windturbine

Stefania Cherubini ^{1,*}, Giovanni De Cillis ^{1,* ‡}, Onofrio Semeraro ², Stefano Leonardi ³ und Pietro De Palma ¹ 

¹ Dipartimento di Meccanica, Matematica e Management, Politecnico di Bari, 70126 Bari, Italien; pietro.depalma@poliba.it

² Laboratoire Interdisciplinaire des Sciences du Numérique, CNRS, Université de Paris-Saclay, 91405 Orsay, Frankreich; semeraro@lmsi.fr Department of

³ Mechanical Engineering, University of Texas at Dallas, Dallas, TX 75080, USA; Stefano.Leonardi@utdallas.edu

* Korrespondenz: stefania.cherubini@poliba.it (SC); giovanni.decillis@poliba.it (GDC) †

Dieses Dokument ist eine erweiterte Version unseres Beitrags zur 14. Europäischen Turbomaschinenkonferenz, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

‡ Aktuelle Adresse: Euro-Mediterranean Center on Climate Change Foundation, Ocean Predictions and Anwendungsabteilung, 73100 Lecce, Italien.

Zusammenfassung: Der Nachlauf einer großen Windkraftanlage mit laminarer, gleichmäßiger Anströmung wird mittels zweier verschiedener modaler Zerlegungen analysiert, der richtigen orthogonalen Zerlegung (POD) und der dynamischen Modenzerlegung (DMD) in ihrer die Spärlichkeit fördernden Variante. Bei der betrachteten Anlage handelt es sich um die NREL-5MW mit einer Blattspitzengeschwindigkeit von $\dot{\gamma} = 7$ und einer durchmesserbasierten Reynoldszahl in der Größenordnung von 108. Die Strömung wird durch eine Großwirbelsimulation simuliert, wobei die von den Rotorblättern ausgeübten Kräfte mithilfe der Aktuatorlinienmethode modelliert werden, während Turm und Gondel mithilfe der Immersed Boundary-Methode modelliert werden. Die durch beide modalen Zerlegungen identifizierten Hauptströmungsstrukturen werden verglichen und es treten einige Unterschiede zutage, die für die Formulierung eines Modells reduzierter Ordnung von großer Bedeutung sein können. Insbesondere wird mit beiden Methoden ein hochfrequenter Modus gefunden, der direkt mit den Randwirbeln zusammenhängt, aber unterschiedlich eingestuft wird. Die anderen dominanten Modi bestehen aus großflächigen niederfrequenten Strukturen, jedoch mit unterschiedlichem Frequenzinhalt und räumlicher Struktur. Die energiereichsten 200 POD-Modi machen nur etwa 20 % der kinetischen Energie der Strömung aus. Bei Verwendung derselben Anzahl von DMD-Modi ist es möglich, das Strömungsfeld mit einer Genauigkeit von 80 % zu rekonstruieren. Trotz der Ähnlichkeiten zwischen den Modi zeigt der Vergleich dieser Modalzerlegungstechniken, dass ein energiebasiertes Kriterium wie das im POD verwendete möglicherweise nicht für die Formulierung eines reduzierten Modells von Windturbinennachläufen geeignet ist, während das die Spärlichkeit fördernde DMD bei der Rekonstruktion des Strömungsfelds mit nur wenigen Modi gute Ergebnisse zu erzielen scheint.



Zitat: Cherubini, S.; De Cillis, G.; Semeraro, O.; Leonardi, S.; De Palma, P. Datengesteuerte Modalzerlegung der Wake hinter einem NREL-5MW

Windturbine. Int. J. Turbomach.

Propuls. Power 2021, 6, 44. <https://doi.org/10.3390/ijtp6040044>

Wissenschaftlicher Redakteur: Marcello Manna

Erhalten: 2. August 2021

Akzeptiert: 19. November 2021

Veröffentlicht: 25. November 2021

Schlüsselwörter: modale Zerlegung; NREL-5MW-Windturbine; Windturbinennachlauf; kohärente Strukturen

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2021 bei den Autoren. Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Niedrigdimensionale Modelle, die auf der modalen Zerlegung komplexer Strömungen basieren, werden häufig in vielen verschiedenen Bereichen gesucht, auch in der Windenergie. Aufgrund der Orthogonalität der resultierenden Modi ist die richtige orthogonale Zerlegung (POD) die häufig gewählte Grundlage für die Formulierung eines reduzierten Ordnungsmodells (ROM). Im Bereich der Windenergie wurde die POD zunächst auf zweidimensionale Daten angewendet. Andersen et al. [1] wendeten diese modale Zerlegung auf Ebenen an, die senkrecht zur Strömungsrichtung von Large-Eddy-Simulationen (LES) der Strömung stehen, die auf eine unendliche Reihe von Windturbinenreihen auftrifft, von denen jede aus drei Turbinen besteht, die mit der Aktuatorlinientechnik modelliert wurden. Bastine et al. [2] wendeten die zweidimensionale POD auf den Fall einer einzelnen Windturbine an, die von einer turbulenten, neutral geschichteten atmosphärischen Grenzschicht getroffen wird. Die POD-Analyse wurde dann von VerHulst und Meneveau [3]

bei und ohne atmosphärische Turbulenzen. Hamilton et al. [4,5] verwendeten POD auf Geschwindigkeitsmessungen, um die Wechselwirkung mit dem Nachlauf und die Erholungsdynamik bei unterschiedlichen Windkraftanlagenkonfigurationen zu untersuchen. Vor kurzem haben Hamilton et al. [6] POD auf LES-Daten angewendet, um ein ROM von Turbinennachläufen zu erstellen und dabei eine polynomische Rekonstruktion auf Basis von POD-Modi zu verwenden. Unter anderem haben Fortes-Plaza et al. [7] ein ROM auf Basis von POD von LES-Daten von giergesteuerten, mit dem Nachlauf interagierenden Windkraftanlagen entwickelt. Erst vor kurzem haben De Cillis et al. [8] eine POD-Analyse der LES der Strömung hinter einer Modell-Windkraftanlage verwendet, um die Wirkung von Turm und Gondel auf die Entwicklung kohärenter Strukturen im Zusammenhang mit gegebenen Instabilitäten zu untersuchen.

POD wird häufig bei der Analyse komplexer Strömungsfelder verwendet, da es eine endliche Menge orthogonaler Modi liefert, deren lineare Kombination die Energie einer Menge stochastischer Strömungsdaten optimal rekonstruiert. In einigen besonderen Fällen sind die energiereichsten POD-Modi jedoch möglicherweise nicht dynamisch relevant. Daher ist die Auswahl einer niedrigdimensionalen Basis für die Realisierung eines Modells reduzierter Ordnung möglicherweise nicht trivial [9]. Tatsächlich ordnet POD die Modi je nach ihrer Energie, wobei die energiereichsten Modi häufig durch großräumige kohärente Strukturen gekennzeichnet sind, die in einigen Fällen möglicherweise nicht die dynamisch relevantesten sind. Darüber hinaus stellen POD-Modi statistisch stabile Strukturen dar und können daher keine Übergangszustände beschreiben, die aus der Wechselwirkung des Strömungsfelds mit Umweltstörungen wie atmosphärischen Turbulenzen entstehen können. Schließlich weisen POD-Modi eine nicht triviale zeitliche Entwicklung auf, da sie aus mehreren zeitlichen Wellenzahlen bestehen. In manchen Fällen kann es jedoch interessant sein, Strukturen zu erfassen, die durch eine bestimmte Frequenz gekennzeichnet sind, die sich leichter mit genau definierten physikalischen Prozessen (z. B. der Mäanderbildung des Nachlaufs) o

Eine weitere datengetriebene Modalzerlegungstechnik, die über all diese Fähigkeiten verfügt und in den letzten zehn Jahren an Popularität gewonnen hat, ist die dynamische Modezerlegung (DMD), die von Schmid [10] eingeführt wurde. Diese Technik findet Eigenwerte und Eigenvektoren eines linearen Operators, der die in der Datensequenz eingebettete nichtlineare Dynamik approximiert, und wurde kürzlich für die Formulierung von ROMs für Windturbinenströmungen genutzt. Lungo et al. [11] haben ein reduziertes Modell des Nachlaufs von Windkraftanlagen erstellt, das auf der dynamischen Moduserlegung von LES-Strömungsdaten von Windkraftanlagen basiert, die unter verschiedenen Betriebsmodi betrieben werden. Le Clainche et al. [12] nutzten die dynamische Moduserlegung von LIDAR-Messungen, um ein reduziertes Modell der Windgeschwindigkeit stromaufwärts einer Windkraftanlage mit horizontaler Achse zu erstellen. DMD-Modi werden üblicherweise nach ihrer Amplitude beim ersten Schnappschuss der Datensequenz eingestuft. Ein solches Kriterium für die Auswahl einer begrenzten Teilmenge dynamischer Modi kann zu einer schlechten Approximationsqualität numerisch erzeugter Schnappschüsse und damit zu einer schlechten Vorhersagekraft niedrigdimensionaler Modelle führen. Aus diesem Grund wurden verschiedene Varianten des Standardalgorithmus entwickelt, die auf die Extraktion einer begrenzten Teilmenge von Strömungsmerkmalen abzielen, die die ursprüngliche Datensequenz optimal approximieren, z. B. das optimierte [13] oder das Spärlichkeit fördernde DMD [14]. In der vorliegenden Arbeit verwenden wir zum ersten Mal bei der Charakterisierung von Windkraftanlagenachläufen

Das Neue an der vorliegenden Arbeit ist daher, dass sie einen direkten Vergleich der dominanten POD- und SP-DMD-Modi im Nachlauf einer Windturbine bietet und mögliche Gründe für ihre Ähnlichkeiten und Unterschiede sowie ihre potenzielle Relevanz für die Entwicklung von ROMs diskutiert. Wie bereits zuvor diskutiert, eignet sich POD gut für Strömungen, deren kohärente Strukturen nach ihrem Energiegehalt eingestuft werden sollen. In manchen Fällen ist der Energiegehalt der kohärenten Strukturen jedoch kein gut geeignetes Kriterium zur genauen Beschreibung des dynamischen Verhaltens der Strömung; dieses lässt sich besser mit einer Zerlegung modelliert, die die zeitlich dominanten Frequenzen nach ihrer Amplitude einordnet, wie etwa DMD. In der Literatur finden sich einige Beispiele für vergleichende Analysen der Leistung dieser beiden modalen Zerlegungen für unterschiedliche Strömungen. Referenz [15] präsentiert eine vergleichende Analyse der POD- und DMD-Modi, die aus experimentellen Messungen einer turbulenten Strahlströmung extrahiert wurden. In diesem speziellen Strömungsfall weisen die Modi, die aus den verschiedenen Zerlegungen entstehen, viele Ähnlichkeiten auf und die wichtigsten physikalischen

unter Verwendung beider Methoden. In Referenz [16] werden beide modalen Zerlegungen verwendet, um die komplexe turbulente Strömung um einen wandmontierten endlichen Zylinder bei hoher Reynoldszahl zu untersuchen. Beide Methoden konnten dominante Phänomene erfassen, die meist durch einen hohen Energiegehalt gekennzeichnet waren. Es zeigte sich jedoch, dass bei POD Frequenzen und Skalen nicht klar getrennt werden konnten, während DMD die relevantesten physikalischen Phänomene mit unterschiedlichen Frequenzen und Wachstumsraten lieferte. In Referenz [17] wurden die dominantesten Strömungsstrukturen einer simulierten Strömung im Nachlauf eines Hochgeschwindigkeitszugmodells sowohl mit POD als auch mit DMD extrahiert. Ein Vergleich zwischen den Modi der beiden unterschiedlichen Zerlegungsmethoden zeigt, dass der zweite und dritte POD-Modus derselben Strömungsstruktur entsprechen wie der zweite DMD-Modus. Vor kurzem wurde die Leistungsfähigkeit dieser beiden Methoden für mehrere Strömungen verglichen [18], wobei im Allgemeinen festgestellt wurde, dass POD zeitlich lokalisierte Ereignisse korrekt reproduzieren kann, jedoch eine starke spektrale Mischung zwischen verschiedenen Modi erzeugt. Im Gegensatz dazu ermöglicht DMD eine korrekte Frequenzidentifikation, kann jedoch zu einer schlechten Konvergenz und Redundanz in den räumlichen Strukturen führen [18]. Dieser Vergleich wurde jedoch nie direkt für die Strömung hinter einer Windkraftanlage im Versorgungsmaßstab bei realistischer Reynoldszahl bewertet. Diese Art von Strömung ist durch kohärente Strukturen auf verschiedenen Skalen gekennzeichnet, wobei die größten, energiereichsten Skalen nicht als die dynamisch relevantesten gelten. Außerdem könnte die Wechselwirkung der von den Rotorblättern erzeugten rotierenden Randwirbel mit den nicht rotierenden, von Turm und Gondel ausgehenden Wirbeln möglicherweise zu vorübergehenden Ereignissen innerhalb der Strömung führen, die durch die statistisch stabilen POD-Modi möglicherweise nicht genau beschrieben werden können. Schließlich könnte die DMD-Analyse besser geeignet sein, um typische Phänomene bei gegebenen Frequenzen zu beschreiben.

Die vorliegende Studie ist motiviert durch die Notwendigkeit, die Verbindung und Unterschiede zwischen DMD- und POD-Modi sowie ihre physikalische Bedeutung und Leistung bei der Rekonstruktion des Strömungsfelds für die Strömung hinter einer Windkraftanlage im Versorgungsmaßstab zu klären. In der vorliegenden Arbeit identifizieren wir die wichtigsten kohärenten Strukturen, die in der turbulenten Nachlaufströmung eingebettet sind, die sich stromabwärts der NREL-5MW-Windkraftanlage entwickelt, indem wir die beiden erwähnten modalen Zerlegungen verwenden und Konvergenz, Auswahl und physikalische Interpretation sowohl der POD- als auch der DMD-Modi behandeln. Die Strömung wird durch eine Large-Eddy-Simulation berechnet, wobei die Actuator-Line-Methode zur Simulation des Rotors und die Immersed-Boundary-Methode zur Simulation von Turm und Gondel verwendet werden. Kohärente Strukturen werden mittels POD und dem Sparsity-fördernden DMD isoliert. Die mit den beiden modalen Zerlegungstechniken erzielten Ergebnisse werden verglichen und Unterschiede hervorgehoben, insbesondere im Hinblick auf eine Darstellung der Nachlaufströmung niedriger Ordnung. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die vom Sparsity-Förderalgorithmus ausgewählten DMD-Modi die

2. Methodik Die

vorliegende Studie basiert auf der numerischen Simulation der Strömung über einer Windturbine unter Verwendung des LES-Ansatzes. Die großräumigen Strukturen der Strömung werden direkt berechnet, indem die gefilterten Navier-Stokes-Gleichungen integriert werden, während die Auswirkung kleinräumigerer Strukturen auf die aufgelösten Strukturen modelliert wird [20]. Die maßgebenden Gleichungen für die gefilterte dimensionslose Geschwindigkeit $u = (u, v, w)$ und den Druck p , die aus den Navier-Stokes-Gleichungen für inkompressible Strömungen abgeleitet wurden, lauten wie folgt:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i, \quad (1)$$

$$\text{Bezüglich } \bar{u}_i = 0, \bar{u}_i = 0 \quad (2)$$

wobei die Indizes $i, j \in \{1, 2, 3\}$ die Strömungsrichtung x , die vertikale Richtung y und die Querrichtung z angeben und $Re = U \bar{D} / \bar{\nu}$ die Reynoldszahl ist, die unter Verwendung der Einlassgeschwindigkeit $U \bar{D}$, des Rotordurchmessers D und der kinematischen Viskosität der Flüssigkeit $\bar{\nu}$ definiert wird. Im gesamten Dokument bezeichnet Großbuchstaben (bzw. Kleinbuchstaben)

nicht-dimensionale) Variablen. Der Spannungstensor unterhalb des Gittermaßstabs, \bar{y}_{ij} , wird mithilfe des Smagorinsky-Modells mit einer Konstanten CS von 0,17 modelliert, was etwa dem theoretischen Wert entspricht, der normalerweise für LES verwendet wird.

Die Gleichungen (1) und (2) werden mithilfe eines Differenzenverfahrens diskretisiert, das auf einer zentrierten Diskretisierung zweiter Ordnung auf einem versetzten kartesischen Gitter basiert. Die Zeitintegration erfolgt mithilfe eines hybriden Runge-Kutta-Verfahrens dritter Ordnung mit geringem Speicherbedarf [21]. Der Term f_i in Gleichung (1) berücksichtigt die aerodynamischen Kräfte pro Volumeneinheit, die von den Turbinenblättern über die Aktuatorlinienmethode [22] auf die Flüssigkeit ausgeübt werden. Diese Kräfte werden mithilfe der Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten der Rotorblätter modelliert, die als rotierende starre Linien behandelt werden, die in diskrete Segmente unterteilt sind. In jedem Segment werden bei gegebenem Anstellwinkel und relativer Anströmgeschwindigkeit die Auftriebs- und Widerstandskräfte pro Längeneinheit geschätzt und dann mithilfe eines Gaußschen Verteilungskernels auf Flächen senkrecht zu jedem Segment verteilt. Turm und Gondel werden mithilfe der Immersed-Boundary-Methode berücksichtigt, die die Verwendung eines körperangepassten Gitters vermeidet und so den Rechenaufwand der Simulationen reduziert.

2.1. Richtige orthogonale Zerlegung Die

richtige orthogonale Zerlegung (POD) ist eine statistische numerische Technik, mit der die energiereichsten kohärenten Strukturen identifiziert werden können, die die Strömung charakterisieren. Die Methode basiert auf der Eigenzerlegung des Zweipunkt-Raumkorrelations-Tensors C , wobei die Eigenvektoren die POD-Modi und die zugehörigen Eigenwerte ihre Energie darstellen. Eine diskrete Näherung des Tensors C kann aus Daten gewonnen werden, die aus einer großen Anzahl M von Schnappschüssen des Strömungsfelds bestehen. Der gesamte Datensatz ist normalerweise in einer einzigen Matrix $Q \in \mathbb{R}^{N \times M}$ organisiert, in der jede Spalte ein einzelnes momentanes Geschwindigkeitsfeld ist, das durch N Skalare dargestellt wird. Der Zweipunkt-Korrelations-Tensor kann durch die Matrix $C \in \mathbb{R}^{N \times N}$ angenähert werden, die wie folgt berechnet wird:

$$C = \frac{1}{M} QQT. \quad (3)$$

Die Eigenzerlegung von C kann leicht durchgeführt werden, indem man die Singulärwertzerlegung der Snapshot-Matrix Q berechnet, dividiert durch die Quadratwurzel der Anzahl der Snapshots M ,

$$\frac{Q}{M} = USVT, \quad (4)$$

wobei die Spalten u_k der Matrix U der Größe $N \times M$ den POD-Modi entsprechen und die quadrierten Singulärwerte den Eigenwerten L von C entsprechen, nämlich $L = S$. Der Schnappschuss². Der i -te kann dann als lineare Kombination von POD-Modi dargestellt werden:

$$\bar{u}_i(t) = \sum_{k=1}^M a_{ik}(t) u_k \quad (5)$$

wobei die Zeitkoeffizienten jedes POD-Modus, $a_k \in \mathbb{R}^{M \times 1}$, sind gegeben durch die Zeilen der Matrix bei einer i . Darüber hinaus kann aufgrund der Orthogonalität der Modi gezeigt werden, dass die Zeitverzögerung von null Grad unkorreliert sind:

$$\overline{a_{ik} a_{jk}} = \bar{y}_{ij} \delta_{jk} \quad (6)$$

wobei $\bar{\cdot}$ den langjährigen Mittelwert angibt.

2.2. Sparsity-fördernde dynamische Mode-Zerlegung Die

dynamische Mode-Zerlegung (DMD), vorgeschlagen von [10], ist eine datengetriebene Technik, die es ermöglicht, relevante Strömungsmerkmale zu extrahieren, nämlich die DMD-Modi, deren Dynamik durch entsprechende Eigenwerte bestimmt wird. Die wichtigsten Schritte des Ba

werden im Folgenden erläutert.

Was den POD betrifft, eine Reihe von Schnappschüssen wird mit einer konstanten Abtastfrequenz erfasst. Wir nehmen an, dass eine lineare zeitinvariante Abbildung A jedes Paar aufeinanderfolgender Schnappschüsse verbindet,

$$q^{i+1} = A q^i, \quad i = \{0, \dots, M-1\}. \quad (7)$$

Mit Gleichung (7) können wir schreiben:

$$Q_1 = A Q_0, \quad (8)$$

wobei Q_0 und Q_1 sind:

$$Q_0 = [q^0 \dots q^{M-1}], \quad Q_1 = [q^1 \dots q^M]. \quad (9)$$

Der lineare Operator A kann, wie in [10] vorgeschlagen, auf die r -dimensionale Basis U bestehend aus den ersten r POD-Modi der Snapshot-Matrix Q_0 ,

$$Q_0 \approx U S V^T \quad (10)$$

$$A \approx U F U^T. \quad (11)$$

Die Dynamik im niedrigdimensionalen Unterraum, der durch die POD-Modi U definiert ist, wird bestimmt durch

$$x^{i+1} = F x^i. \quad (12)$$

wobei x^i ist die Projektion der Snapshot-Matrix Q_i in den niedrigdimensionalen Unterraum, der durch die gewählten POD-Modi definiert ist, mit $i = 0, M-1$. Dynamische Modi werden dann durch Berechnung der Eigenzerlegung der Matrix F extrahiert:

$$F = Y \Lambda Z^T \quad (13)$$

wobei y_i und z_i sind die rechten und linken Eigenvektoren von F , die so skaliert sind, dass $y_j^T = z_j$ und $z_j^T y_j = 1$. Beachten Sie, dass die Frequenz der DMD-Modi dann durch die Eigenwerte von λ_i über die folgende Beziehung gegeben ist: $\omega_i = \lambda_i$.

können wir mit Gleichung (12) die Lösung x^N wie folgt:

$$x^N = Y D^n \mu Z^T x^0 = \sum_{i=1}^R y_i \mu_i^n z_i^T x^0 = \sum_{i=1}^R y_i \mu_i^n z_i^T x^0, \quad (14)$$

wobei $\mu_i = z_i^T x^0$ stellt die Komponente der Anfangsbedingung x^0 dar im z_i Richtung. Die Schnappschüsse können durch die Abbildung von x angenähert werden auf dem höherdimensionalen Raum C^N ,

$$Q^N \approx U x^N = \sum_{i=1}^R U y_i \mu_i^n z_i^T x^0 = \sum_{i=1}^R y_i \mu_i^n z_i^T x^0, \quad (15)$$

und kann daher als lineare Kombination der DMD-Modi $\tilde{y}_i = U y_i$ angesehen werden, wobei \tilde{y}_i die Amplitude des entsprechenden DMD-Modes ist. Gleichung (15) kann auch wie folgt geschrieben werden: Matrixform:

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{c} \mathbf{0} \quad \mathbf{q} \\ \text{Frage} \end{array} \\
 \begin{array}{c} \mathbf{M} \mathbf{y}^1 \dots \mathbf{q} \\ \text{Frage} \end{array} \\
 \begin{array}{c} \mathbf{y}^1 \mathbf{y}^2 \dots \mathbf{y}^r \\ \text{Frage} \end{array} \\
 \mathbf{P} \\
 \mathbf{D} \mathbf{y} \\
 \mathbf{V} \mathbf{a} \mathbf{n} \mathbf{d} \\
 \begin{array}{c} \mathbf{M} \mathbf{y}^1 \\ \mathbf{y}^1 \mu^1 \dots \mu \\ \mathbf{y}^2 \mu^2 \dots \mu \\ \vdots \\ \mathbf{y}^r \mu^r \dots \mu \\ \mathbf{R} \end{array} \\
 \mathbf{y}
 \end{array}
 \quad (16)$$

was verdeutlicht, dass die zeitliche Entwicklung der dynamischen Modi durch die Vandermonde-Matrix \mathbf{Vand} bestimmt wird. Sobald die Eigenzerlegung von (13) durchgeführt ist, ist der Amplitudenvektor $\mathbf{y} = [\mathbf{y}^1 \dots \mathbf{y}^r]^T$ wird berechnet, indem das folgende Optimierungsproblem gelöst wird:

$$\underset{\mathbf{y}}{\text{minimieren}} \quad J(\mathbf{y}) = \mathbf{Q} \mathbf{0} \mathbf{y} \mathbf{P} \mathbf{D} \mathbf{y} \mathbf{V} \mathbf{u} \mathbf{n} \mathbf{d} \quad (17)$$

Die Überlagerung aller DMD-Modi, gewichtet nach ihren Amplituden und sich entwickelnd entsprechend ihrer Frequenz und Wachstumsrate, approximiert die Datensatzsequenz optimal. Darüber hinaus zielt das sparsity-fördernde DMD darauf ab, eine niedrigdimensionale Darstellung der Sequenz der Schnappschüsse zu finden, um die relevantesten dynamischen Strukturen zu erfassen. Dieses Ziel wird in zwei Schritten erreicht. Zunächst wird eine Sparsity-Struktur gesucht, die einen benutzerdefinierten Kompromiss zwischen der Anzahl der Modi und dem Approximationsfehler erreicht, der vom Sparsity-Parameter \tilde{y} abhängt. Dieser Schritt wird durchgeführt, indem die zu minimierende Zielfunktion um einen zusätzlichen Term, $\text{card}(\tilde{y})$, erweitert wird, der die Anzahl der von Null verschiedenen Elemente im Amplitudenvektor \tilde{y} bestraft,

$$\underset{\tilde{y}}{\text{Min}} \quad J(\tilde{y}) + \tilde{y} \text{Karte}(\tilde{y}). \quad (18)$$

wobei \tilde{y} der Parameter ist, der den Grad der Spärlichkeit beeinflusst, wobei höhere Werte des Parameters spärlichere Lösungen begünstigen. Dann wird die Spärlichkeitsstruktur des Amplitudenvektors festgelegt und die optimalen Werte der Amplituden ungleich Null berechnet. Die Metriken, die die Leistung des Algorithmus definieren, sind die Kardinalität des optimalen Amplitudenvektors $\text{card}(\tilde{y})$ und der Leistungsverlust, definiert als:

$$\% \tilde{y} \text{Verlust} = 100 \frac{\mathbf{Q} \mathbf{0} \mathbf{y} \mathbf{P} \mathbf{D} \mathbf{y} \mathbf{V} \mathbf{u} \mathbf{n} \mathbf{d}}{\mathbf{F}} \quad (19)$$

Für weitere Einzelheiten sei auf Referenz [14] verwiesen.

3. Simulationsaufbau

Die in dieser Studie betrachtete Turbine ist die NREL-5MW mit einem Durchmesser $D = 126$ m und einer Nabenhöhe $h = 87,5$ m. Die Turbine wird unter Nennbedingungen mit einer Schnelllaufzahl von $\tilde{y} = 7$ simuliert, was eine konstante dimensionslose Winkelfrequenz des Rotors von $\tilde{y} = 2\tilde{y} = 14$ impliziert. Die Referenzgeschwindigkeit des ankommenden Windes unter Nennbedingungen beträgt $U_{\tilde{y}} = 11,4$ m/s; daher ist die resultierende durchmesserbasierte Reynoldszahl $\text{Re}_{\tilde{y}} = 108$.

Die Größe des Berechnungsbereichs beträgt $12,5 \times 5 \times 3$ Durchmesserseinheiten in Strömungsrichtung (x), vertikaler (y) und Querrichtung (z). Die Turbine befindet sich 4 Durchmesserseinheiten vom Einlass entfernt, wo eine gleichmäßige Geschwindigkeit $U_{\tilde{y}}$ herrscht, und ist in Querrichtung zentriert. Wir sollten anmerken, dass die Turbine in realen Anwendungen von einer turbulenten atmosphärischen Grenzschicht getroffen wird, die möglicherweise die Dynamik des Nachlaufs beeinflussen kann.

Daher kann das von uns diskutierte Szenario als repräsentativ für reale Anwendungen bei niedrigen Werten der Turbulenzintensität am Einlass betrachtet werden. Am Auslass wird eine Strahlungsrandbedingung mit gleichmäßiger Konvektionsgeschwindigkeit $c = 0,9$ [24] angewendet. An der unteren und oberen Wand werden Haft- bzw. Freigleitbedingungen auferlegt, während die seitlichen Grenzen periodisch sind. Das verwendete Rechengitter besteht aus $2048 \times 512 \times 512$ Gitterpunkten in x -, y - und z -Richtung. Das Gitter ist entlang der Strömungsrichtung gleichmäßig und

Querrichtungen, während es in vertikaler Richtung gestreckt ist, mit feineren (gleichmäßigen) Abständen in dem Teil des Bereichs, in dem sich das Nachlaufmuster der Turbine entwickelt. Die Konvergenz der numerischen Ergebnisse in Bezug auf das Netz wurde in Referenz [8] für die mittlere Strömung bewertet. Bezüglich der POD- und DMD-Modi haben wir eine Stichprobenkonvergenzstudie durchgeführt, bei der eine mäßige Empfindlichkeit der DMD-Modi mittlerer Frequenz festgestellt wurde, während sich die DMD-Modi niedriger und hoher Frequenz in Bezug auf die Stichprobenpunkte als robust erwiesen haben.

4. Modale Zerlegung des Kielwassers

Beide Modalzerlegungstechniken, die zur Identifizierung kohärenter Strukturen im Nachlauf verwendet werden, basieren auf demselben Datensatz. Bei jeder 10 \ddot{y} Rotorumdrehung werden Schnapsschüsse des Geschwindigkeitsfelds in einem reduzierten dreidimensionalen Teilbereich aufgenommen, der den Nachlauf umschließt und dessen Ausdehnung in x-, y- und z-Richtung jeweils $[4, 12, 4] \times [y, 0, 7, 0, 63] \times [0, 8, 2, 2]$ beträgt. Der gesamte Datensatz umfasst 3052 Schnapsschüsse; einer davon ist in Abbildung 1 dargestellt. Der Ensemble-Durchschnitt der Schnapsschüsse, der in Abbildung 2 dargestellt ist, w

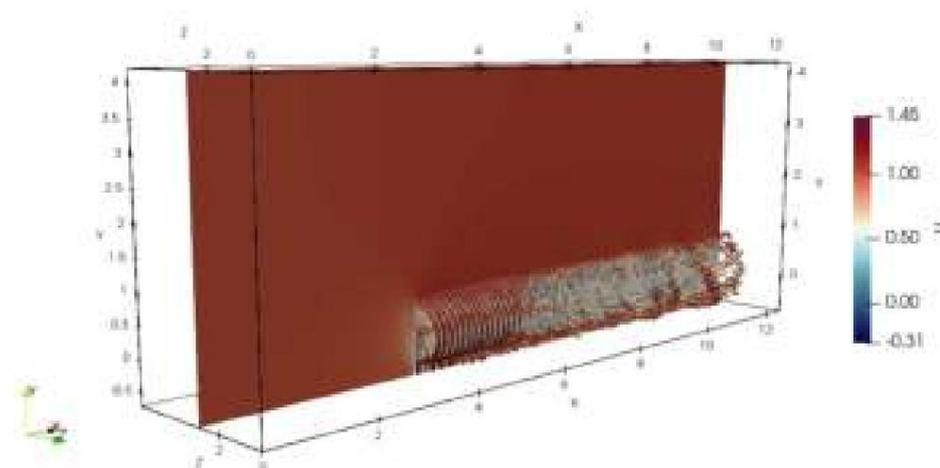


Abbildung 1. Strömungsverlaufende Geschwindigkeitskonturen einer aus LES extrahierten Strömungsmomentaufnahme.

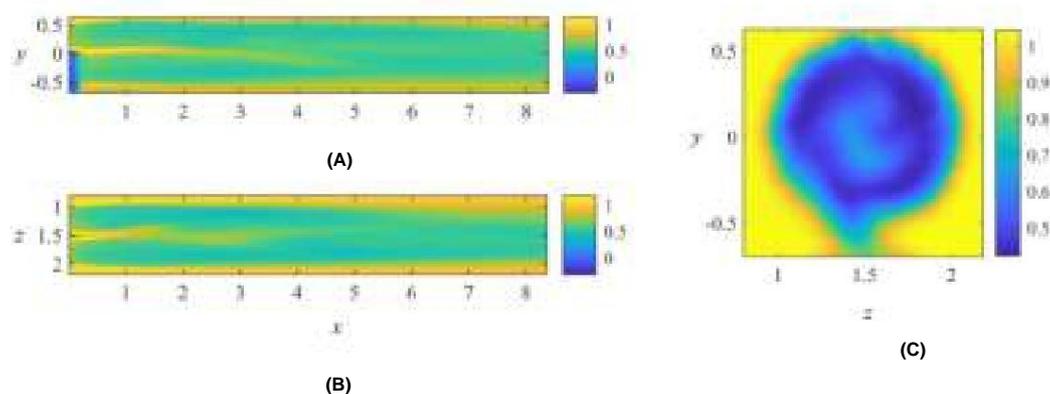


Abbildung 2. Strömungsverlaufende Geschwindigkeitskonturen des Ensemble-Mittelwerts der Schnapsschüsse. (a) x - y- Ebene bei $z = 1,5$. (b) x - z- Ebene bei $y = 0$. (c) z - y- Ebene bei $x = 4$.

4.1. POD-Ergebnisse

In Abbildung 3a ist die Verteilung der Singulärwerte dargestellt. Es ist ein schneller Energieabfall für die ersten 2–3 Hunderte von Modi zu beobachten; dann nimmt die Steigung der Kurve ab und für $k \ddot{y} 2500$ wird eine nahezu Nullenergie erreicht. Ein genauerer Blick auf die Singulärwerte für die ersten 20 POD-Modi zeigt eine schrittweise Verteilung, was darauf hindeutet, dass aufeinanderfolgende Modi mit ähnlicher Energie gepaart sind. Abbildung 3b zeigt den

Verteilung der turbulenten kinetischen Energie im Vergleich zum Anteil der berücksichtigten POD-Modi, berechnet wie folgt:

$$\bar{k}[\%] = \frac{\sum_{k=1}^M s_k}{\sum_{k=1}^M s_k} \times 100 \quad \text{m} \in \{1, \dots, M\} \quad (20)$$

$$\text{Modi}[\%] = \times 100 \frac{M}{M} \quad (21)$$

Insgesamt sind 50 % der turbulenten kinetischen Energie auf nur 15 % der POD-Modi (457 Modi) zurückzuführen, und 50 % der Modi (1525 Modi) machen etwa 90 % der turbulenten kinetischen Energie aus.

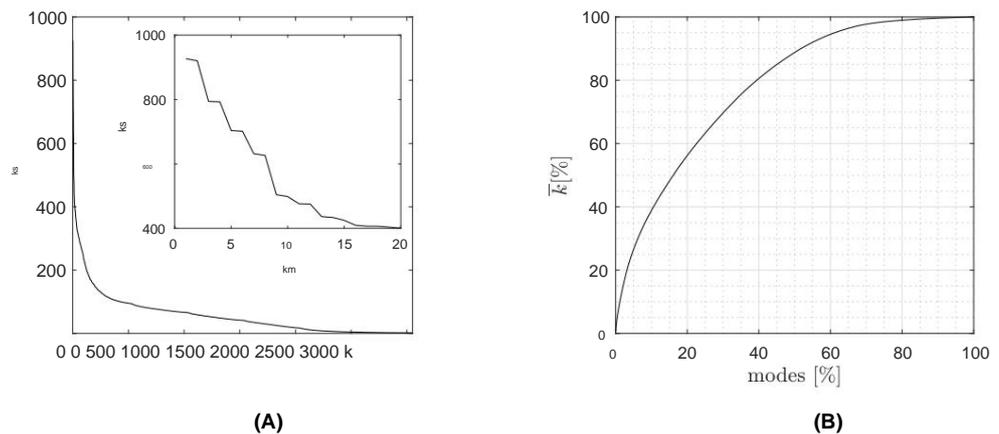


Abbildung 3. (a) Verteilung der Singulärwerte mit Nahaufnahme der ersten 20 Modi. (b) Kumulative Verteilung der turbulenten kinetischen Energie im Vergleich zum Anteil der POD-Modi.

Die energiereichsten POD-Modi sind in Abbildung 4 (strömungsrichtungsabhängige Komponente) und Abbildung 5 (vertikale und quengerichtete Komponenten) dargestellt. Das zweite Paar, das in den Abbildungen 4b und 5c,d dargestellt ist, entspricht eindeutig den Randwirbeln, die sich sehr nahe an der Turbine befinden. Die übrigen Modi sind größtenteils im entfernten Nachlauf lokalisiert und alle durch niederfrequente, großräumige kohärente Bewegungen gekennzeichnet. Tatsächlich brechen die Randwirbel in der Region nahe der Turbine schnell zusammen und ihre Energie wird in Richtung der kleineren Skalen umverteilt, bis sie den dissipativen Bereich erreichen, in dem die sehr kleinen Wirbel zerstreut werden. So entstehen weit entfernt von der Turbine, wo die Randwirbel zusammengebrochen sind, andere niederfrequente, kohärente Strukturen, die mit der Instabilität der mittleren Strömung oder mit den nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den von der Turbine freigesetzten Wirbeln in Verbindung gebracht werden können. Im betrachteten Fall können die beobachteten großräumigen Strukturen mit den von Turm und Gondel freigesetzten Wirbeln in Verbindung gebracht werden, wie von De Cillis et al. beobachtet. [8]. Abbildung 6 zeigt die Fourier-Transformation der Zeitkoeffizienten $a_k(t)$, die den energiereichsten POD-Modi zugeordnet sind. Während der dritte Modus, der den Randwirbeln zugeordnet ist, eine dominante Wellenzahl $\tilde{\gamma} \approx 42$ ($f \approx 6,45$) aufweist, was ungefähr der dreifachen Winkelfrequenz des Rotors entspricht, sind die anderen energiereichen Modi durch niederfrequente Schwingungen im Bereich $\tilde{\gamma} \in [2,44 \text{ } \tilde{\gamma} \text{ } 4,58]$ ($f \in [0,44 \text{ } \tilde{\gamma} \text{ } 0,73]$) gekennzeichnet. Abbildung 6 zeigt jedoch, dass die meisten POD-Modi durch mehr als einen Frequenzpeak gekennzeichnet sind und einen höheren/niedrigeren Frequenzgehalt aufweisen, der nicht lediglich auf die Entwicklung von Harmonischen der Hauptfrequenz zurückzuführen zu sein scheint. Dies bestätigt die Tatsache, dass POD es nicht erlaubt, Frequenzen und Skalen der wichtigsten kohärenten Strukturen, die sich in der Strömung entwickeln

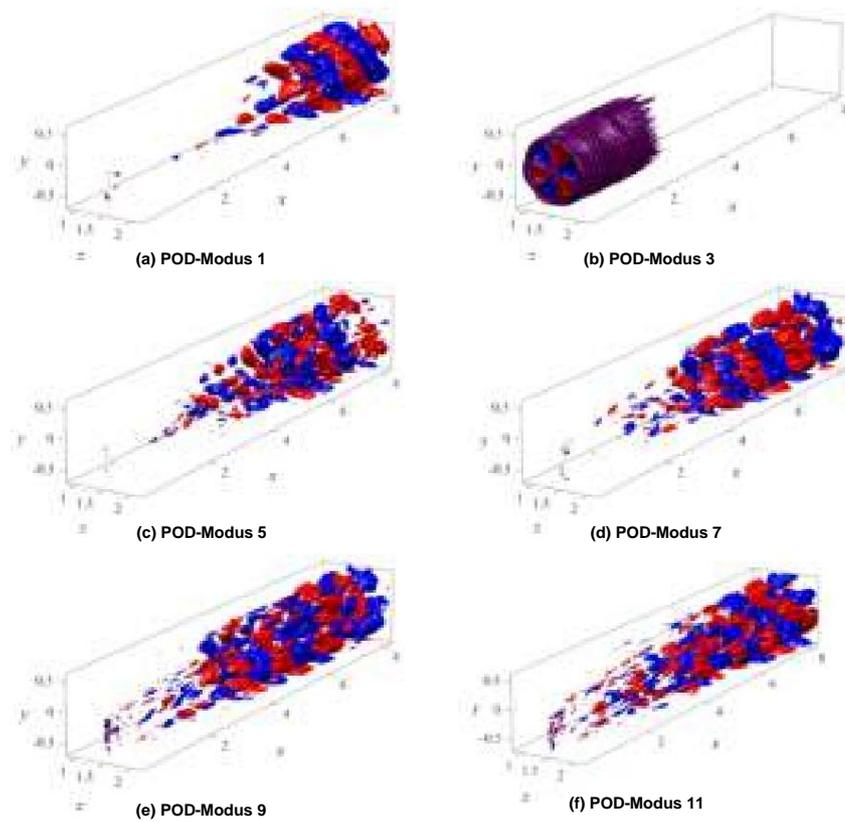


Abbildung 4. Stromlinienförmige Geschwindigkeits-Isosflächen der energiereichsten POD-Modi (rot für $u = 0,001$, blau für $u = -0,001$).

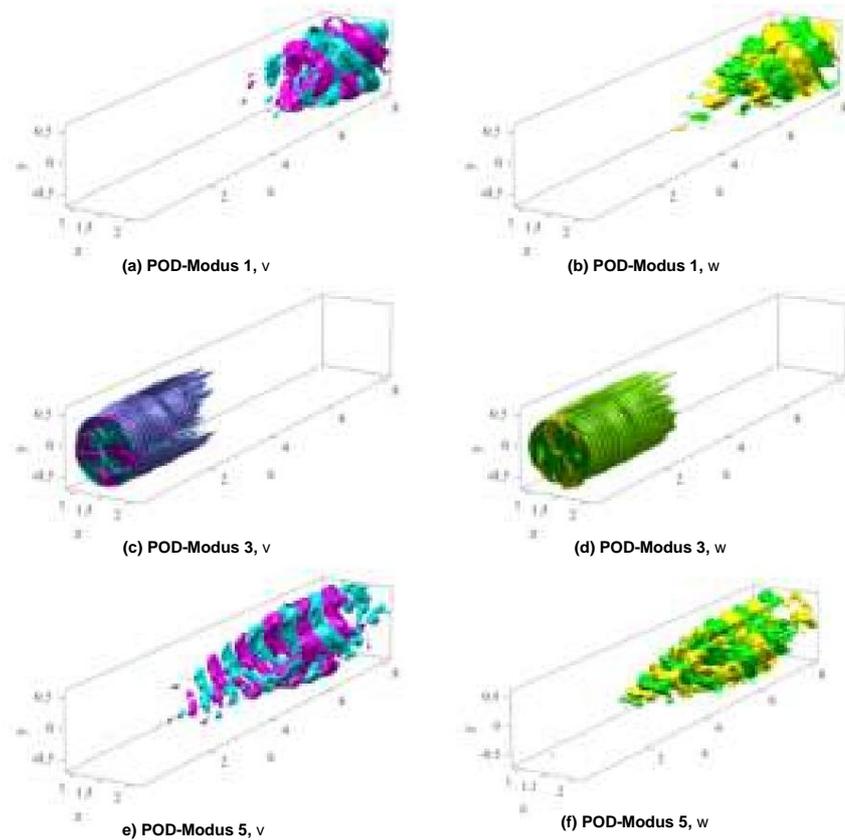


Abbildung 5. Vertikale (links) und transversale (rechts) Geschwindigkeitsisoflächen der energiereichsten POD-Modi (Magenta/Grün für $v, w = 0,0008$, Cyan/Gelb für $v, w = -0,0008$).

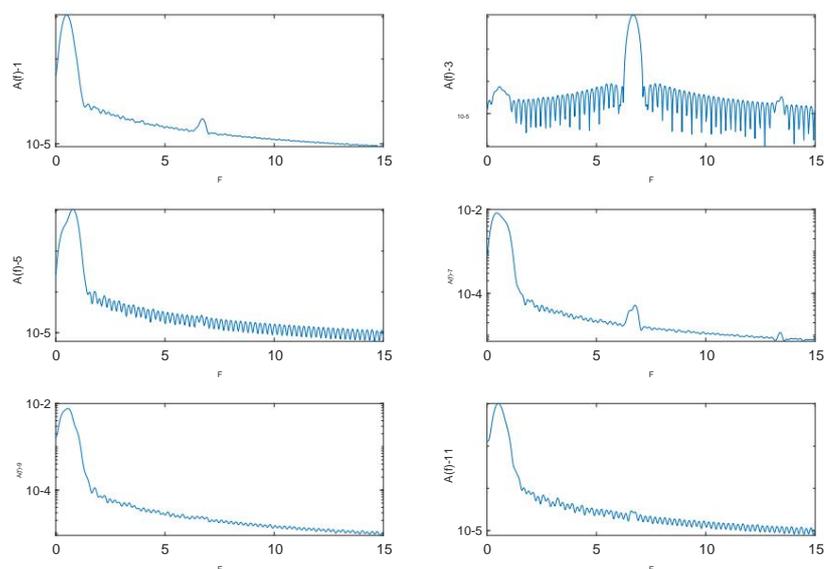


Abbildung 6. Fourier-Transformation der Zeitkoeffizienten $a_k(t)$, die mit dem energiereichsten POD verbunden sind Die in Abbildung 4 gezeigten Modi.

Tabelle 1. Frequenzen und Amplituden der ausgewählten komplex konjugierten dynamischen Modenpaare, berechnet mit dem Standard- und Sparsity-fördernden DMD.

	R(\tilde{y})-POD	R(\tilde{y})-DMD	$ \tilde{y} $ (Standard-DMD)	$ \tilde{y} $ (SP-DMD)	
Paar 1	3,26	42,0	14,34	14,86	
Paar 2	42,0	5,20	11,39	9,55	
Paar 3	4,58	2,13	8,54	8,53	
Paar 4	2,23	3,92	9,26	7,89	
Paar 5	2,44	2,30	7,50	7,80	
Paar 6	3,76	2,96	8,26	7,48	
Paar 7	2,64	4,25	6,39	6,02	
Paar 8	1,13	3,58	4,22	4,06	

4.2. SP-DMD-Ergebnisse

Die sparsity-fördernde DMD wurde auf einem Unterraum aus 251 POD durchgeführt. Modi, für zunehmende Werte des Sparsity-Parameters \tilde{y} , um die Leistung des Algorithmus, wie in Abbildung 7 dargestellt. Es ist zu beachten, dass die Leistung Verlust ist nicht null, auch nicht für niedrige Werte von \tilde{y} , da die DMD auf dem niedrigdimensionalen Raum berechnet wird, der durch die ersten 251 POD-Modi definiert ist. Beachten Sie, dass die ersten 251 POD-Modi ermöglichen nur eine Rekonstruktion von \tilde{y} 30% der kinetischen Energie der Strömung (siehe Abbildung 3). Die gleiche Anzahl von DMD-Modi führt zu einem Verlust bei der Wiedergabe des gesamten Geschwindigkeitsfeldes von nur 20% (siehe Abbildung 7, die den prozentualen Verlust gemäß Gleichung (19) zeigt). Wenn wir die Leistung von POD und DMD vergleichen, beziehen wir uns daher auf die relative Leistungsverlust, berechnet auf Basis des Basiswertes bei Beibehaltung aller 251 Modi, die für die Projektion auf der POD-Basis verwendet wurden (nämlich 20% Piloss). In Abbildung 7 Wir sehen, dass für $\tilde{y} < 4 \times 10^3$ bleiben etwa alle 250 Modi erhalten, was zu einer relativer Leistungsverlust nahe Null. Für $4 \times 10^3 < \tilde{y} < 10^4$ die beibehaltenen Modi fallen auf \tilde{y} 150, was zu einem Leistungsverlust führt, der nur geringfügig größer ist als der Basiswert. eine Erhöhung des Sparsity-Parameters führt zu einer weiteren Verringerung der Anzahl der ausgewählten Modi, aber zum Preis eines relativen Leistungsverlustes von mehr als 45% bei weniger als 100 Modi bleiben erhalten. Diese Analyse zeigt, dass \tilde{y} 200 Modi ausreichen, um den Fluss zu rekonstruieren Feld mit einem fast vernachlässigbaren relativen Leistungsverlust. Zum Vergleich können wir beobachten in Abbildung 3, dass 200 POD-Modi zur Rekonstruktion von nur 20 % der Strömungsenergie führen, während die gleiche Anzahl von DMD-Modi zu einem Leistungsverlust von nur 20% führt. Dies

zeigt deutlich, dass die kinetische Energie möglicherweise kein relevantes Maß für die dynamische Relevanz der Strömungsstrukturen für die betrachtete Strömung ist. Daher scheinen DMD-Modi besser für den Aufbau reduzierter Ordnungsmodelle geeignet zu sein, die auf die Rekonstruktion des Strömungsfelds mit einer geringen Anzahl von Freiheitsgraden abzielen.

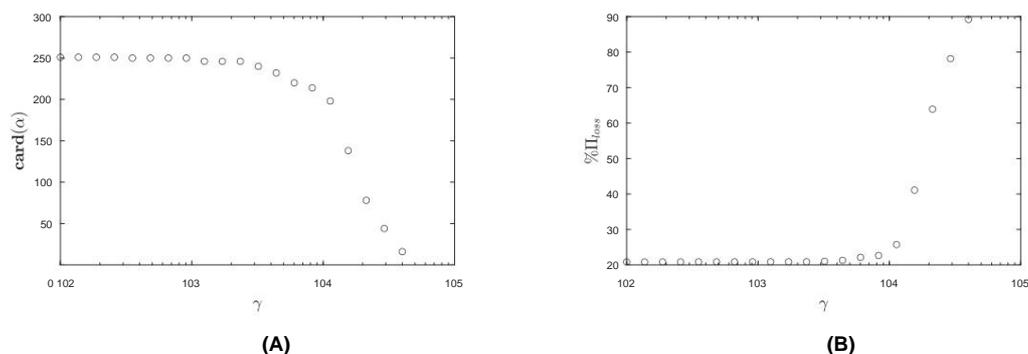


Abbildung 7. Das Sparsity-Level $\text{card}(\tilde{y})$ (a) und der optimale Leistungsverlust $\% \Pi_{\text{loss}}$ (b) für verschiedene Werte des Sparsity-Parameters \tilde{y} .

Um die Dynamik in einem sehr niedrigdimensionalen Raum zu reduzieren und die relevanten Modi mit den energiereichsten Modi zu vergleichen, die mithilfe von POD wiederhergestellt wurden, wählen wir im weiteren Verlauf des Dokuments den Wert des Sparsity-fördernden Parameters $\tilde{y} = 40.000$. Diese spezielle Wahl führt, obwohl sie durch einen hohen Leistungsverlust gekennzeichnet ist, zur nicht trivialen Auswahl von nur 16 relevanten dynamischen Modi. Im linken Bereich von Abbildung 8 werden die Eigenwerte μ des linearen Operators F (siehe Gleichungen (12) und (13)) zusammengefasst. Die vom Sparsity-Förderalgorithmus ausgewählten Modi sind mit einem schwarzen Kreis markiert. Wie für eine turbulente statistisch stationäre Strömung zu erwarten, liegen alle Eigenwerte sehr nahe am Einheitskreis, der die periodische Dynamik der zugehörigen Modi beschreibt. Darüber hinaus fällt das Ungleichgewicht zwischen hoch- und niederfrequenten Modi auf, wobei die hochfrequenten Modi im Wesentlichen Harmonische der Randwirbel sind. Der rechte Bereich von Abbildung 8 zeigt die logarithmische Abbildung der Eigenwerte, berechnet nach $\tilde{y} = \tilde{y}$, wobei $\tilde{y}t$ die zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schnappschüssen und i die imaginäre Einheit ist. Da der analysierte Datensatz real ist, bilden die Eigenwerte mit Frequenz ungleich Null komplexe konjugierte Paare, ebenso wie die zugehörigen dynamischen Modi. Daher bestehen die 16 dynamischen Modi, die vom sparsity-fördernden DMD ausgewählt werden, aus acht komplexen Paaren. Die Frequenzen und Amplituden der ausgewählten Paare dynamischer Modi sind in Tabelle 1 zusammengefasst und mit den Hauptfrequenzen der energiereichsten POD-Modi verglichen.

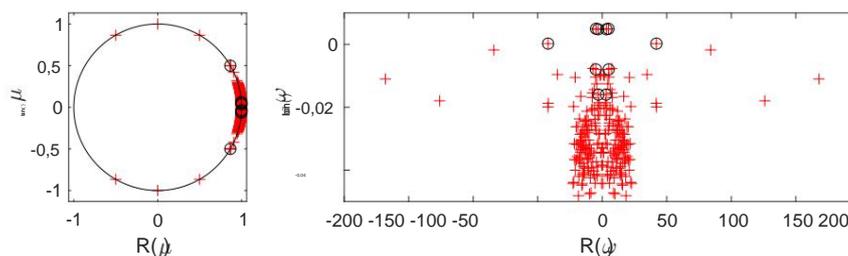


Abbildung 8. Eigenwerte, die sich aus dem Standard-DMD-Algorithmus (rote Kreuze) und dem Sparsity-fördernden Algorithmus (schwarze Kreise) ergeben. Der rechte Bereich zeigt die logarithmische Abbildung

ues, $\tilde{y} = \tilde{y} \frac{\log(\mu)}{i\tilde{y}t}$, der Eigenwerte, wobei $\tilde{y}t$ die zeitliche Trennung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schnappschüssen und i die imaginäre Einheit.

Die Abbildungen 9 und 10 zeigen die Geschwindigkeitskomponenten der wichtigsten DMD-Modi, sortiert nach ihrer Amplitude $|\tilde{y}|$. Es ist offensichtlich, dass ihre Hauptstruktur der der energiereichsten POD-Modi ähnelt, obwohl die Rangfolge unterschiedlich ist und die zugehörigen Frequenzen nicht genau gleich sind (mit Ausnahme des Hochfrequenzmodus). Unter den vom SP-DMD ausgewählten Modi entsprechen diejenigen mit der größten Amplitude den Randwirbeln, wie man in Abbildung 9a für die Strömungsgeschwindigkeit und in Abbildung 10a,b für die vertikalen und Querkomponenten sehen kann. Beachten Sie, dass dieser Modus mit einer charakteristischen Winkelfrequenz von $\dot{\gamma} = 42$ oszilliert, die dem Dreifachen der Drehwinkelfrequenz der Turbine entspricht. Es ist interessant festzustellen, dass der POD den mit den Randwirbeln verbundenen Modus hinsichtlich der Energie als den zweithöchsten eingestuft hat, wahrscheinlich weil er durch kleinere Strukturen als die anderen gekennzeichnet ist (große Strukturen tragen im Allgemeinen mehr Energie als kleine). Die verbleibenden ausgewählten Modi sind durch niedrige Frequenzen und großräumige räumliche Strukturen gekennzeichnet, wie in den Abbildungen 9b–h und 10c–f zu sehen ist.

Diese niederfrequenten Modi sind wahrscheinlich mit der Wechselwirkung von Spitzenwirbeln und Turmwirbeln verbunden, wie kürzlich durch eine Modalanalyse des Nachlaufs einer Windkraftanlage mit und ohne Turm und Gondel festgestellt wurde [8]. Im Vergleich zu den POD-Modi kann man feststellen, dass diese Modi einen größeren Teil des Bereichs einnehmen und durch kleinräumige Strukturen im nahen Nachlauf und großräumige Strukturen im fernen Nachlauf gekennzeichnet sind, während die niederfrequenten POD-Modi größtenteils im fernen Nachlauf lokalisiert sind, wahrscheinlich aufgrund des größeren Energiegehalts großräumiger Strukturen, die sich stromabwärts entwickeln, sobald sich kleinräumigere aufgelöst haben. Darüber hinaus kann man in allen niederfrequenten DMD-Modi den Fußabdruck des Turms in der Nähe des Einlasses deutlich erkennen (siehe Abbildung 9b–h), der nur in den POD-Modi 9 und 11 zu sehen war. Diese direkte Verbindung mit den kleinräumigen Strukturen im nahen Nachlauf ist hervorgehoben in Abbildung 11, die die strömungsmäßigen Geschwindigkeitskonturen der wichtigsten DMD-Modi in zwei verschiedenen wandparallelen Ebenen zeigt. Man kann beobachten, dass die kohärenten Strukturen der DMD-Modi in Strömungsrichtung fast gleichmäßig verteilt sind, mit Ausnahme des Hochfrequenzmodus, der sich hauptsächlich im nahen Nachlauf befindet, zumindest in den Ebenen, die der Nabe am nächsten sind. Im Gegensatz dazu sind, wie in Abbildung 12 gezeigt, die energiereichsten POD-Modi viel stärker im fernen Nachlauf konzentriert (auch hier mit Ausnahme des Hochfrequenzmodus). Darüber hinaus kann man bei den niederfrequenten POD-Modi eine relevante Maßstabstrennung zwischen den Strukturen erkennen, die näher an der Nabe liegen (linke Rahmen) und denen, die sich näher an der Wand befinden (rechter Rahmen). Insbesondere haben die kohärenten Strukturen, die sich weiter von der Nabe entfernt befinden, einen viel größeren Maßstab als die näher daran, was wahrscheinlich direkt mit dem Abwerfen des Turms zusammenhängt. Stattdessen scheinen die kohärenten Strukturen, die den DMD-Modus charakterisieren, ungefähr dieselbe Wellenlänge beizubehalten, unabhängig von der Position der Wandnormalen. Es ist anzumerken, dass alle energiereichsten POD-Modi unter derselben Skalentrennung in y - und x -Richtung leiden, wahrscheinlich aufgrund der Tatsache, dass sie mit mehr als einer zeitlichen Frequenz verbunden sind.

Was schließlich die in Tabelle 1 angegebenen Frequenzen betrifft, so sind die DMD-Modi durch etwas höhere Frequenzen gekennzeichnet und haben eine andere Rangfolge als die POD-Modi. Abschließend lässt sich sagen, dass die vom Sparsity-Promoting-Algorithmus ausgewählten DMD-Modi strukturell den energiereichsten POD-Modi ähneln. Dennoch gibt es einige nicht unerhebliche Unterschiede in der Rangfolge, den Frequenzen und den räumlichen Strukturen, die wahrscheinlich damit zusammenhängen, dass DMD Strukturen isoliert, die nur mit einer Frequenz verbunden sind, was zu relevanten Unterschieden in der Leistung der beiden Modisätze bei der Rekonstruktion des Strömungsfelds führt.

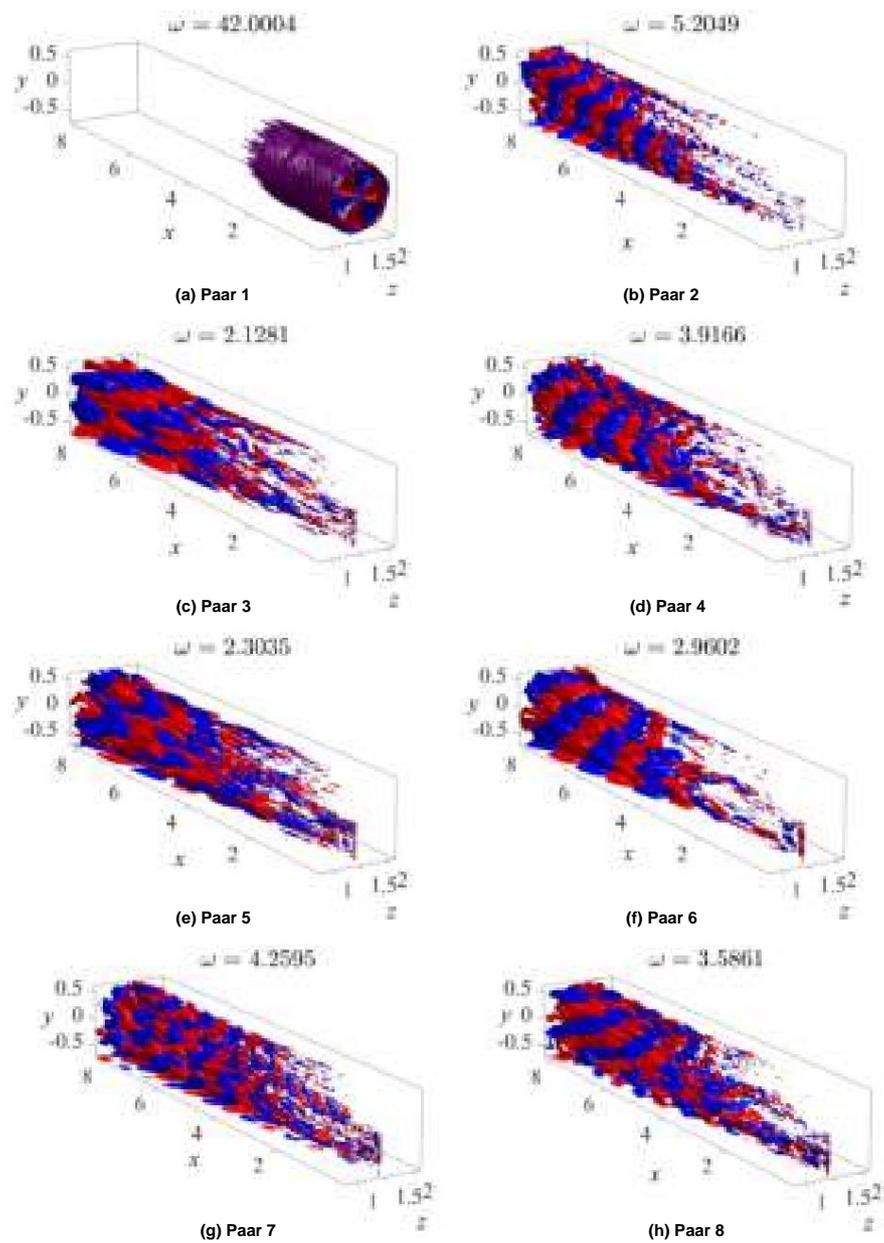


Abbildung 9. Strömungsrichtungs-Geschwindigkeits-Isosflächen (rot für $u = 0,001$, blau für $u = -0,001$ Werte) der Realteil der acht dynamischen Modenpaare, die vom Sparsity-Promoting-Algorithmus ausgewählt wurden, geordnet entsprechend ihrer Amplitude $|\hat{y}|$.

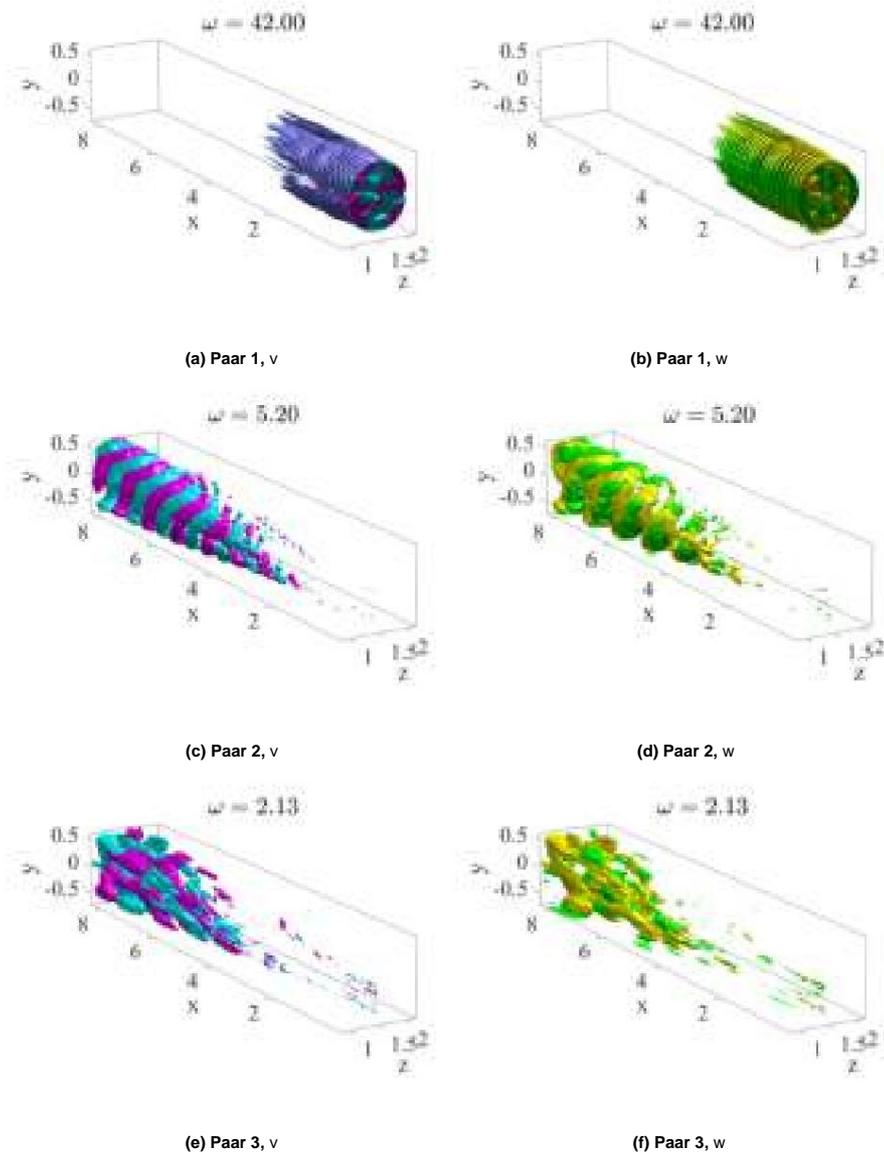


Abbildung 10. Vertikale (links) und transversale (rechts) Geschwindigkeitsisoflächen (magenta/grün für v , $w = 0,0008$, Cyan/Gelb für v , $w = \bar{y}0,0008$ Werte) des Realteils der drei wichtigsten dynamischen Modi' Paare, die durch den Sparsity-Promoting-Algorithmus ausgewählt und entsprechend ihrer Amplitude $|\bar{y}|$ geordnet werden.

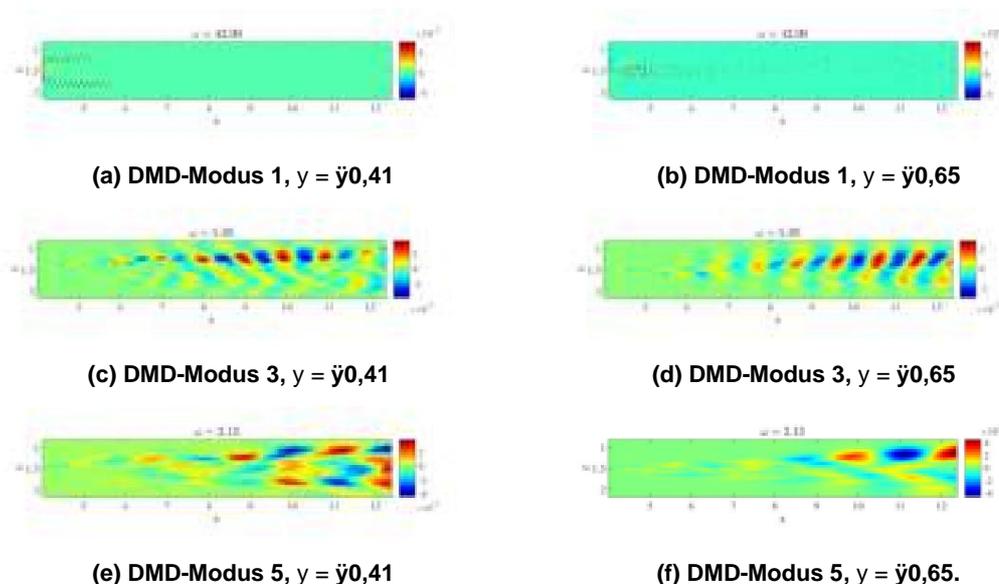


Abbildung 11. Stromlinienförmige Geschwindigkeitskonturen der wichtigsten DMD-Modi auf zwei Ebenen mit konstanter y-Achse.

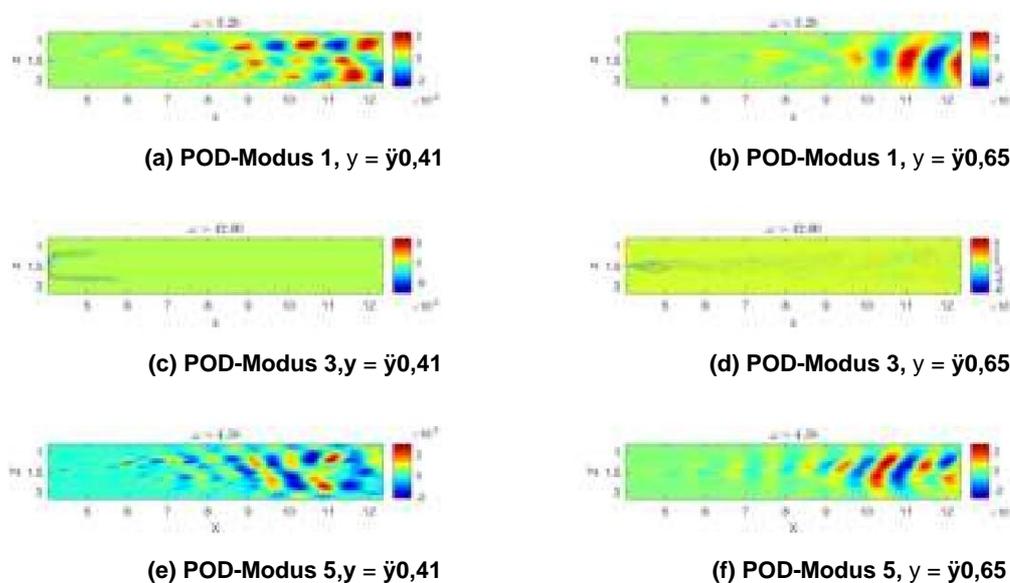


Abbildung 12. Stromlinienförmige Geschwindigkeitskonturen der energiereichsten POD-Modi auf zwei Ebenen mit konstanter y-Achse.

5. Diskussion

Die vorliegende Arbeit bietet eine numerische Analyse der Dynamik des Nachlaufs, der sich hinter der NREL 5-MW-Referenz-Windturbine entwickelt, für laminare Zuflussbedingungen unter Verwendung die richtige orthogonale Zerlegung (POD) und der Sparsity-fördernde dynamische Modus Zerlegung (SP-DMD) des instationären Strömungsfeldes. Während POD eine Reihe hoch energetische, zueinander orthogonale Modi, diese Modi sind möglicherweise nicht die dynamischsten relevant; daher ist die Auswahl einer niedrigdimensionalen Basis für die Realisierung eines reduzierten Modells möglicherweise nicht trivial. Andererseits ist DMD in der Sparsity-fördernden Va hat die Fähigkeit, die dynamisch relevanteste Bewegung auszuwählen, indem eine Zerlegung die die zeitlich dominanten Frequenzen nach Amplitude ordnet. In der Literatur finden sich Beispiele für vergleichende Analysen der Leistung dieser beiden modalen Zerlegungen wurden für verschiedene Ströme durchgeführt, die die Angemessenheit einer der beiden zeigen modale Zerlegungen in Abhängigkeit von den Strömungsfällen. Ein solcher Vergleich hat jedoch wurde noch nie direkt für den Fall der Strömung hinter einer Windkraftanlage im Großmaßstab untersucht. realistische Reynoldszahl. In der vorliegenden Arbeit wird die Strömung hinter dem NREL-5MW-Wind Turbine wurde mit einem LES-Ansatz simuliert, bei dem die Rotorblätter moduliert werden.

Die Simulation erfolgt mit der Aktuatorlinienmethode, während Turm und Gondel mit der Immersed Boundary-Methode simuliert werden. Die energiereichsten Modi, die vom POD identifiziert werden, sind hauptsächlich durch großräumige Strukturen gekennzeichnet, die im entfernten Nachlauf lokalisiert sind, mit Ausnahme des zweitenergiereichsten Modus, der sich im nahen Nachlauf entwickelt und der Bemerkenswerterweise sind 50 % der turbulenten kinetischen Energie des gesamten Strömungsfelds auf nur 15 % der POD- Modi zurückzuführen, nämlich 457 Modi. Es sind jedoch 1525 Modi erforderlich, um etwa 90 % der turbulenten kinetischen Energie zu erklären. Unter Verwendung eines energiebasierten Kriteriums scheint es daher, dass eine große Anzahl von Modi erforderlich ist, um das Strömungsfeld angemessen zu

Um die Freiheitsgrade des Systems zu reduzieren, wurde die Spärlichkeit fördernde DMD auf einem Unterraum aus 251 POD-Modi durchgeführt. Abhängig vom Wert des Spärlichkeitsparameters wählte das SP-DMD verschiedene nicht triviale Teilmengen dynamischer Modi aus, die die gesamte Datensequenz optimal rekonstruieren. Beim Vergleich des rekonstruierten Flusses mit dem Original scheint es, dass der SP-DMD-Algorithmus bei niedrigen Werten des Spärlichkeitsparameters 200 Modi auswählt, was zu einem Leistungsverlust von 20 % gegenüber den Referenz-Schnappschüssen führt. Bei hohen Werten des Spärlichkeitsparameters verringert sich die Anzahl der ausgewählten Modi erheblich, allerdings zum Preis eines größeren Verlusts. In allen Fällen scheint der relevanteste Modus direkt mit den Randwirbeln verbunden zu sein, während die anderen relevantesten Modi durch niederfrequente Schwingungen gekennzeichnet sind, die einen großen Teil des Bereichs ausfüllen. Während die kohärenten Strukturen, die die DMD-Modi charakterisieren, unabhängig von der Position zur Wandnormalen/Stromrichtung ungefähr die gleiche Wellenlänge beibehalten, weisen die POD-Modi eine klare Skalentrennung in den verschiedenen Raumrichtungen auf, wahrscheinlich aufgrund der Tatsache, dass sie mit mehr als einer zeitlichen Frequenz verbunden sind. Darüber hinaus zeichnen sich die DMD-Modi durch etwas höhere Frequenzen aus und haben eine andere Rangfolge als die POD-Modi.

6. Schlussfolgerungen

Vergleicht man die Ergebnisse der DMD-Analyse mit denen von POD, muss man feststellen, dass eine Rekonstruktion unter Verwendung der energiereichsten 200 POD-Modi einen Verlust von ca. 80 % der kinetischen Strömungsenergie zur Folge hat, während die Rekonstruktion des Strömungsfelds unter Verwendung der relevantesten 200 DMD-Modi nur einen Leistungsverlust von ca. 20 % verursacht. Trotz der allgemeinen Ähnlichkeiten zwischen den beiden Modi-Sets deuten die Unterschiede in Rangfolge, zeitlichen Frequenzen und räumlichen Strukturen zwischen den beiden Modalzerlegungstechniken darauf hin, dass ein energiebasiertes Kriterium, wie es bei POD verwendet wird, möglicherweise nicht für die Formulierung eines reduzierten Modells von Windturbinennachläufen geeignet ist. Daher sollte DMD, das die Spärlichkeit fördert, für die Ermittlung einer optimalen niedrigdimensionalen Darstellung von Strömungsdaten bevorzugt werden. Zukünftige Arbeiten zielen darauf ab, reduzierte Modelle auf der Grundlage von SP-DMD zu entwickeln und ihre Leistung unter verschiedenen

Beiträge der Autoren: Datenkuratierung, formale Analyse, Entwurfserstellung: GDC; Datenkuratierung, Konzeptualisierung, Überwachung, Schreiben, Erstellung des Originalentwurfs, Überprüfung und Bearbeitung: SC; Datenkuratierung, Überwachung, Überprüfung und Bearbeitung: OS; Konzeptualisierung, Überwachung, Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung: PDP; Konzeptualisierung, Überwachung, Überprüfung und Bearbeitung: SL. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Stellungnahme des Institutional Review Board: Nicht zutreffend

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Verweise

1. Andersen, S.J.; Sørensen, J.N.; Mikkelsen, R. Simulation der inhärenten Turbulenz und der Nachlaufinteraktion innerhalb einer unendlich langen Reihe von Windkraftanlagen. *J. Turbul.* **2013**, *14*, 1–24. [\[CrossRef\]](#)
2. Bastine, D.; Witha, B.; Wächter, M.; Peinke, J. Auf dem Weg zu einem vereinfachten dynamischen Wake-Modell mittels Pod-Analyse. *Energies* **2015**, *8*, 895–920. [\[CrossRef\]](#)
3. VerHulst, C.; Meneveau, C. Große Wirbelsimulationsstudie zur Aufnahme kinetischer Energie durch energetische turbulente Strömungsstrukturen in großen Windparks. *Phys. Fluids* **2014**, *26*, 025113. [\[CrossRef\]](#)
4. Hamilton, N.; Tutkun, M.; Cal, R.B. Windturbinen-Grenzschicht-Arrays für kartesische und versetzte Konfigurationen: Teil II, niedrigdimensionale Darstellungen über die richtige orthogonale Zerlegung. *Wind Energy* **2015**, *18*, 297–315. [\[CrossRef\]](#)
5. Hamilton, N.; Tutkun, M.; Cal, R.B. Anisotroper Charakter von Beschreibungen turbulenter Strömungen niedriger Ordnung durch die richtige orthogonale Zerlegung. *Phys. Rev. Fluids* **2017**, *2*, 014601. [\[CrossRef\]](#)
6. Hamilton, N.; Viggiano, B.; Calaf, M.; Tutkun, M.; Cal, R.B. Ein verallgemeinerter Rahmen für die reduzierte Modellierung eines Windturbinennachlaufs. *Wind Energy* **2018**, *21*, 373–390. [\[CrossRef\]](#)
7. Fortes-Plaza, A.; Campagnolo, F.; Wang, J.; Wang, C.; Bottasso, C. Ein POD-Modell reduzierter Ordnung zur Nachlauf-Lenkungssteuerung. *J. Phys. Conf. Ser.* **2018**, *1037*, 032014. [\[CrossRef\]](#)
8. De Cillis, G.; Cherubini, S.; Semeraro, O.; Leonardi, S.; De Palma, P. POD-basierte Analyse eines Windturbinennachlaufs unter Einfluss von Turm und Gondel. *Wind Energy* **2021**, *24*, 609–633. [\[CrossRef\]](#)
9. Ilak, M.; Rowley, C.W. Modellierung der Übergangsströmung in Kanälen mittels balancierter orthogonaler Zerlegung. *Phys. Fluids* **2008**, *20*, 034103. [\[CrossRef\]](#)
10. Schmid, P.J. Dynamische Moduszerlegung numerischer und experimenteller Daten. *J. Fluid Mech.* **2010**, *656*, 5–28. [\[CrossRef\]](#)
11. Iungo, G.V.; Santoni-Ortiz, C.; Abkar, M.; Porté-Agel, F.; Rotea, M.A.; Leonardi, S. Datengesteuertes Modell reduzierter Ordnung zur Vorhersage von Windturbinennachläufen. *J. Phys. Conf. Ser.* **2015**, *625*, 012009. [\[CrossRef\]](#)
12. Le Clairche, S.; Lorente, L.S.; Vega, J.M. Windvorhersagen vor Windkraftanlagen aus einer LiDAR-Datenbank. *Energies* **2018**, *11*, 543. [\[Querverweis\]](#)
13. Chen, K.K.; Tu, J.H.; Rowley, C.W. Varianten der dynamischen Moduszerlegung: Randbedingung, Koopman- und Fourier-Analysen. *J. Nonlinear Sci.* **2012**, *22*, 887–915. [\[CrossRef\]](#)
14. Jovanović, M.R.; Schmid, P.J.; Nichols, J.W. Sparsity-promoting dynamic mode decomposition. *Phys. Fluids* **2014**, *26*, 024103. [\[Querverweis\]](#)
15. Semeraro, O.; Bellani, G.; Lundell, F. Analyse zeitaufgelöster PIV-Messungen eines begrenzten turbulenten Strahls unter Verwendung der POD- und Koopman-Modi. *Exp. Fluids* **2012**, *53*, 1203–1220. [\[CrossRef\]](#)
16. Frederich, O.; Luchtenburg, D.M. Modalanalyse komplexer turbulenter Strömungen. Im Seventh International Symposium on Turbulence and Scherströmungsphänomene; Begell House Digital Library: Danbury, CT, USA, 2011.
17. Muld, T.W.; Efraimsson, G.; Henningson, D.S. Strömungsstrukturen um einen Hochgeschwindigkeitszug, extrahiert mittels Proper Orthogonal Decomposition und Dynamic Mode Decomposition. *Comput. Fluids* **2012**, *57*, 87–97. [\[CrossRef\]](#)
18. Mendez, M.; Balabane, M.; Buchlin, J.M. Mehrskalige orthogonale Zerlegung komplexer Fluidströme. *J. Fluid Mech.* **2019**, *870*, 988–1036. [\[CrossRef\]](#)
19. Medici, D. Experimentelle Studien zu Windturbinennachläufen: Leistungsoptimierung und Mäandern. Dissertation, Kungliga Tekniska Hogskolan (KTH): Stockholm, Schweden, 2005.
20. Pope, S.; Pope, S.; Eccles, P.; Press, C.U. *Turbulent Flows*; Cambridge University Press: Cambridge, Großbritannien, 2000.
21. Orlandi, P. *Fluid Flow Phenomena: A Numerical Toolkit; Band 55, Fluidmechanik und ihre Anwendungen*; Springer: Dordrecht, Niederlande, 2000. [\[CrossRef\]](#)
22. Sørensen, J.N.; Shen, W.Z. Berechnung des Nachlaufs von Windkraftanlagen mit der kombinierten Navier-Stokes/Actuator-Line-Methode. In Proceedings der 1999 European Wind Energy Conference and Exhibition, Nizza, Frankreich, 1.–5. März 1999; S. 156–159.
23. Orlandi, P.; Leonardi, S. DNS turbulenter Kanalströmungen mit zwei- und dreidimensionaler Rauheit. *J. Turbul.* **2006**, *7*, N73. [\[Querverweis\]](#)
24. Orlandi, I. Eine einfache Randbedingung für unbegrenzte hyperbolische Strömungen. *J. Comput. Phys.* **1976**, *21*, 251–269. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Experimentelle und numerische Analyse einer Kompressorstufe unter Strömungsverzerrung

Alberto Baretter ¹ , Benjamin Godard und ² Joseph Pierric ¹ , Olivier Roussette ¹ , Francesco Romano ¹ ,
Raphael Barrier ² Antoine Dazin ^{1,*} 

- ¹ Univ. Lille, CNRS, ONERA, Arts et Métiers Institute of Technology, Centrale Lille, UMR 9014-LMFL-Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille -Kampé de Fériet, F-59000 Lille, Frankreich; alberto.baretter@ensam.eu (AB); pierric.joseph@ensam.eu (PJ); olivier.roussette@ensam.eu (ODER); francesco.romano@ensam.eu (FR)
- ² Onera – Das französische Luft- und Raumfahrtlabor. F-92190 Meudon, Frankreich; benjamin.godard@onera.fr (BG); raphael.barrier@onera.fr (RB)
- * Korrespondenz: antoine.dazin@ensam.eu

Zusammenfassung: In vielen Fällen sind Fan- oder Kompressorstufen am Einlass mit azimutalen Strömungsverzerrungen konfrontiert, die ihre Leistung und Stabilität beeinträchtigen. Diese Strömungsverzerrungen können durch externe Ereignisse oder durch bestimmte geometrische Merkmale verursacht werden. Ziel dieser Arbeit ist es, eine kombinierte numerische und experimentelle Analyse des Strömungsverhaltens in einer einzelnen axialen Kompressorstufe unter Strömungsverzerrung vorzuschlagen.

Die Verzerrungen werden durch verschiedene Gitter erzeugt, die vor dem Rotor platziert werden. Auf experimenteller Ebene basiert die Strömungsanalyse auf den Messungen einer Reihe von instationären Drucksensoren, die bündig am Gehäuse des Maschinenrotors montiert sind. URANS-Berechnungen werden mithilfe der Software elsA durchgeführt. Die Strömungsverzerrung wird durch einen Abfall des Stagnationsdruckverhältnisses an der Einlass- Randbedingung simuliert. Die Studie konzentriert sich zunächst auf die Fähigkeit eines Druckabfalls, der als Einlass- Randbedingung in CFD auferlegt wird, die Wirkung einer Strömungsverzerrung genau zu reproduzieren. Die Analyse wird mithilfe der Singulärwertzerlegung (SVD) und der dynamischen Moduszerlegung (DMD) durchgeführt. Auf experimenteller Ebene wird dann besonderes Augenmerk auf die Entstehung von rotierendem Stall gelegt, vom Beginn

Schlüsselwörter: Axialkompressor; Einlassverzerrung; rotierender Strömungsabriss



Zitat: Baretter, A.; Godard, B.; Joseph, P.; Roussette, O.; Romano, F.; Barrier, R.; Dazin, A. Experimentelle und numerische Analyse einer Kompressorstufe unter Strömungsverzerrung. *Int. J. Turbomach. Propuls.* Power 2021, 6, 43. <https://doi.org/10.3390/ijtp6040043>

Erhalten: 30. September 2021
Akzeptiert: 17. November 2021
Veröffentlicht: 23. November 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.
Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.
Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Bei einer Einlassverzerrung handelt es sich um eine Situation, in der die Strömung in eine Turbomaschine ungleichmäßig ist. Dies kann bei Strahltriebwerken passieren, weil die Krümmung des Einlasses Sekundärströmungen verursacht oder weil der Einlass nahe am Rumpf liegt, so dass die Grenzschichtansaugung (BLI) einen positiven Einfluss auf den Treibstoffverbrauch ziviler Flugzeuge haben [1]. Dabei wird der Luftwiderstand durch die Flugzeugtriebwerke verringert, die teilweise in den hinteren Teil des Flugzeugrumpfs eingebettet sind und die am Rumpf gebildete Grenzschicht ansaugen. Andere Situationen, in denen Verzerrungen auftreten können, stehen im Zusammenhang mit dem Betrieb des Triebwerks in stark turbulenten Strömungen oder bei Seitenwind. Ein typisches Merkmal einer verzerrten Strömung ist das Nebeneinander von Bereichen mit niedrigerem und höherem Gesamtdruck. Tatsächlich sind Turbomaschinen normalerweise so konstruiert, dass sie unter einer kreisförmig gleichmäßigen Anströmung arbeiten, sodass die rotierenden Laufschaufeln demselben Anstellwinkel ausgesetzt sind und gleichen Schaufeldruckprofilen ausgesetzt sind. Bei einer kreisförmigen verzerrten Strömung rotieren die

Ein einfaches Modell zur Beschreibung der Umfangsverzerrung wurde in [2] angegeben. Die Reaktion der Schaufeln auf eine sinusförmige Schwingung des Anstellwinkels besteht in einer Schwingung des Auftriebskoeffizienten und da die Schwankungen des Druckverhältnisses proportional zu den Schwankungen des Auftriebskoeffizienten sind, induziert das zyklische Verhalten des Auftriebskoeffizienten ein zyklisches Verhalten des Druckverhältnisses im Verdichterkennfeld.

Verschlechterung der Leistung der Maschine, die den gleichen Druck nicht aufrechterhalten kann Verhältnis wie in unverzerrten Betriebsregimen. Darüber hinaus ist die Kompressorstabilität Der verzerrte Strömungsbereich führt zu einem höheren Anstellwinkel und damit zu einem Eingriff näher bis zur Stallgrenze. Der Stall-Spielraum wird reduziert und Instabilitäten werden für eine höhere Durchflusskoeffizient.

Von den frühen Studien in den 1970er Jahren [3,4] bis hin zu neueren Studien [5] ist die Wirkung von Die Prüfung der Eintrittsverformung an Turbomaschinen erfolgte meist mit Hilfe von Sieben [6], die vor der Maschine; die Aufmerksamkeit konzentrierte sich auf die Charakterisierung der stationäre Leistung unter Einlassverzerrung und bei rotierendem Stall vor allem in Bezug auf Verringerung der Stallmarge. Zwei Aspekte scheinen einer weiteren Untersuchung würdig zu sein.

Der erste betrifft die Charakterisierung der Wirkung von Rastern bei der Darstellung einer Verzerrung. Ein besseres Verständnis der Auswirkungen der Geometrie des Siebes auf die Strömung ist erforderlich um das Verständnis der Auswirkungen von durch Siebe erzeugten Strömungsverzerrungen im Einlass zu verbessern. Der zweite Aspekt ist der Mangel an Untersuchungen der detaillierten Dynamik des Stallbeginns unter Verzerrung [7].

Um das erste Thema anzusprechen, experimentelle und numerische Signale im stationären Zustand und Der transiente Betrieb eines Axialkompressors wurde verglichen, sowohl im Fall von sauberem unverzerrter Durchflussbetrieb und verzerrter Durchflussbetrieb durch ein Sieb in Vorderseite der Maschine. Experimentelle und numerische Gehäusedrucksignale wurden verglichen für einen stabilen Betriebspunkt nahe den Nennbedingungen. Soweit der stabile Betrieb Die momentanen Gehäusedruckmessungen wurden mit dynamischen Modenzerlegung, um den modalen Inhalt des Signals zu extrahieren und den Effekt hervorzuheben des Bildschirms.

Was die detaillierte Dynamik des Übergangs zum rotierenden Stall betrifft, wurde der statische Gehäusedruck mit Sensoren erfasst, die am Umfang verteilt sind. und wird verwendet, um die Entwicklung der Störung während des Übergangs zu verfolgen.

2. Versuchsaufbau

Die Experimente wurden mit dem langsam laufenden Axialkompressor CME2 durchgeführt, der bei Arts et Métiers, Lille, Frankreich. Die wichtigsten Betriebs- und Geometrieparameter sind aufgeführt in Tabelle 1.

Tabelle 1. Kompressorparameter.

Drehzahl	3200	U/min
Auslegungsmassenstrom bei 3200 U/min	5.3	kg/s
Auslegungsverhältnis Gesamtdruck zu statischem Druck bei	1.03	
Rotorblattnummer	30	
Statorblattnummer	40	
Gehäusedurchmesser	550	mm
Rotorblattsehne	84	mm
Rotorspitzen-Versatzwinkel	54	°
Rotorspitzenspalt	0,5	mm
Anzahl der Strukturstreben	4	

Der Prüfstand (Bild 1b,c) ist mit 14 gehäusefest montierten Drucksensoren ausgestattet (Abbildung 2). Sieben piezoresistive Druckwandler ENDEVCO 8510B sind zirkumferentiell in der Mitte der Sehne platziert, während sieben andere piezoresistive Druckwandler ENDEVCO 8507C sind auf einem instrumentierten Fenster montiert (Abbildung 1c) und bilden eine Linie in der axialen Richtung, beginnend 2 mm vor der Vorderkante der Schaufeln und weiter nach oben zur Hinterkante. Die 0°- Position ist in Abbildung 1b mittags gewählt, und positive Winkel sind in Drehrichtung der Schaufeln. Die Abtastrate beträgt 100 kS/s. Der Nenndruck des

der Wandler beträgt 6,89 kPa und die Empfindlichkeit nach der Kalibrierung variiert zwischen 23,1 und 29,8 mV/kPa. Der Fehler in % des Skalenendwerts liegt zwischen 0,3 und 1,2.

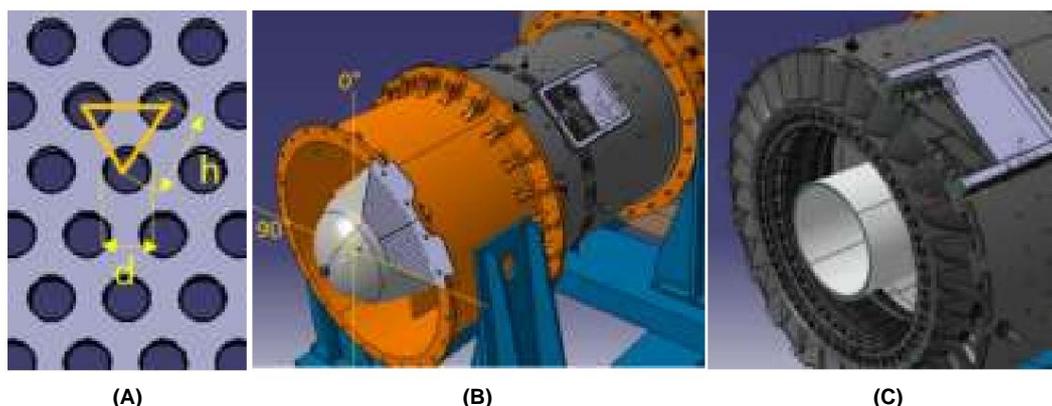


Abbildung 1. (a) CAD-Darstellung des gleichseitigen Dreiecksmusters der Gitterlöcher; (b,c) CAD-Darstellung des CME2-Kompressors mit der Gitterposition in Bezug auf das instrumentierte Fenster.

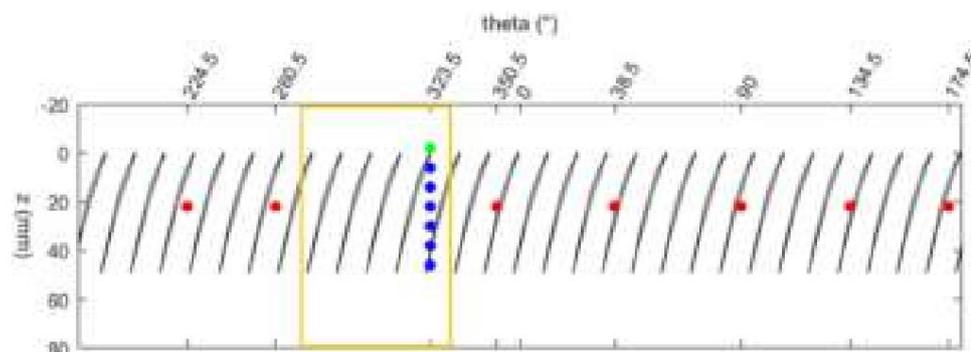


Abbildung 2. Schematische Darstellung der Rotorblätter und der Drucksondenpositionen, hervorgehoben in Rot (Umfangspositionen in der Mitte der Sehne) und Blau (Axialposition von $z = \bar{y}2$ mm bis $z = 50$ mm); für DMD verwendete Sonde (grün), Nachlauf des Gitters (gelb).

Die Verzerrung wird durch Verzerrungssiebe erzeugt, die aus perforierten Stahlplatten bestehen, die einen hydraulischen Durchmesser vor dem Kompressor installiert sind. Die Platten sind 2 mm dick und haben Löcher mit 3 mm Durchmesser (d in Abbildung 1a) und einem Lochabstand von 5 mm (h in Abbildung 1a) sowie ein gleichseitiges Dreiecksmuster (Abbildung 1a). Die Porosität, definiert als perforierte Fläche = 33 % 2

=

geteilt durch die Gesamtfläche ist $f_p = 33$ %. Die Platten wurden in Winkelsektoren geschnitten, um eine kreisförmige Verzerrung nachzunehmen (Abbildung 1b). Für die Experimente wurde ein Sektor = 33 % zwischen 270° und 330° installiert, der geschätzte dimensionslose Druckabfall basierend auf der Geschwindigkeit, an der der Schirm platziert wird (22 m/s), beträgt 1,05.

3. Numerischer Aufbau

Für diese Konfiguration werden instationäre RANS-Berechnungen mit dem ONERA-Kompressibilitätssolver elsA [8] durchgeführt, unter Verwendung eines Roe-Schemas zweiter Ordnung im Raum, eines Backward-Euler-Schemas erster Ordnung in der Zeit und einer impliziten skalaren LUSSOR-Methode. Die turbulenten Größen werden unter Verwendung des $k\text{-}\omega$ -Zweigliedungsmodells von [9] bestimmt. Die vollständige Ringgeometrie wird mit den Streben-, Rotor- und Statorreihen berechnet, was zu einem Netz aus 122 Millionen Knoten führt, wie in Abbildung 3 dargestellt. Die Anzahl der Knoten in den Streben-, Rotor- und Statornetzen beträgt 10, 70 bzw. 42 Millionen. In Spannweitenrichtung gibt es 88 bzw. 121 Knoten für die Streben- und Statorkomponenten. Die Geometrie des Siebes wird nicht simuliert; vielmehr wurde die durch das Sieb verursachte Verzerrung durch einen Gesamtdruckabfall modelliert, der direkt an der Einlassrandbedingung angewendet wird. Die Einlassbedingung besteht aus der Anwendung von Gesamtdruck, Gesamttemperatur, Ge

Turbulenzvariablen (Turbulenzrate von 2 %); die Auslass-Randbedingung wird mit einem statischen Druck an der Nabe und einer radialen Gleichgewichtsbedingung angewendet und wurde sowohl für Simulationen mit als auch ohne Gitter verwendet. Für die Berechnungen wurden 3600 Iterationen pro Rotorumdrehung verwendet und sowohl für saubere als auch für verzerrte Fälle wurden 6 vollständige Umdrehungen simuliert. Was die zeitliche Periodizität der numerischen Simulationen betrifft, besteht das verwendete Kriterium aus einer periodischen Wiederholbarkeit des momentanen Massenstroms für zwei aufeinanderfolgende Umdrehungen mit Abweichungen von weniger als 0,1 %. Die zeitliche Mittelung wurde für eine vollständige Umdrehung des Rotors durchgeführt.

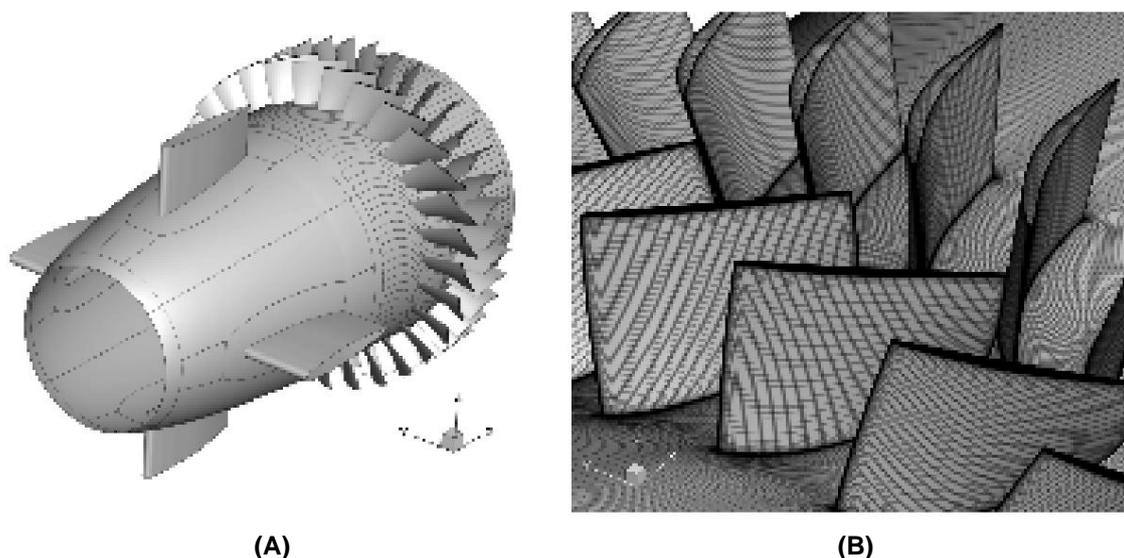


Abbildung 3. (a) CFD-Domäne; (b) Gitteransichten.

Es wurden zwei Simulationen durchgeführt: eine erste mit sauberem Zulaufstrom, eine zweite mit einem Druckabfall, der dem im Test verwendeten ersten Sieb entspricht. Die beiden Simulationen ohne Gitter und mit dem 60°-Gitter konvergierten zu einem stabilen Betriebspunkt ohne rotierenden Strömungsabriss bei einem durchschnittlichen Massenstrom von 4,0. Der instationäre Druck wurde aus den Berechnungen an den gleichen festen Positionen wie die piezoresistiven Druckwandler des Prüfstands extrahiert.

4. Ergebnisse

4.1. Stabiler Betrieb

Es wurde ein Vergleich zwischen den vor dem Rotor gemessenen Signalen für den unverzerrten Fall und den Fall mit 60°-Schirmverzerrung durchgeführt. Der Vergleich wurde mithilfe der Dynamic Mode Decomposition (DMD) durchgeführt. Die DMD wurde erstmals von [10] vorgeschlagen und ist eine datengesteuerte Methode, die eine Möglichkeit bietet, räumlich-zeitliche Messungen in eine Reihe dynamischer räumlich-zeitlicher Modi zu zerlegen, die aus einer lokalen Linearisierung der Systemdynamik abgeleitet werden. Die Modi waren auf die Nachbearbeitung der zeitabhängigen Druckmessungen beschränkt, da wir nicht mehrere Sonden kombinierten, um die räumlichen Informationen in unsere DMD-Analyse einzubeziehen.

Die zeitlichen Druckmessungen wurden in einer Matrix H (Hankel-Matrix) neu angeordnet, indem sie zeitlich entsprechend der Anzahl der Modi verschoben wurden, die wir zur Reproduktion jedes Signals verwendeten. Die Anzahl der Spalten von H entsprach also der Anzahl der Modi, die zur Annäherung des Signals verwendet wurden (500 in der Studie); die Anzahl der Zeilen entsprach der Anzahl der Zeitmessungen, die im nachbearbeiteten Zeitfenster ($5 \text{ s} \times 100 \text{ ks/s}$) berücksichtigt wurden.

Aus der H -Matrix wurden zwei Matrizen X_1 und X_2 erstellt, wobei X_2 die zeitversetzte Matrix und X_1 die Matrix der einzelnen Schnappschüsse ist. Das DMD berechnete die führenden Eigenmodi des linearen Operators A , die die Daten X_1 bis X_2 am besten voranbrachten, d. h. $X_2 = A X_1$.

wobei N den Zeitpunkt des aktuellen Schnappschusses bezeichnet. Für $N \gg t$, also kontinuierlich in der Zeit fortschreitend, lautet das entsprechende lineare System

$$\frac{dX}{dt} = AX \quad (1)$$

Unter der Anfangsbedingung $X(0)$ hat die Gleichung die Lösung:

$$X(t) = \sum_{k=1}^N \tilde{y}_k \exp(\tilde{y}_k t) b_k \quad (2)$$

wobei \tilde{y}_k und b_k die Eigenvektoren und Eigenwerte der Matrix A sind, während b_k die Koordinaten von $x(0)$ in der Eigenvektorbasis sind. Zurück zum analogen zeitdiskreten System mit Zeitschritt Δt ergibt sich

$$X_2 = \bar{A} X_1 \quad (3)$$

mit $\bar{A} = \exp(A \Delta t)$. Da die A -Matrix im Allgemeinen eine sehr große Dimension hat, haben wir statt der direkten Berechnung der Eigenwerte von A eine rangreduzierte Darstellung von A verwendet. Diese rangreduzierte Darstellung von A wurde mithilfe der Singulärwertzerlegung (SVD) erreicht. Der vollständige Algorithmus, der in unserer Studie verwendet wurde, wird in [11] ausführlicher erklärt.

Zunächst wurde DMD auf die experimentellen Signale angewendet. In den vorliegenden Experimenten wurden zwei verschiedene Massendurchflussraten gewählt und der statische Gehäusedruck von den bei $z = 2$ mm platzierten Sensoren (grün in Abbildung 2) wurde 5 s lang aufgezeichnet, was ungefähr 265 Rotorumdrehungen entspricht. Die erste Massendurchflussrate betrug 5 kg/s und entsprach einem Durchflusskoeffizienten \tilde{y} von 0,506 nahe dem Auslegungspunkt.

Der zweite von uns untersuchte Massenstrom betrug 4,2 kg/s und entsprach einem \tilde{y} von 0,425, also der letzten stabilen Konfiguration vor dem Beginn des rotierenden Stillstands in Abbildung 4a,b zeigt den Vergleich zwischen der DMD-Rekonstruktion und den experimentell erhaltenen Rohsignalen. In derselben Abbildung ist der Fehler der DMD-Rekonstruktion in Orange dargestellt. Die DMD-Rekonstruktion ist gut, verliert jedoch etwas an Genauigkeit, wenn im experimentellen Signal bei 5 kg/s einige nichtperiodische Spitzen auftreten, und sie liefert keine genaue Annäherung an das gitterverzerrte Signal bei einer Massenstromrate von 4,2 kg/s (nicht in Abbildung 4 dargestellt), da das Signal stark nichtperiodisch war.

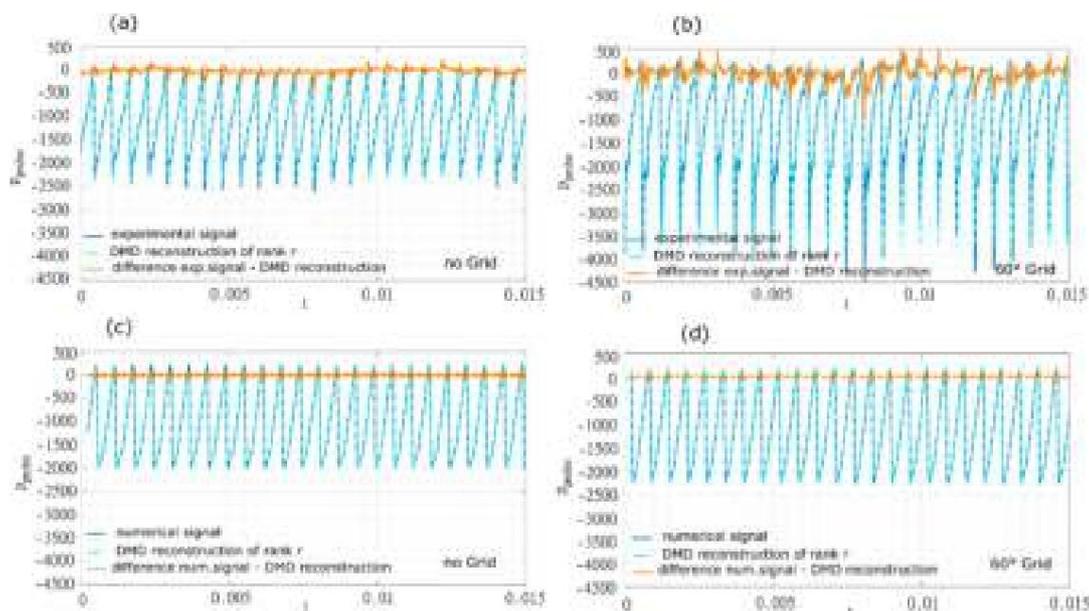


Abbildung 4. (a,b) Vergleich zwischen Rohsignal (blau) und DMD-Rekonstruktion (hellblau) für den Fall von 5 kg/s; (c,d) Vergleich zwischen Rohsignal (blau) und DMD-Rekonstruktion (hellblau) für den Fall von 4,85 kg/s. Unterschied zwischen Rohsignal und DMD-Rekonstruktion in Orange dargestellt.

Eine partielle DMD-Rekonstruktion ist in Abbildung 5a,b dargestellt, wobei pDMD die Rekonstruktion mit 21 Modi, p1 die Rekonstruktion des ersten Modus (die lineare Kleinstquadrat-Anpassung des Signals), p2 die Rekonstruktion bis zur zweiten Ordnung (lineare Kleinstquadrat-Anpassung plus die zweiter Modus mit seinem komplexen Konjugat) und so weiter. In Abbildung 5a ,b sind p5 und p9 stellen die DMD-Rekonstruktion mit der minimalen Anzahl von Modi dar, die einen Fehler aufweisen kleiner oder gleich 5 % im Vergleich zum DMD mit 21 Modi.

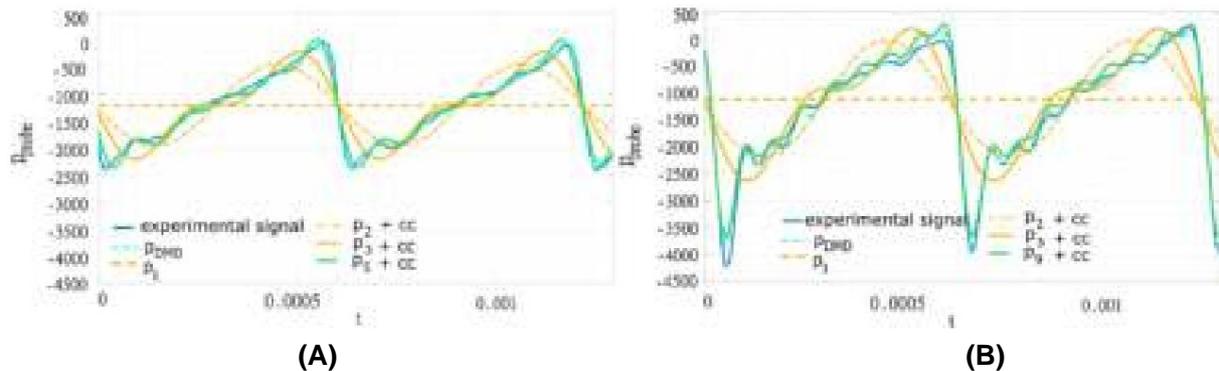


Abbildung 5. Partielle DMD-Rekonstruktion; p1 : Kleinstquadrat-Anpassung, pi + cc: DMD-Modi plus komplex konjugiertes Signal (cc) bis i (a) 11 Modi 5 kg/s ohne Gitter; (b) 19 Modi 5 kg/s mit 60° -Gitter.

Bestellung .

Nach diesem Kriterium ist die Mindestanzahl an DMD-Modi, die erforderlich ist, um **Das experimentelle Signal war 11 für den unverzerrten Fall bei einem Massenstrom von 5 kg/s.** Die erforderliche Mindestanzahl an Modi stieg mit der Einführung des Grids auf 19. Diese zusätzlichen Modi können teilweise durch das Vorhandensein eines niedrigen Druckpeaks erklärt werden. **im Signal eine Spur erhöhter Schaufelbelastung durch lokal reduzierten Massenstrom hinter dem Gitter.** Wir gehen jedoch davon aus, dass dies nicht die einzige Auswirkung der Anwesenheit des Gitters ist.

Anschließend wurde die DMD auf numerische Signale angewendet. Die Rekonstruktion (Abbildung 4c,d) war sehr gut. Für die numerischen Signale ist die erforderliche Anzahl von DMD-Modi gut reproduzieren, war das Signal 13, unabhängig von der Anwesenheit des Gitters (Abbildung 6a,b). Numerische Bei Simulationen gehen im Vergleich zu Experimenten daher einige Informationen verloren.

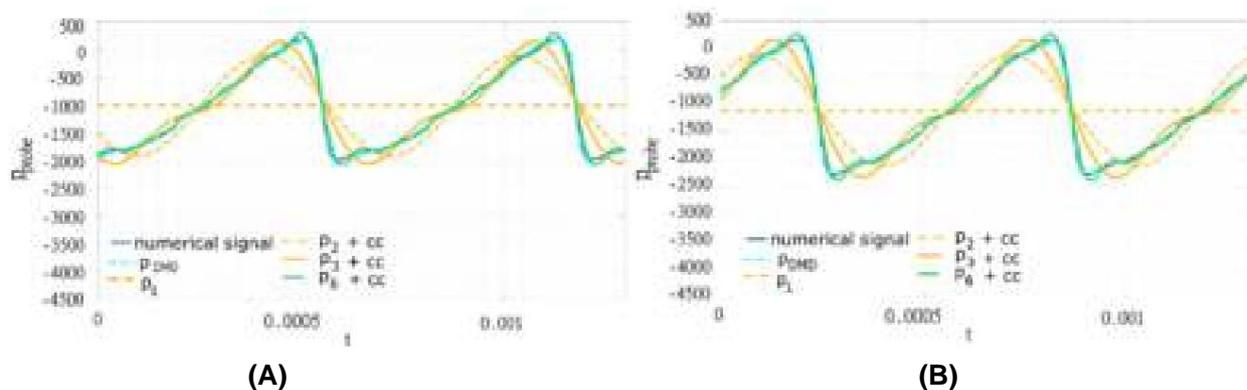


Abbildung 6. Partielle DMD-Rekonstruktion; p1 : Kleinste-Quadrat-Anpassung, pi + cc: DMD-Modi plus komplex konjugiertes Signal (cc) bis i (a) 13 Modi 4,85 kg/s ohne Gitter, (b) 13 Modi 4,85 kg/s mit 60° -Gitter.

th Befehl;

Der erste qualitative Unterschied zwischen den experimentellen und numerischen Signalen war das Vorhandensein eines starken Druckabfalls im experimentellen Signal. Ein solches Merkmal wurde durch die numerische Simulation nicht erfasst. Ein zweiter Unterschied war das Vorhandensein von hochfrequenten Schwingungen im experimentellen Signal (Abbildung 5b). Modi mit 5 und 10 Schwingungen pro Schaufelkanal entstanden. Ihre Amplituden betragen 25 % bzw. 7,5 % der Amplitude der Hauptharmonischen. Solche Modi können mit den durch die Löcher erzeugten Jets in Verbindung gebracht werden des Gitters. Der Klingelkanal misst 57 mm und der Abstand zwischen den Löchern beträgt 5 mm

so dass es 11 Löcher pro Schaufelkanal gibt. Diese Funktion verdeutlicht bereits die Beschränkung der Verwendung eines Gitters zur Reproduktion einer allgemeinen Verzerrung, da die Gittergeometrie einige charakteristische Skalen in den Fluss einführt, die bei anderen Verzerrungsarten nicht vorhanden sind. Der Vergleich zwischen den Abbildungen 5 und 6 zeigt übereinstimmend, dass ein Gesamtdruckabfall am Einlass für die Modellierung einer durch einen Bildschirm erzeugten Verzerrung zu simpel ist.

In Abbildung 7 sind die Eigenwerte dargestellt, die durch die Anwendung von SVD auf die experimentellen Signale erhalten wurden, für die beiden experimentell untersuchten Massenströme mit und ohne Vorhandensein des 60° -Gitters. Die SVD-Eigenwerte sind auch für die numerischen Signale mit und ohne Gitter dargestellt. Die Eigenwerte sind auf den Wert ihrer Gesamtsumme normalisiert, sodass sie den relativen Energieinhalt der verschiedenen Modi darstellen. In den numerischen Signalen (Abbildung 7b) änderte die Anwesenheit des Gitters den relativen Energiegehalt der Modi nicht. In den experimentellen Signalen (Abbildung 7a,c) gab es dagegen erhebliche Unterschiede. Wir betonen, dass die Energieverteilung je nach Massenstrom unterschiedlich war, sogar bei unverzerrtem experimentellen Strom. Der erste Modus des SVD (violett in Abbildung 7) hatte eine relative Energie von 32 % bei 5 kg/s, die bei 4,2 kg/s auf 15 % abnahm.

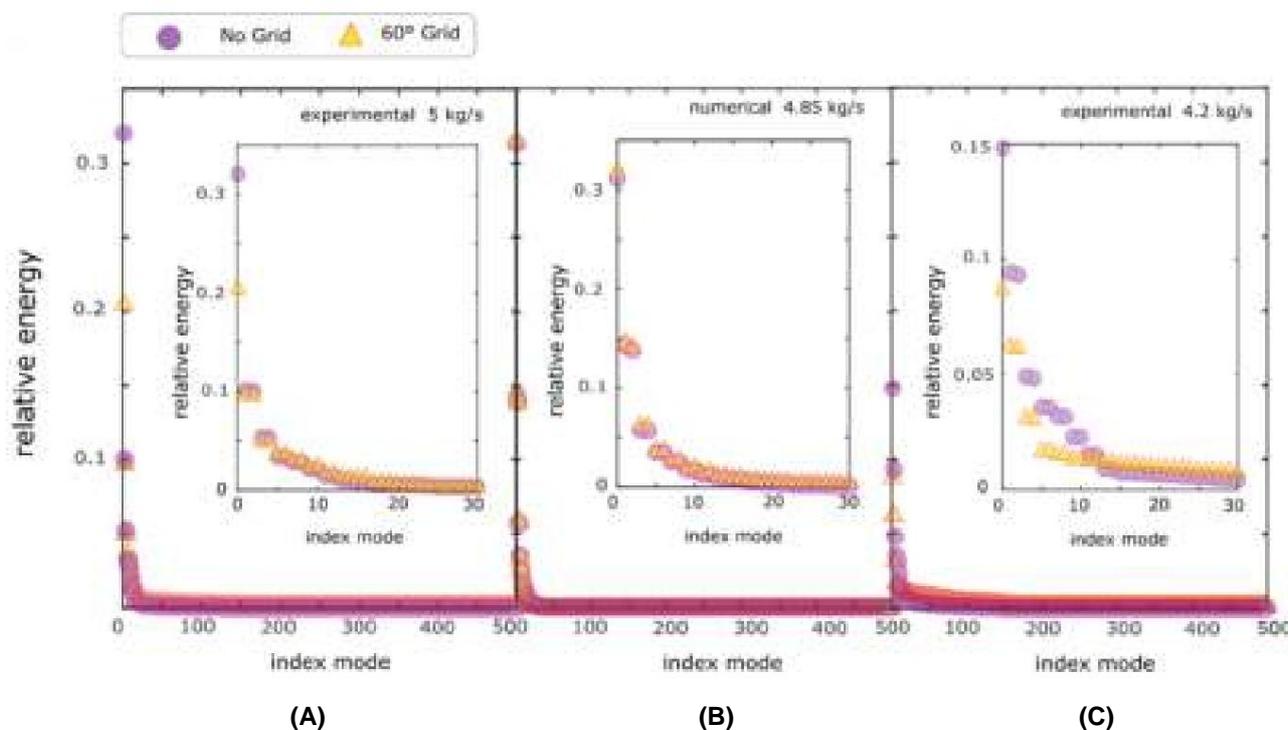


Abbildung 7. Relative Energie in den Modi, berechnet aus SVD. Experimentelle Signale. (a) 5 kg/s; (c) 4,2 kg/s; numerisches Signal (b) 4,85 kg/s.

Bei Annäherung an die Blockiergrenze waren die Signale also weniger periodisch und die Energie wurde von niedrigen Frequenzen zu höheren Frequenzen umverteilt, die Eigenwerten mit höherem Index entsprachen. Die Anwesenheit des 60° -Schirms hatte eine ähnliche Wirkung auf die Umverteilung der Energie der SVD-Modi, d. h., ein Teil der Energie der niedrigen Modi der Konfiguration ohne Gitter wurde für das System mit Gitter auf höhere Modi übertragen. Tatsächlich war mit dem Gitter (orange in Abbildung 7) die relative Energie der Modi mit niedrigem Index niedriger als ohne Gitter (violett in Abbildung 7), während die relative Energie der Modi mit hohem Index mit Gitter höher war als ohne Gitter.

Die Tendenz wurde sowohl bei 5 kg/s als auch bei 4,2 kg/s reproduziert. Wir vermuten, dass ein Teil der Energieumverteilung durch die zusätzliche Präsenz der durch die lokale Geometrie des Gitters eingeführten Modi verursacht wurde.

4.2. Beginn des

Strömungsabrisses Wie im vorigen Abschnitt gezeigt, haben die numerischen Simulationen den Effekt der führenden Ordnung, der in den experimentellen Signalen für verzerrte Konfigurationen gemessen wurde, gut erfasst. Wir gehen jedoch davon aus, dass die durch die Gittergeometrie bedingten Merkmale, die in den experimentellen Druckmessungen beobachtet wurden, eine wichtige Rolle bei Beginn und Abklingen der Störung spielen. Da die numerische Störung als Druckabfall modelliert wurde, kann ein solches physikalisches Phänomen mit unseren Computersimulationen nicht untersucht werden. Daher werden im Folgenden nur experimentelle Messungen vorgestellt.

Was den Beginn des Strömungsabrisses betrifft, wurden der Fall ohne Verzerrungsschirm und der Fall mit dem 60°-Verzerrungsschirm vor dem instrumentierten Fenster verglichen. Um einen rotierenden Strömungsabriss herbeizuführen, wurde die Drosselklappe, beginnend vom letzten stabilen Punkt, schrittweise geschlossen. In früheren Arbeiten [12,13] wurde beobachtet, dass die in CME2 auftretende Störung immer vom Typ einer Spitze ist. Ein typischer Übergang zum Strömungsabriss ist in Abbildung 8 dargestellt. Die Signale wurden gefiltert (Grenzfrequenz 800 Hz), um die Schaufelpassagefrequenz (1600 Hz) zu eliminieren. Die Störungsentwicklung wurde durch Kreuzkorrelation zwischen jedem Signal und einem stückweisen Referenzsignal verfolgt, das aus einer typischen Spitze, einer Strömungsabrisszelle und einem Übergang zwischen beiden bestand. Die Spitzen der Korrelation stellen die zeitliche Position der Störung für jeden Sensor dar (rote Punkte in Abbildung

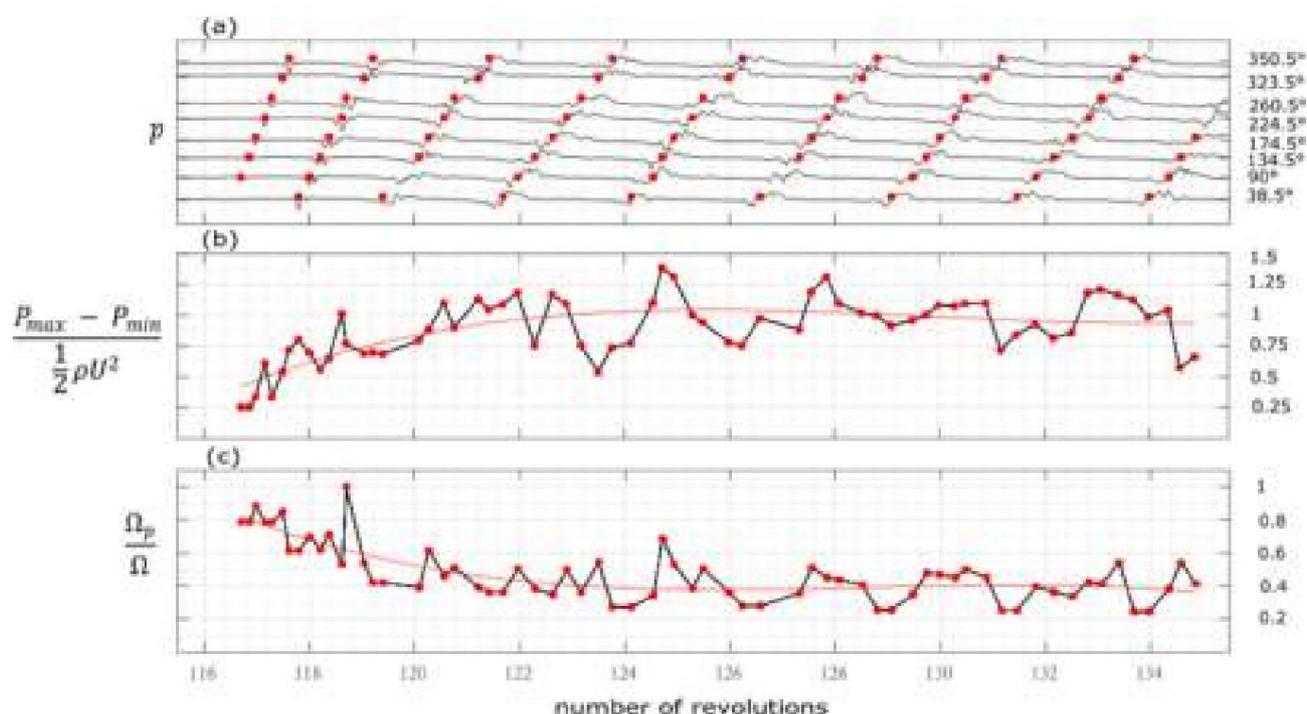


Abbildung 8. Strömungsabriss ohne Gitter; auf der x-Achse die Anzahl der Umdrehungen, auf der y-Achse: (a) Winkelposition des Signals, (b) dimensionslose Druckamplitude, (c) dimensionslose Störungsgeschwindigkeit.

Sie wurden dann verwendet, um die Störungsgeschwindigkeit abzuleiten (Abbildung 8c). Die Spitze-zu-Spitze-Amplitude der Störung wird ebenfalls angegeben (Abbildung 8b). Die Hauptunterschiede betreffen den Startpunkt der Störung und die Entwicklung der Störung während der ersten Umdrehungen. Der erste Unterschied ist die experimentell beobachtete Massenstromrate bei Stillstand: 4,15 kg/s ohne Gitter und 4,23 kg/s mit dem 60°-Gitter.

Im unverzerrten Fall beginnt der Spike meist im Bereich zwischen 90° und 135°.

Ein solches Phänomen ist sehr reproduzierbar, wahrscheinlich weil der Spalt in dieser Region aufgrund der nicht perfekten Rundheit des Gehäuses abnimmt und den Minimalwert erreicht, wie bereits beobachtet [13]. Die Störung entwickelt sich dann sch

5 Rotumdrehungen) an Amplitude zu, während seine Geschwindigkeit von etwa 90 % auf 40 % der Rotordrehzahl abnimmt.

Im verzerrten Fall (Bild 9) hingegen tritt die Störung gleich hinter dem Gitter auf (bei etwa 30°). Die Erklärung dafür ist, dass sich der Bereich mit dem höchsten Einfallswinkel am Ausgang des verzerrten Bereichs (in Rotationsrichtung) Dies ist auf die Druckgradienten zurückzuführen, die durch die Wechselwirkung des verzerrten Niederdruckstroms und des unverzerrten Stroms entstehen: Diese Gradienten erzeugten eine Umverteilung der Strömung stromaufwärts, sodass der Anfall am Eingang des verzerrten Bereichs reduziert und der Anfall am Ausgang erhöht wurde. In Abbildung 10 sind vier Wiederholungen von Strömungsabriss-Transienten mit dem 60° -Raster dargestellt. Die vier Transienten wurden durch Drosseln des Kompressors bei konstanter Drosselgeschwindigkeit erhalten, ausgehend von demselben Massenstrom, der dem letzten stabilen Punkt seiner Kennlinie entspricht. In den beiden Fällen in Abbildung 10a,c verschwand die Störung nach einer Wachstumsphase kurz vor dem Eintritt in den verzerrten Bereich (dargestellt durch ein schwarzes Rechteck), der genau in dem soeben besprochenen Argument des Bereichs mit reduziertem Anfall liegt. Das Verschwinden der Spitze war jedoch nicht immer reproduzierbar. Es kann mehrere Male vor dem rotierenden Strömungsabriss auftreten oder auch nie (zwei Fälle in Abbildung 10b,d). Die in Abbildung 10 dargestellten Ergebnisse lassen darauf schließen, dass zu Beginn Dieser Schwellenwert liegt bei etwa 0,425 des dynamischen Drucks bezogen auf die Blattspitzengeschwindigkeit. Es besteht daher ein klarer Wettbewerb zwischen den stabilisierenden Effekten des am Verzerrungseinlass vorhandenen Niedriginzidenzbereichs und der eigentlichen Dynamik der Instabilität.

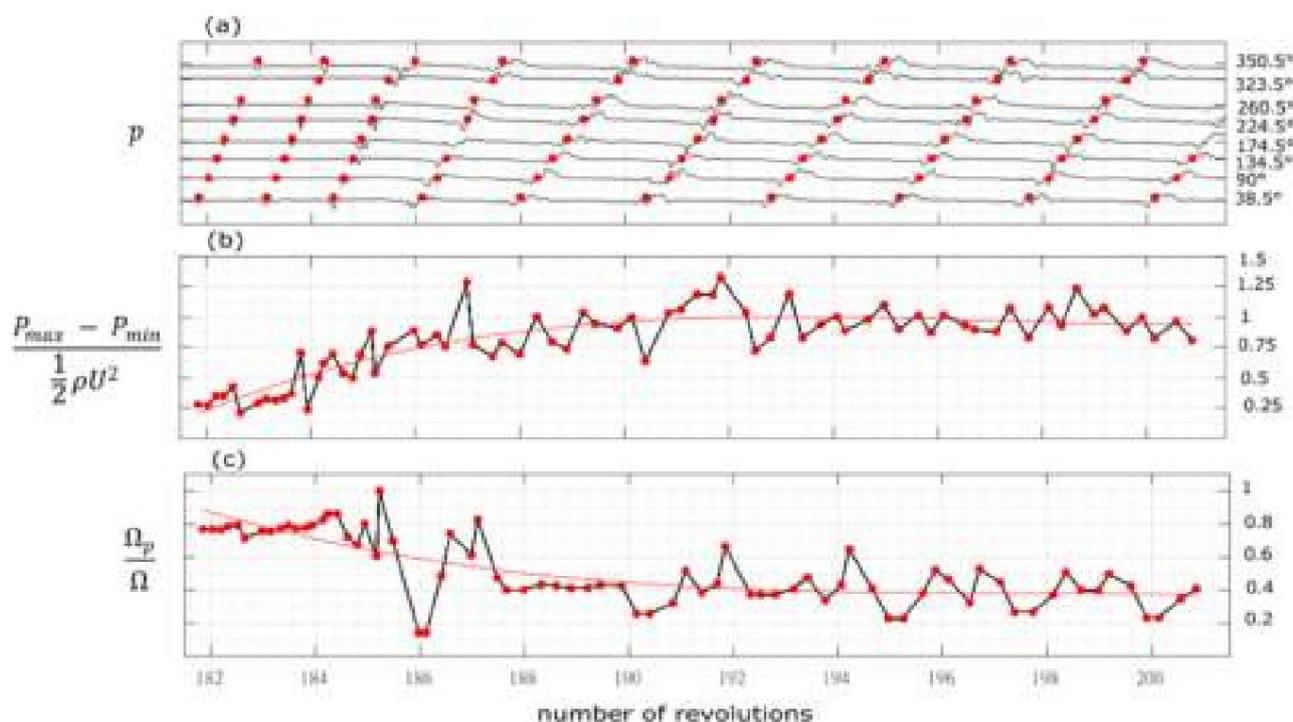


Abbildung 9. Strömungsabriss-Transient mit 60° -Raster; auf der x-Achse die Anzahl der Umdrehungen, auf der y-Achse: (a) Winkelposition des Signals, (b) dimensionslose Druckamplitude, (c) dimensionslose Störungsgeschwindigkeit.

Darüber hinaus markiert dieser Schwellenwert auch zwei verschiedene Stadien der Entwicklung der Instabilität (Abbildung 10): ein erstes Stadium, das durch Amplituden unter dem Schwellenwert und eine konstante Rotationsgeschwindigkeit der Störung gekennzeichnet ist, und ein zweites Stadium, das durch Amplituden über dem Schwellenwert und eine abnehmende Geschwindigkeit der Störung gekennzeichnet ist.

Dies spiegelt die Tatsache wider, dass zu Beginn der Störung die nichtlinearen Effekte schwach waren und für die Sättigung verantwortlich waren, die die Verstärkung der Störung begrenzte, aber der Prozess der Verstärkung der Störung hatte keinen Einfluss auf die Geschwindigkeit der Störung. Stattdessen traten, sobald die Störung eine ausreichend hohe Amplitude erreichte, nichtlineare Effekte auf, die die Verstärkung der Störung begrenzte.

Effekte wurden signifikant und führten zu einer Sättigung des Intensivierungsprozesses sowie zu einer bemerkenswerten Verlangsamung der Konvektionsgeschwindigkeit aufgrund der erhöhten Trägheit der festgestellten Störung.

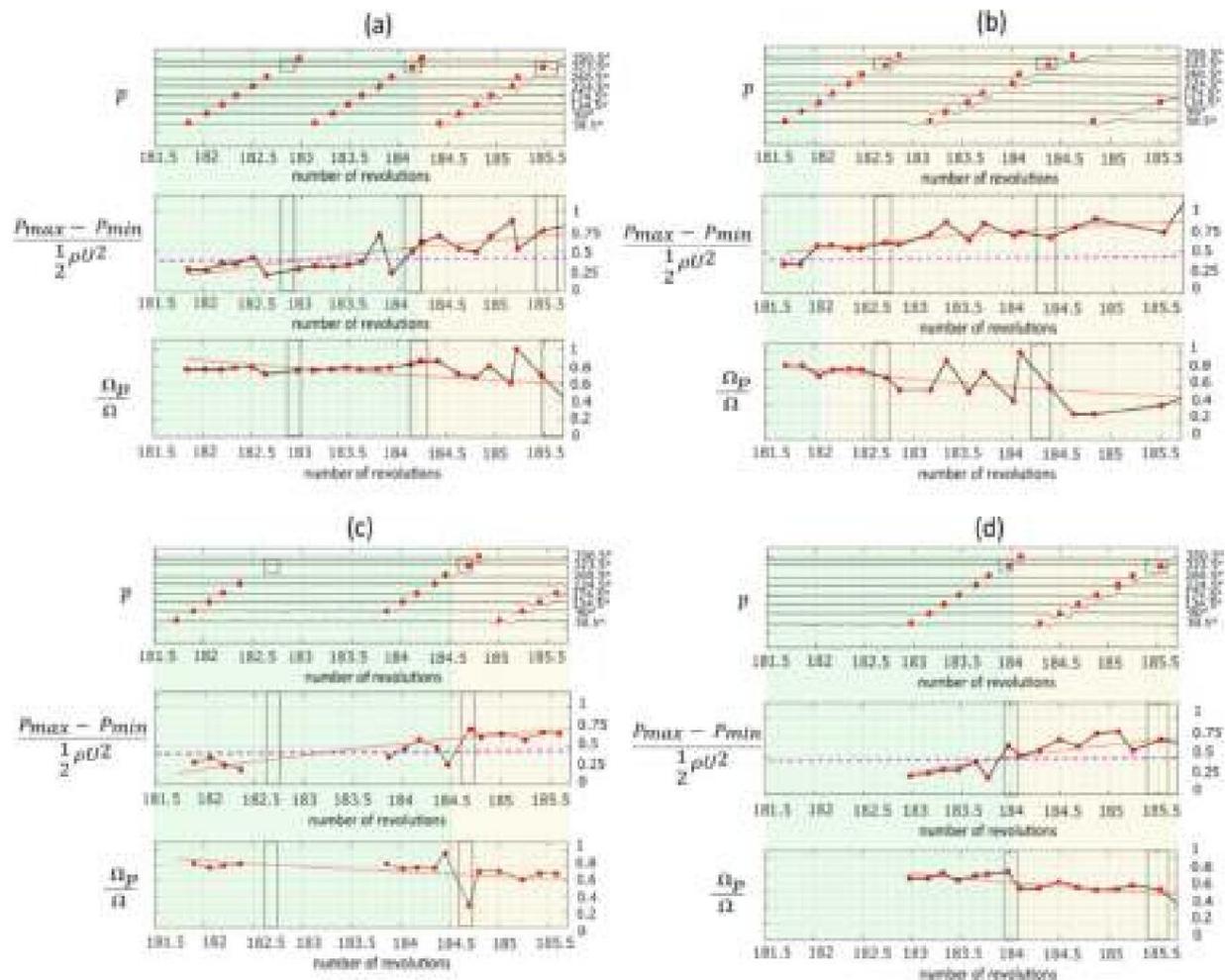


Abbildung 10. Vier (a–d) Wiederholungen des rotierenden Stalltransienten mit 60° -Raster. Schwarze Rechtecke: Position des 60° -Rasters. Gestrichelte Linie im unteren Bereich: Schwelle für Spike-Entwicklung; rote durchgezogene Linie: Polynom-Anpassung, die auch in Abbildung 8 und 9 erscheint. Grüner Hintergrund: Teil des Signals unterhalb der Schwelle; gelber Hintergrund: Teil des Signals oberhalb der Schwelle.

Abgesehen von den Anfangsstadien der Störung zeigten die Experimente, dass die Entwicklung zum rotierenden Stall unabhängig von der Anwesenheit des Gitters sehr ähnlich ist. Die entwickelte rotierende Stallzelle weist eine Geschwindigkeit auf, die 40 % der Rotationsgeschwindigkeit des Rotors entspricht, während ihre Druckamplitude gleich dem dynamischen Druck basierend auf der Blattgeschwindigkeit ist.

5. Schlussfolgerungen

An einem Axialkompressor wurden instationäre Gehäusedruckmessungen unter sauberer Strömung und verzerrter Umfangsströmung bei zwei Massenströmen im stabilen Teil der Kompressorkennlinie und bei einem variierenden Massenstrom durchgeführt, der durch Drosseln des Ventils vom letzten stabilen Punkt zur Herbeiführung eines rotierenden Stillstands erreicht wurde. Die Analyse durch DMD zeigte, dass die Wirkung des Gitters darin bestand, neue Modi in das Signal einzuführen (sowohl im Fall einer realen Lochplatte als auch im Fall eines simulierten gleichmäßigen Bereichs mit niedrigem Gesamtdruck). Die im experimentellen Signal eingeführten Modi weisen mehrere Schwingungen pro Schaufelkanal auf, was vermutlich auf die Geometrie der Löcher des Gitters zurückzuführen ist.

im numerischen Fall simuliert. Darüber hinaus induziert das Netz eine Umverteilung der Energie von Niederfrequenzmodi zu Hochfrequenzmodi.

Es wurde eine gewisse Variabilität in der Zeit des Beginns der Spike-Störung festgestellt, auch wenn eine Korrelation zwischen dem Auftreten des Spikes und der Position des Gitters bestätigt wurde. Darüber hinaus scheint die Spike-Dynamik durch ein kritisches Druckamplitudenkriterium bestimmt zu werden.

Autorenbeiträge: AB: experimentelle Arbeit, formale Analyse, Manuskript schreiben; BG: numerische Arbeit; PJ: Validierung; OR: Validierung; FR: formale Analyse, Validierung; RB: numerische Arbeit, Validierung, Projektverwaltung, Finanzierung; AD: Validierung, Überwachung, Projektverwaltung, Finanzierung. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Das APC wurde von Euroturbo gegründet.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Erklärung zur Datenverfügbarkeit: Die Daten sind sofern alle Autoren zustimmen verfügbar.

Danksagung: Die Arbeit wird von der DGAC (Französische Agentur für Zivilluftfahrt) unterstützt durch das SUBLIME-Forschungsprogramm.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

römisch		griechisch	Zeit [s]
B	Anfangsamplitude der DMD-Modi	τ	Blattgeschwindigkeit [m/s]
d	Lochdurchmesser des Gitters [m]	U	Axialgeschwindigkeit [m/s]
DMD	Dynamische Moduserlegung		
F	Porosität des Gitters [-]	h	
Gitterabstand	zwischen Löchern [m]	\tilde{y}	Realteil von \tilde{y}
Statischer Druck [Pa]		$\tilde{y} = v/U$	Durchflusskoeffizient [-]
p pDMD	DMD Rekonstruktion	\tilde{y}	Eigenvektoren von DMD
R	Mittlerer Kompressorradius [m]	\tilde{y}	Wachstumsrate der DMD-Modi
S	Diagonalmatrix der SVD	\tilde{y}	Kompressor Winkelgeschwindigkeit [rad/s]
SVD	Singulärwertzerlegung $\tilde{y}p$		Störung Winkelgeschwindigkeit [rad/s]

Verweise

- Plas, AP; Sargeant, MA; Madani, V.; Crichton, D.; Greitzer, EM; Hynes, TP; Hall, CA Leistung einer Grenzschicht Ingesting (BLI) Propulsion System. In Proceedings der 45. AIAA Aerospace Sciences Meetings and Exhibit, Reno, NV, USA, 8.–11. Januar 2007; S. 450.
- Melick, HC Analyse der Auswirkungen von Einlassströmungsverzerrungen und Turbulenzen auf die Kompressorstabilität; NASA Technischer Bericht Nr. 2-57110/3R-3071; NASA: Washington, DC, USA, 1973.
- Reid, AP Die Reaktion von Axialkompressoren auf Störungen des Ansaugstroms; American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA, 1969; Band 79832. [\[CrossRef\]](#)
- Calogeras, JE; Mehalic, CM; Burstard, PL Experimentelle Untersuchung der Auswirkung der durch einen Schirm verursachten Totaldruckverzerrung auf Strömungsabrissgrenze für Turbojet-Antriebe; NASA TM X-2239; NASA: Washington, DC, USA, 1971.
- Gunn, EJ; Tooze, SE; Colin, Y. Eine experimentelle Untersuchung von Verlustquellen in einem Ventilatorbetrieb mit kontinuierlicher Einlassstagnation Druckverzerrung. J. Turbomach. 2013, 135, 051002. [\[CrossRef\]](#)
- Davis, M.; Hale, A.; Beale, D. Ein Argument für die Verbesserung der aktuellen Bodentestpraxis zur Messung von Einlassverzerrungen für Flugzeuggas Turbintriebwerke. J. Turbomach. 2002, 124, 235–241. [\[CrossRef\]](#)
- Perovic, D.; Hall, CA; Gunn, EJ Beginn eines Strömungsabrisses in einem die Grenzschicht aufnehmenden Lüfter. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2015, Montréal, QC, Kanada, 15.–19. Juni 2015. [\[CrossRef\]](#)
- Cambier, L.; Heib, S.; Plot, S. Die Onera elsA CFD-Software: Input aus der Forschung und Feedback aus der Industrie. Mech. Ind. 2013, 14, 159–174. [\[CrossRef\]](#)
- Smith, BR Ein Near-Wall-Modell für das kl-Turbulenzmodell mit zwei Gleichungen. In Proceedings der 25. Fluid Dynamics Conference, Colorado Springs, CO, USA, 20.–23. Juni 1994; S. 2386. [\[CrossRef\]](#)
- Schmid, PJ Dynamische Moduserlegung numerischer und experimenteller Daten. J. Fluid Mech. 2010, 656, 5–28. [\[CrossRef\]](#)
- Kutz, JN; Brunton, SL; Brunton, BW; Proctor, JL Dynamische Moduserlegung; Gesellschaft für industrielle und angewandte Mathematik: Philadelphia, PA, USA, 2016.

-
12. Veglió, M.; Dazin, A.; Bois, G.; Roussette, O. Instationäre Druckmessungen des Spike-Typ-Einsetzens in Axialkompressoren: Zeitfrequenzanalyse und Mittelungsverfahren. In Proceedings der 11. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015.
 13. Margalida, G.; Joseph, P.; Roussette, O.; Dazin, A. Vergleich und Sensibilitätsanalyse von Warnparametern für rotierenden Stall Detektion in einem Axialkompressor. Int. J. Turbomach. Propuls. Power. **2020**, *5*, 16. [\[CrossRef\]](#)
 14. Lesser, A.; Niehius, R. Transsonischer Axialkompressor mit Verzerrungen des Strömungsfelds am Einlass bei Totaldruck. In ASME Turbo Expo 2014: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbinen; Digitale Sammlung der American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA [\[Querverweis\]](#)

Artikel

Breitband-Turbinenlärmvorhersage mit linearisiertem Navier-Stokes-Löser im Frequenzbereich

Ricardo Blázquez-Navarro

 und Roque Corral



Abteilung für Strömungsmechanik und Luft- und Raumfahrtantriebe, Fakultät für Luft- und Raumfahrt, Politécnica Madrid, 28040 Madrid, Spanien;

roque.corral@upm.es * Korrespondenz:

ricardo.blazquez@upm.es † Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres Beitrags zur 14. Europäischen Turbomaschinenkonferenz, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Ein linearer Navier-Stokes-Löser im Frequenzbereich wird verwendet, um den Einfluss von Drehung, Dicke und wichtigsten geometrischen Parametern auf das Breitbandgeräusch der Turbine zu berücksichtigen. Die Methode wurde angewendet, um das breitbandige Interaktionsgeräusch vorherzusagen, das von einem repräsentativen Abschnitt einer niedrig laufenden Niederdruckturbine erzeugt wird. Die Unterschiede in den Spektren im Vergleich zu denen, die mit modernsten Methoden auf Basis flacher Platten erzielt werden, betragen bis zu 6 dB. Die Unterschiede werden durch mehrere Effekte verursacht, die von semi-analytischen Methoden nicht berücksichtigt werden. Die wichtigsten sind Schaufeldicke und Drehung, die separat untersucht wurden, um ihren Einfluss auf den Breitband-Geräuschteppich zu quantifizieren. Der Einfluss veränderter Betriebsbedingungen der Turbine wurde ebenfalls diskutiert. Der Schalldruckpegel am Auslass skaliert bei konstanter Turbulenzintensität innerhalb des größten Teils des betrachteten Frequenzbereichs mit der dritten und zweiten Potenz der Mach-Zahl am Einlass bzw. Auslass.

Schlüsselwörter: Aeroakustik; Breitbandgeräusch; Niederdruckturbine; linearisierte Navier-Stokes



Zitat: Blázquez-Navarro, R.; Corral, R.

Vorhersage von Breitband-Turbinenlärm

mit linearisierten Navier-Stokes-

Lösern im Frequenzbereich. Int. J.

Turbomach. Propuls.

Power 2021, 6, 42. [https://doi.org/10.3390/](https://doi.org/10.3390/ijtp6040042)

ijtp6040042

Wissenschaftlicher Redakteur: Antoine Dazin

Erhalten: 3. August 2021

Akzeptiert: 10. November 2021

Veröffentlicht: 12. November 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

([https://creativecommons.org/licenses/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

by-nc-nd/4.0/).

1. Einleitung

Seit dem letzten Jahrzehnt gibt es im Zusammenhang mit der Zivilluftfahrt zunehmende Bedenken hinsichtlich der Auswirkungen von durch Turbinen erzeugtem Breitbandlärm. Nesbitt [1] beschrieb, was er als „Turbinenlärmsturm“ bezeichnete, der durch das Zusammentreffen mehrerer Designentscheidungen verursacht wurde. Nämlich ihre reduzierte Rotorblattzahl und Festigkeit, der Verzicht auf akustische Auskleidungsmaßnahmen zur Reduzierung des Motorgewichts und die Reduzierung der Lärmemissionen anderer Motorkomponenten. Nesbitt behauptete, dass es notwendig sei, Werkzeuge zu entwickeln, die Turbinenlärm mit ausreichender Genauigkeit vorhersagen können. In Bezug auf die Geräuschquellenverteilung bei Turbinen haben Serrano et al. [2] experimentell die relative Bedeutung des Breitbandgeräusches von Turbinen quantifiziert, das in vielen Betriebspunkten und Konstruktionen dominieren kann, sodass industrielle Methoden zur genauen Vorhersage erforderlich sind. Turbulente Nachläufe, die von einer Turbinenreihe erzeugt werden (siehe Abbildung 1), treffen auf die nachgelagerte Reihe und erzeugen Schallwellen mit breitbandigem Energieinhalt.

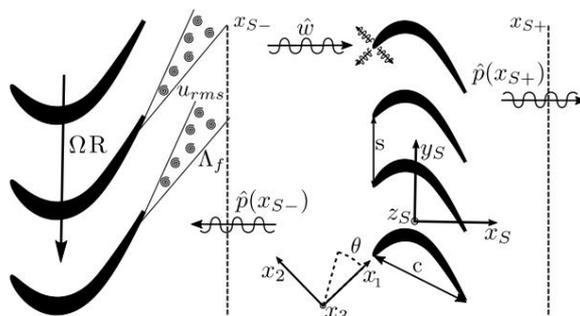


Abbildung 1. Allgemeines Schema des Breitbandrauschens bei der Rotor-Stator-Wechselwirkung.

Während industrielle Vorhersagen des Breitbandlärms von Lüftern traditionell auf der Reaktion der flachen Platte auf eingehende Wirbelstörungen basieren, ist dies bei Turbinen weit weniger gerechtfertigt. Dieser Ansatz kann für plattenartige Formen wie Lüfter gültig sein, es ist jedoch unklar, wie man eine äquivalente flache Platte für eine Turbine definiert und, noch wichtiger, wie genau solche Vorhersagen wären. Mehrere physikalische Effekte werden von Methoden mit flachen Platten nicht modelliert. Darunter sticht der Einfluss der Blattdicke und der Blattdrehung hervor, die eine relevante Strömungsbeschleunigung mit sich bringt.

Der Einfluss der Blattdicke auf Breitbandlärm wurde in den letzten Jahren beispielsweise von Gershfeld [3] sowie Evers und Peake [4] analytisch, von Gill et al. [5] und Gea-Aguilera et al. [6] numerisch und von Devenport et al. [7] experimentell untersucht. Die umfassendsten Schlussfolgerungen sind, dass dicke Tragflächenprofile zu schwächeren Breitband-Lärmprofilen führen, insbesondere bei hohen Frequenzen und im stromabwärtigen Bogen, wie von Gea-Aguilera et al. [6] numerisch gezeigt wurde.

Der Einfluss der Schaufeldrehung wurde unter anderem von Myers und Kerschen [8] sowie Evers und Peake [4] analytisch, von Gea-Aguilera et al. [6] und Paruchuri et al. [9] numerisch und von Devenport et al. [7] experimentell untersucht.

Es besteht allgemeine Übereinstimmung darüber, dass die Wölbung einen sehr begrenzten Einfluss auf den Breitband-Rauschunterdruck hat und lediglich die azimuthalen modalen Zerlegungen, d.h. die Richtwirkung, beeinflusst, wie Myers und Kerschen [8] sowie Paruchuri et al. [9] gezeigt haben.

Bei all diesen Arbeiten und einigen anderen, die hier nicht erwähnt werden, handelt es sich entweder um asymptotische Studien oder sie werden auf Geometrien mit mäßiger Dicke und geringer Wölbung angewendet, wie sie bei der Interaktion zwischen Fan und OGV vorkommen. Bei Turbinengeometrien können Dicke und Wölbung jedoch sehr wichtig sein, und die aus der Vergangenheit gezogenen Schlussfolgerungen sind möglicherweise nicht anwendbar.

Um den Einfluss der Dreh-, Dicken- und Hauptgeometrieparameter auf das Breitbandgeräusch einer Turbine zu untersuchen, wird die Verwendung eines rechnerisch effizienten Navier-Stokes-Lösers im linearen Frequenzbereich [10] vorgeschlagen. Der Löser läuft auf handelsüblichen GPUs [11] und ermöglicht die Berechnung der Breitbandgeräuschspektren innerhalb einer industriellen Designschleife. Die Methode wurde zuvor für die Fan/OGV-Interaktion anhand experimenteller Daten und in einem numerischen Benchmark im Rahmen des EU-Projekts TurboNoiseBB [12,13] validiert.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Auswirkungen der Profilgeometrie auf das Breitbandgeräusch der Turbine quantitativ und qualitativ zu bewerten, die Ergebnisse mit den Flachplattenvereinfachungen zu vergleichen und schließlich die Auswirkungen des Betriebspunkts zu untersuchen. Der Vergleich der vorliegenden Methodik mit experimentellen Daten wird auf die Zukunft verschoben, da hierfür andere Bausteine wie eine genaue Turbulenzmodellierung und Übertragungseffekte durch die Turbinenstufen erforderlich sind.

2. Methodik Die

Methodik wurde für mehrstufige Anwendungen ausführlich beschrieben [13]. Der Vollständigkeit halber wird sie hier jedoch nur kurz beschrieben. Methoden zur Berechnung synthetischer Turbulenzen zielen darauf ab, ein gegebenes Turbulenzspektrum durch explizite Einführung von Wirbelinhalten in den Simulationsbereich zu reproduzieren. Sie bestehen aus drei gut differenzierten Schritten, nämlich der Modellierung eingehender Turbulenzen, der Berechnung der akustischen Reaktion des Rotorblattes auf die synthetische Turbulenz und der Nachbearbeitung der abgestrahlten Schalleistung. Die ursprüngliche Methodik kann gewisse 3D-Effekte beibehalten, indem mehrere Streifen an unterschiedlichen radialen Positionen verwendet werden. Der Einfachheit halber wird die Analyse hier jedoch auf einen einzigen Streifen beschränkt. Weitere Informationen zu dreidimensionalen Effekten finden Sie bei Blázquez-Navarro und Corral [14].

2.1. Turbulenzmodellierung

Wenn turbulente Wirbelschleppen auf eine Turbinenreihe treffen, entsteht breitbandiger Schall. Diese Wirbelschleppen können durch ihre Geschwindigkeits-Leistungsspektraldichte (PSD) charakterisiert werden. Synthetische Turbulenzmethoden zielen darauf ab, die spektralen Eigenschaften der Turbulenz durch die Summierung einzelner Wirbelböen zu reproduzieren [14]. Ihre Wechselwirkung mit der Turbinenkaskade wird unter der Hypothese der Rapid Distortion Theory (RDT) modelliert [15], die es ermöglicht, die Auswirkungen der Turbulenz auf die Turbinenleistung zu berechnen.

Linearisierung ihrer Ausbreitung durch das Schaufelblatt, wenn die Schwankungen im Vergleich zur mittleren Strömung gering sind und die Wirbel durch den Schaufeldurchgang kohärent bleiben.

Da normalerweise keine experimentellen Daten oder Ergebnisse aus skalenaufgelösten Simulationen verfügbar sind, müssen bestimmte Annahmen getroffen werden, um das turbulente Spektrum zu konstruieren. In der vorliegenden Arbeit wird das synthetische turbulente Spektrum unter Verwendung des isotropen Liepmann-Modells [16] konstruiert. Seine Aufwindkomponente (x2- Richtung in Abbildung 1), die für das von dünnen Körpern erzeugte Rauschen am relevantesten ist [17], ergibt sich zu:

$$\tilde{y}^2_{22}(k) = \frac{2}{\tilde{y}^2} \frac{(\tilde{k}_1^2 + \tilde{k}_2^2)}{(1 + \tilde{k}_2^2)^3} \quad (1)$$

wobei $\tilde{y}^2_{22} = \tilde{y}^2_{22}(\mathbf{u}_F)$ das dimensionslose Geschwindigkeits-Wellenzahlspektrum, das eine Funktion des durch die longitudinale integrale Turbulenzlängenskala \tilde{y} und des dimensionslosen Wellenvektors \mathbf{k} ist: $\mathbf{k} = k\mathbf{f} = (\tilde{k}_1, \tilde{k}_2, \tilde{k}_3)$ und $\tilde{k}_2 = \tilde{k}_1^2 + \tilde{k}_2^2 + \tilde{k}_3^2$. Die 1. integrale Turbulenzlängenskala \tilde{y} und der quadratische Mittelwert der Geschwindigkeit u_{rms} werden üblicherweise durch die RANS-Simulation der vorherigen Zeile charakterisiert [18]. Da es in diesem Dokument nicht darum geht, numerische Vorhersagen mit empirischen Daten zu vergleichen, werden Referenzdaten aus der Literatur verwendet.

Der dimensionslose Wellenvektor $\mathbf{k} = (\tilde{k}_1, \tilde{k}_2, \tilde{k}_3)$ der Störung ist kein Freiheitsgrad, der bei einer numerischen Simulation gewählt werden kann. Stattdessen müssen die Anregungsfrequenz \tilde{y} und die azimuthalen \tilde{y} - und spanweiten \tilde{y} -Wellenzahlen explizit festgelegt werden. Erstere ist mit der strömungsmäßigen Wellenzahl unter Verwendung der Hypothese der gefrorenen Turbulenz verknüpft, d. h., die turbulenten Wellen werden als Konvektion mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit angenommen. Der Rest wird unter Verwendung

$$\tilde{y} + \frac{\tilde{y} \tilde{y} \tilde{y} \tilde{y} \tilde{k}_1}{V_0} = \tilde{k}_2 = \tilde{y} ; \tilde{k}_3 = \tilde{y} \tan \quad (2)$$

wobei V_0 die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und \tilde{y} der mittlere Strömungswinkel ist, dargestellt in Abbildung 1. Das Spektrum wird in Aufwind-Wirbelböen mit vorgegebener Frequenz $i(k.x + \tilde{y}t)$ und Wellenlänge diskretisiert. Seine Amplitude w^k ist eine Funktion der Wellenzahl und der Bandbreite, die bei der Diskretisierung verwendet werden, $(\tilde{y}k) = \tilde{y}k_1 \cdot \tilde{y}k_2 \cdot \tilde{y}k_3$. Wir können eine dimensionslose Störung \tilde{w}^k definieren, die direkt mit dem turbulenten Spektrum zusammenhängt:

$$\tilde{w}^k = \frac{w^k}{k (\tilde{y}k)^{3/2} u_{rms}} = \frac{1}{(\tilde{y}k)^3} \frac{k_1 + \tilde{y}k_1 \quad k_2 + \tilde{y}k_2 \quad k_3 + \tilde{y}k_3}{\tilde{y}^2_{22}(k) d \tilde{k}_1 \cdot d \tilde{k}_2 \cdot d \tilde{k}_3 \tilde{y} \tilde{y}^2_{22}(k)} \quad (3)$$

Um eine einfachere Formulierung als in einer früheren Veröffentlichung [13] beizubehalten, und wie zuvor von Ju et al. [19] getan, werden die Wirbelböen, die unterkritisch sind, d. h. keine Cut-on-Reaktion erzeugen, a priori herausgefiltert. Dies wird durchgeführt, um eine Übervorhersage der Anzahl der Cut-on-Modi zu vermeiden, die in einem rein 2D-Fall auftreten würde, was zu großen Übervorhersagen der resultierenden Spektren führen würde. Daher:

$$\tilde{w}^k_{2D} = \begin{cases} \tilde{w}^k_{2D} & \tilde{k}_3 > 0 \\ 0 & \tilde{k}_3 \leq 0 \end{cases} \quad (4)$$

mit

$$\tilde{k}_3 = M^2 k_1 (1 - M^2 x) \tilde{y}^{1/2} \quad (5)$$

Nach diesem Vorfilterprozess wird das Problem vollständig zweidimensional.

2.2. Berechnung der Reaktion

Die Modellierung der Wechselwirkung des turbulenten Spektrums mit der Turbine führt zur Auflösung einer großen Anzahl von Böen mit unterschiedlichen \tilde{y} , \tilde{y} , die die instationäre Reaktion der OGV-Kaskade $u(x, t)$ aufbauen :

$$u(x, t) = \sum_{n=\tilde{y}_{\max}/\tilde{y}}^{\tilde{y}_{\max}/\tilde{y}} \left[\sum_{N}^{+N} u^{\wedge} \tilde{y}(n) (\tilde{y}(\mu), x) e^{i\tilde{y}(n)t} \right] \quad (6)$$

wobei $\tilde{y}(n) = n\tilde{y}$, $\tilde{y}(\mu) = \mu\tilde{y}$ ein diskreter Satz von Frequenzen und Einlasswellenzahlen sind. Die Summationsgrenze μ wird bei jeder Frequenz so gewählt, dass ein bestimmter Bruchteil der TKE abgetastet wird, was in dieser Arbeit 90 % der Gesamtmenge entspricht. Die explizite Abhängigkeit der Wellenzahlen von den Summationsindizes wird nach Möglichkeit weggelassen, um eine unnötige Überlastung der Nomenklatur zu vermeiden. Die Wechselwirkung der Tragflächenkaskade mit jeder einzelnen Böe wird im Frequenzbereich gelöst. Daher sind Tausende von linearisierten Navier-Stokes-Simulationen (LNS) erforderlich, um das Geräuschspektrum zu berechnen. Eine Lösung zu einem bestimmten Zeitpunkt kann durch die Summierung aller Simulationen wie in Gleichung (6) gezeigt rekonstruiert werden und ist zur Veranschaulichung in Abbildung 2 dargestellt.

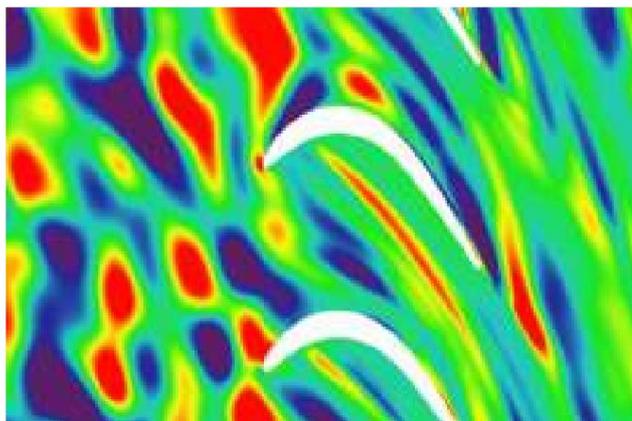


Abbildung 2. Zeitgenaue Rekonstruktion der Vertikalgeschwindigkeit verbunden mit dem synthetischen turbulenten v -Spektrum.

Wie oben erwähnt, wird die akustische Antwort mit einem im Frequenzbereich linearisierten Navier-Stokes-Löser berechnet [10]. Der Einfachheit halber wird die Methodologie mit den linearisierten Euler-Gleichungen (LEE) erklärt, obwohl das tatsächlich gelöste Problem viskose Effekte beibehält. Die Erweiterung der hier vorgestellten Ideen auf die Lösung viskoser Strömungen mit hoher Reynolds-Zahl ist unkompliziert. Die Strömung wird in eine mittlere Basisströmung $U_0(x)$ und eine kleine Störung $u(x, t) \ll U_0$ zerlegt, d. h. $U(x, t) = U_0(x) + u(x, t)$. Die Basisströmung wird durch Lösen des nichtlinearen Problems $A(\tilde{y}U_0/\tilde{y}x) + B(\tilde{y}U_0/\tilde{y}y) = F$ ermittelt, was in der Praxis mit einem RANS-Code namens Mu2 s 2T [20] erfolgt. Die Störungen werden mit dem linearen Gegenstück desselben Codes gelöst [10]. Wenn das Problem als zeitlich harmonisch angenommen wird, d. h. $f = \tilde{f}e^{i\tilde{y}t}$ und $u = \tilde{u}e^{i\tilde{y}t}$, können die linearisierten Euler-Gleichungen Fourier-transformiert werden, was zu folgendem Ergebnis führt:

$$\frac{\tilde{y}}{\tilde{y}x} \tilde{y} \tilde{y} \tilde{y} l + A_0 \tilde{u} \tilde{y} = L(U_0, \tilde{y}) \tilde{u} \tilde{y} = \tilde{f} \tilde{y} \quad (7)$$

wobei $A_0(U_0)$ und $B_0(U_0)$ die Jacobi-Matrizen sind, partikularisiert bei $U = U_0 = (\tilde{y}_0 u_0 v_0 p_0)^T$, $(\tilde{y} \tilde{y} \tilde{u} \tilde{v} \tilde{p})^T$ ist der Vektor der gestörten Variablen, und $\tilde{f} \tilde{y}$ enthält nur die kleinen $\tilde{u} \tilde{y} =$ instationären Störungen, die durch den Einlass eingeleitet werden. I ist die Identitätsmatrix und L ein linearer Operator, der vom Basisfluss und der Frequenz abhängt. Letztere wird tatsächlich diskretisiert, indem ein Verfahren mit Genauigkeit zweiter Ordnung verwendet wird, um den diskreten Operator L zu erhalten, aber der Superindex wurde der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Die harmonische Lösung kann

obwohl in der Praxis die Umkehrung von L nie berechnet wird. Der mit dem synthetischen Turbulenzspektrum verbundene Antriebsterm \tilde{w}_y hängt in der Praxis auch von \tilde{y} ab und wird wie folgt ausgedrückt:

$$\tilde{w}_y(x, \tilde{y}, S, \tilde{y}) = v \tilde{y}, \tilde{y} e^{R_{wir} i(\tilde{y}t + \tilde{y}yS)} = \mathbf{v} \tilde{\mathbf{y}}, \tilde{\mathbf{y}}(0 \tilde{y} \tilde{y}/kx 1 0) e^{i(\tilde{y}t + \tilde{y}yS)} \tag{8}$$

R wobei \mathbf{e}_m der rechte Eigenvektor einer Wirbelwelle ist und $v \tilde{y}, \tilde{y}$ die Fourierkomponente der gestörten Geschwindigkeit entlang des Einlaufs ist, die proportional zur Aufwindgeschwindigkeitskomponente \hat{w} ist. Die Leser werden auf Corral et al. [10], Burgos et al. [20] \tilde{y}, \tilde{y} . bzw. Blázquez-Navarro und Corral [13] verwiesen, wo sie detaillierte Informationen über die Numerik des Lösers und die Maschenkriterien erhalten, die zur Vorhersage von Breitbandrauschen festgelegt wurden.

2.3. Nachbearbeitung

Die eingehende Wirbelstörung mit der azimuthalen Wellenzahl \tilde{y} wird von den Tragflächen gestreut, wodurch akustische Modi entstehen, die der Lösung $u^{\pm}(\tilde{y})$ entsprechen. Um $u^{\pm}(\tilde{y})$ nachzubearbeiten, wird die Lösung am Einlass und am Auslass ($x = x_{in}$ bzw. $x = x_{out}$) in azimuthaler Richtung Fourier- in Abbildung 1, transformiert:

$$u^{\pm}(\tilde{y}, x_{\pm}, S) = \int_{\tilde{y} = -\tilde{y}}^{\tilde{y}} u^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y}) e^{i\tilde{y}(y-x_{\pm})} dy = \int_{\tilde{y} = -\tilde{y}}^{\tilde{y}} u^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y}(r)) e^{i\tilde{y}y(r)} dy \tag{9}$$

wobei $\tilde{y}(r) = \tilde{y} r/R$ eine azimuthale Wellenzahl ist, die zur Berechnung der Fourier-Transformation verwendet wird. Dennoch sind die einzigen von Null verschiedenen Azimutmodi, die sich aus der Fourier-Transformation ergeben, die Tyler- und Sofrin-Modi, $\tilde{y} r/R = \tilde{y} + rV/R$. Das ist das $\tilde{y}, \tilde{y}(r)$ -Lösung $u^{\pm}(\tilde{y})$ in x-

Richtung, d. h. $u^{\pm}(\tilde{y}, x_{\pm}, S)$ erhält man durch Anwendung des räumlichen Fourier-Operators im Umfangsbereich (a) ($x_{\pm} p^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y}) = \mathbf{F} u^{\pm}(\tilde{y}, x_{\pm}, S)$). Als nächstes der Druck, der mit den ausgehenden Wellen verbunden ist, $p^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y})$ wird unter der Annahme eines gleichmäßigen Strömungsfelds in diesen Bereichen erreicht.

$$p^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y}) = e^{i\tilde{y}y} p^{\pm}(u, \tilde{y}) \tag{10}$$

L, wobei \mathbf{e} der linke Eigenvektor der 2D-LEEs der stromabwärts (+) oder stromaufwärts verlaufenden $p_{\pm}(\tilde{y})$ Druckwellen ist. Im gleichen Wellenaufspaltungsprozess werden die abgeschnittenen Schallwellen herausgefiltert und tragen nicht zum Druckspektrum bei. Somit sind die akustischen Störungen stromaufwärts und stromabwärts der Turbinenreihe, $p^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y}(xS_{\pm}))$, das Ergebnis der Anwendung einer Verkettung verschiedener linearer Operatoren auf jede Harmonische des turbulenten Spektrums. Diese können bequemer in dimensionsloser Form ausgedrückt werden, wodurch sich ergibt:

$$p^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y}) = \frac{(a)}{p^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y}) \sqrt{(\tilde{y}^2 k_1^2 + \tilde{y}^2 k_2^2)^{1/2} Q(\tilde{y})}} e^{i\tilde{y}y} \mathbf{F} \tilde{\mathbf{L}}_1^{-1} \mathbf{R} e_{w \tilde{y}, \tilde{y}} \tag{11}$$

wobei $\tilde{\mathbf{L}}_1$ der dimensionslose linearisierte Navier-Stokes-Operator ist. Es ist leicht zu erkennen, dass die akustische Reaktion proportional zur Stärke der eintreffenden Böe ist, $v \tilde{y}, \tilde{y}$. Die Druck-PSD kann dann wie folgt berechnet werden:

$$S_{pp}^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y}) = \tilde{y}, \tilde{y} \frac{1}{\int_{\tilde{y} = -\tilde{y}}^{\tilde{y}} \int_{\mu = -\tilde{y}}^{\tilde{y}} |\hat{p}^{\pm}(\tilde{y}, \tilde{y}(\mu, r))|^2 \tilde{y}(\tilde{y} \tilde{y} \tilde{y}(\mu, r))} \tag{12}$$

pp, wobei S die quadrierte Summe aller Wirbelwellen mit auftreffender \tilde{y}, \tilde{y} azimuthaler Wellenzahl $\tilde{y}(\mu) = \mu \tilde{y}$ enthält, die eine akustische Antwort mit Wellenzahl $\tilde{y}(\mu, r) = \tilde{y}(\mu) + rV/R$ erzeugen. Das bedeutet eigentlich, dass Quellen mit unterschiedlichem \tilde{y} angenommen werden

unkorreliert sein. Dieses Ergebnis kann allgemeiner ausgedrückt werden, indem man die dimensionslose Variable \tilde{p} verwendet, wie in Gleichung (11) definiert, was zu einer dimensionslosen Druck-PSD führt:

$$S_{\tilde{p},\tilde{p}}^{pp} = \frac{1}{\tilde{y}\tilde{y}\tilde{y}} \tilde{y}_{r=\tilde{y}\tilde{y}} \tilde{y}_{\mu=\tilde{y}\tilde{y}} \tilde{p}_{\tilde{y},\tilde{y}\tilde{y}} |(\tilde{y}^{-1}k_1\tilde{y}^{-1}k_2)^{1/2}\tilde{y}_0(\tilde{x}\tilde{y})^2 V_{0rms}^2 \tilde{y}(\tilde{y}\tilde{y}\tilde{y})| \quad (13)$$

wobei die Unterindizes der Übersichtlichkeit halber weggelassen wurden. Daher:

$$S_{\tilde{y},\tilde{y},\tilde{y}}^{pp,pp,pp} = \frac{\tilde{y}_f^2 \tilde{y}_0^2 \tilde{y}_1^2}{\cos \tilde{y}} = \tilde{y}_{r=\tilde{y}\tilde{y}} \tilde{y}_{\mu=\tilde{y}\tilde{y}} \tilde{p}_{\tilde{y},\tilde{y}\tilde{y}}^2 |(\tilde{y}\tilde{y}\tilde{y})| \quad (14)$$

wobei die Identitäten $\tilde{y}k^2 \cos \tilde{y} = \tilde{y}\tilde{y}$ und $\tilde{y}^{-1}k = \tilde{y}k\tilde{y}$ verwendet wurden. Schließlich

Durch Integration entlang der azimuthalen Wellenzahl und Ausdrücken von $S_{\tilde{y},\tilde{y},\tilde{y}}^{pp}$ in dimensionsloser Form erhält man leicht:

$$S_{pp}^{\tilde{y}}(xS_{\pm}) = S_{\tilde{y},\tilde{y},\tilde{y}}^{pp} \frac{2}{\tilde{y}\tilde{y}} \tilde{y}_0^2 \tilde{y}_1^2 \tilde{y} = \tilde{y}_{r=\tilde{y}\tilde{y}} \tilde{y}_{\mu=\tilde{y}\tilde{y}} S_{pp}^{\tilde{y},\tilde{y}(\tilde{y})} (xS_{\pm}) \tilde{y}^{-2} \quad (15)$$

wobei $\tilde{y}(\tilde{y}) = \tilde{y}\tilde{y}$ und $\tilde{y}\tilde{y} = \tilde{y}k^2 \cos \tilde{y}$ die Bandbreite ist, die zur Diskretisierung der azimuthalen Wellenzahlen verwendet wird.

Der Kreuzbeitrag zur Schalleistung von Wellenpaaren mit entweder unterschiedlichem \tilde{y} oder \tilde{y} ist ebenfalls null, da sie als unkorrelierte Quellen mit zufälligen Phasen zwischen ihnen betrachtet werden. Wie in der Aeroakustik üblich, wird die Lautstärke des Schalls in logarithmischer Skala dargestellt, und zwar mithilfe eines normalisierten Schalldruckpegels, $\tilde{y}/10\tilde{y}11$, wobei kein Referenzdruck erforderlich ist, da $S_{pp}^{NSPL} = 10 \log(S_{pp}^{NSPL})$ um ein positives Spektralniveau dimensionslos, aber es wird ein beliebiger Faktor eingeführt,

3. Ergebnisse

Die vorgestellte Methodik wurde auf einen repräsentativen Abschnitt einer modernen Niederdruckturbinen für die Luftfahrt angewendet. Die ausgewählte Geometrie entspricht einem Abschnitt, der numerisch analysiert [21] und für aeroelastische Zwecke getestet [22]. Die Gesamtdrehung ist etwas höher als $100\tilde{y}$ und die maximale relative Dicke beträgt etwa 12%. Es wurden jedoch mehrere Betriebspunkte (OP) berücksichtigt, da sie alle die folgenden Parameter gemeinsam haben:

$$Re\tilde{y}5 \cdot 105 \tilde{y}^{-1} = 0,075 \text{ s/c} = 0,855 \text{ V} = 70 \tilde{y}1 = 44 \tilde{y}2 = \tilde{y}59 \tilde{y} f$$

wobei V die Anzahl der Schaufeln des Gitters darstellt, s/c das Verhältnis von Steigung zu Tiefe und Re die Reynoldszahl. Beachten Sie, dass die Unterindizes 1 und 2 jeweils Eigenschaften an den axialen Stationen am Einlass und Auslass angeben, d. h. $\tilde{y}(x\tilde{y}) = \tilde{y}1$. Ein Basisbetriebspunkt, OP1, der als On-Design-Bedingungen betrachtet werden kann, wurde ausgeführt. An den Randbedingungen wurden mehrere Änderungen vorgenommen, die zu den restlichen in Tabelle 1 beschriebenen OPs führten.

Tabelle 1. Definition der Betriebspunkte.

OP	p2/pt,1	sch	M1	M2
OP1	0,68	0 \tilde{y}	0,43	0,75
OP2	0,68	10 \tilde{y}	0,56	0,75
OP3	0,83	10 \tilde{y}	0,43	0,51
OP4	0,86	0 \tilde{y}	0,30	0,44
OP5	0,86	10 \tilde{y}	0,38	0,44
OP6	0,919	10 \tilde{y}	0,30	0,34

3.1. Vergleich mit Flachplatten-basierten Methoden

Der erste Teil der Analyse bewertet die Eignung von hochmodernen Industrie-Wohnungen Plattenmethoden zur Vorhersage von Breitbandgeräuschen von Niederdruckturbinenschaufeln. Die Auswirkungen der Profilageometrie auf Breitband-Lärmvorhersagen wurde gründlich untersucht in der Literatur mit Schwerpunkt auf den Ventilator-Auslassleitschaufeln. Für diese Konfigurationen gibt es eine erweiterte Übereinstimmung, dass der Einfluss der Profilageometrie auf Breitbandgeräusche gering ist, bis Die höchsten Frequenzen sind von Interesse [4,6,23], da die Tragflächenprofile dünn sind und eine geringe Wölbung aufweisen. Kürzlich wurde die vorliegende Methodik auf einen modernen Fan angewendet und kam zu dem Schluss, dass Der Einfluss der OGV-Detailgeometrie auf die Schallerzeugung ist im Allgemeinen gering [12,13]. In diesem Abschnitt werden die unter Berücksichtigung der Profilageometrie erzielten Ergebnisse mit denen verglichen, durch den Ersatz durch eine Flachplattenkaskade. Welche ist denn die am besten geeignete Da keine gleichwertige flache Platte ersichtlich ist, werden hier mehrere Ansätze verglichen.

Bei OP1 wurde eine Breitband-Lärmvorhersage für reduzierte Frequenzen durchgeführt zwischen $f_{red} = 2\tilde{y} f c/V_0 = 0,75$ und 25. Die maximale reduzierte Frequenz entspricht ungefähr 104 Hz. Abbildung 3 vergleicht die NSPL, die unter Berücksichtigung der tatsächlichen Profilageometrie und ersetzte sie durch zwei verschiedene flache Platten. Die flache Platte A wurde Unter Verwendung der mittleren Strömungseigenschaften am Turbineneinlass konstruiert, während die flache Platte B definiert ist durch die Auslassbedingungen (Definition und Durchflussbedingungen finden Sie in Tabelle 2).

Tabelle 2. Geometrische und Strömungsparameterdefinitionen des Tragflächenprofils und seiner entsprechenden flachen Platten.

OP	M1	M2	sc	\tilde{y}_1	\tilde{y}_2	\tilde{y}_F
Tragflächenprofil	0,43	0,75	0,855	44 \tilde{y}	59 \tilde{y}	0,075
Flache Platte A	0,43	0,43	0,855	44 \tilde{y}	44 \tilde{y}	0,075
Flache Platte B	0,75	0,75	0,855	59 \tilde{y}	59 \tilde{y}	0,075

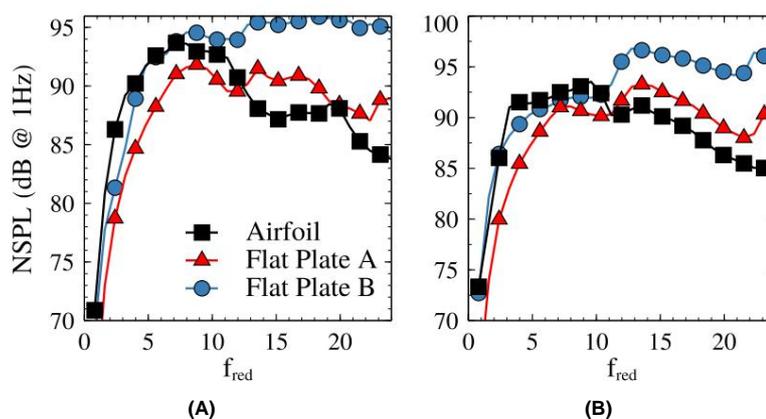


Abbildung 3. Vergleich des nichtdimensionalen Schalldruckpegels (NSPL) zwischen dem tatsächlichen Tragflächenprofil und äquivalente flache Platten, A und B. (a): Einlass; (b): Auslass. Beachten Sie, dass die dimensionslosen Druck- und Die reduzierte Frequenz der flachen Platte B wurde aus Konsistenzgründen unter Verwendung der Einlasseigenschaften berechnet.

Der Vergleich der flachen Platte A mit dem LPT-Profil führt zu folgenden Schlussfolgerungen.

Die mit der tatsächlichen Geometrie im Ein- und Auslass erhaltenen Druckspektren betragen bis zu 6 dB höher, bei reduzierten Frequenzen unter 12. Bei höheren Frequenzen sind die Vorhersagen mit eine flache Plattenkaskade führt zu höheren Geräuschpegeln (ca. 4 dB), insbesondere im Auslass. Wenn die Spektren werden entlang des Frequenzbereichs integriert, beide Effekte werden irgendwie kompensiert, wie in Abbildung 4 dargestellt . Die Einlassvorhersage unter Berücksichtigung der Profilageometrie ist insgesamt 0,75 dB höher als die entsprechende Flachplattennäherung, während der Auslass 0,25 dB beträgt niedriger. Trotz dieser Ähnlichkeit sind die Spektralverteilungen sehr unterschiedlich, was auch führen zu unterschiedlich wahrgenommenem Lärm, da die Oktavbänder der unteren und mittleren Frequenzen durch Lärmschutzbestimmungen bestraft.

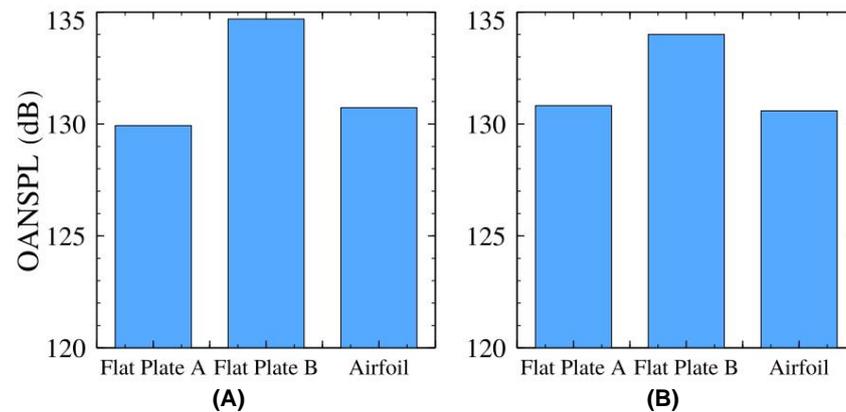


Abbildung 4. Gesamt-NSPL am Einlass (a) und Auslass (b) für die drei betrachteten Modellierungsansätze.

Alternativ überschätzen die von der flachen Platte B erhaltenen Spektren die Ergebnisse des Tragflügelprofils um bis zu 10 dB. Bei niedrigen Frequenzen, d. h. $\text{fred} < 10$, besteht eine angemessene Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen des Tragflügelprofils und denen der flachen Platte B. Bei höheren Frequenzen werden die Unterschiede zwischen beiden Ansätzen jedoch groß. Folglich ergibt die flache Platte A eine bessere Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Tragflügelprofils als die flache Platte B, wie in Abbildung 4 gezeigt. Dies unterstreicht die Rolle der Vorderkante als Hauptverursacher der Schallerzeugung, insbesondere bei $\text{fred} > 10$. Die folgenden Analysen konzentrieren sich daher auf den weiteren Vergleich der Ergebnisse der flachen Platte A mit dem Tragflügelprofil.

Um einen detaillierteren breitbandigen Rauschabdruck zu liefern, ist die modale Zerlegung des NSPL in Abbildung 5 dargestellt. Die y-Achse entspricht der reduzierten Frequenz, während die x-Achse den azimutalen Modusindex darstellt: $m = \dot{y}Vs/(2\dot{y})$. Abbildung 5a,c zeigt die am Einlass mit der tatsächlichen und der flachen Plattengeometrie erzielten Ergebnisse. Letztere weist eine gerade Linie mit extrem niedrigem Druck auf, die durch das Dipolverhalten der flachen Platte verursacht wird und einer Richtwirkung $\dot{y}\dot{y}$ entspricht, da der Dipol der Platte nicht in Richtungen parallel zu sich selbst strahlen kann. Die höchsten Rauschpegel treten in der Nähe der Cut-off-Bedingung für positives m auf, da die Bereiche maximaler Strahlung senkrecht zur Platte stehen. Andererseits zeigen die Simulationen, die die tatsächliche Geometrie berücksichtigen, keine derartigen bevorzugten Richtungen. Bei niedriger Frequenz, $\text{fred} < 10$, wird der Lärm entlang der gesamten Cut-on-Region ziemlich homogen abgestrahlt. Dies ist wahrscheinlich auf das Vorhandensein zusätzlicher Lärmquellen zurückzuführen, die bei flachen Platten m

Beim stromabwärts gerichteten Lärm (Abbildung 5b, d) sind die Unterschiede sogar noch größer. Die mit der äquivalenten flachen Platte (d) erzielten Ergebnisse weisen den gleichen Einschaltbereich wie im Einlass auf, da die Strömungseigenschaften gleichmäßig sind. Das beobachtete Verhalten ist analog zu dem im Einlass, jedoch mit entgegengesetzter Richtwirkung. Im Gegensatz dazu ist der Einschaltbereich, den die tatsächliche Geometrie aufweist, breiter und aufgrund der Wirkung des Wirbels zu positiven Richtwirkungen hin geneigt. Bei niedrigen Frequenzen, $\text{fred} < 10$, ist das Richtwirkungsmuster ziemlich gleichmäßig, während bei höheren Frequenzen bei positivem m sehr niedrige Druckniveaus nahe der Einschaltlinie vorliegen. Es stellt sich heraus, dass der Einschaltübergang stromaufwärts laufender Wellen einen Einfluss auf den stromabwärts abgestrahlten Lärm hat, da das Muster der Einschaltlinie am Einlass bei positivem m auch in Abbildung 5b zu sehen ist. Bei $\text{fred} \dot{y} 5$ steigt das Druckniveau durch den Einschalt-Einschaltübergang des Einlasses ($m \dot{y} 20$) deutlich an. Das bedeutet, dass die stromaufwärts wandernden Moden zum Auslass hin reflektiert

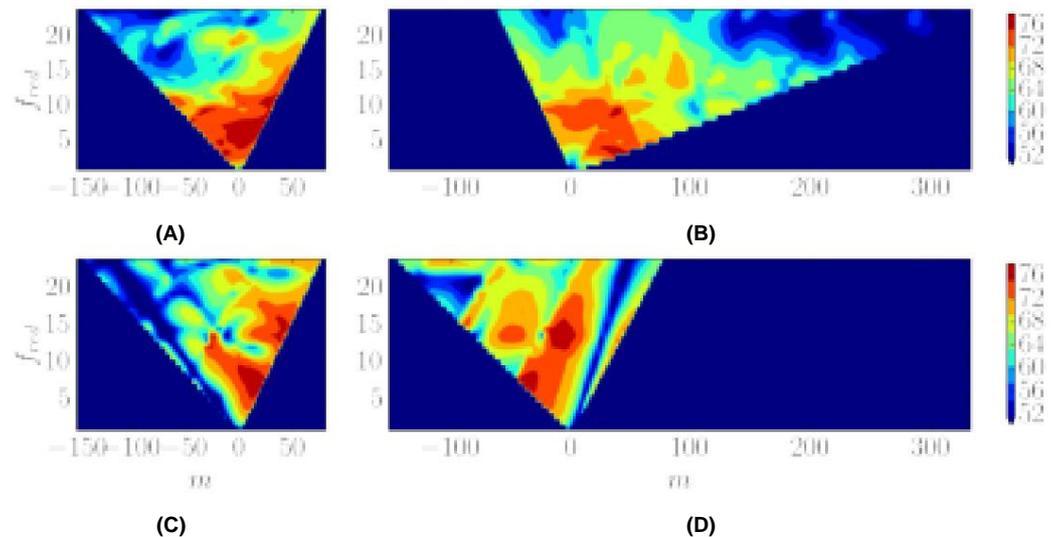


Abbildung 5. NSPL-Modalzerlegung unter Berücksichtigung der tatsächlichen Geometrie und der äquivalenten Flachplattenkaskade als Funktion des Azimutmodusindex. (a): Tragflächenprofilgeometrie-Einlass; (b): Tragflächenprofilgeometrie -Auslass; (c): Flachplattengeometrie-Einlass; (d): Flachplattengeometrie-Auslass. Zur besseren Darstellung ist der Maßstab unterhalb der Untergrenze gesättigt.

Die in Abbildung 5 dargestellten Informationen zeigen eindeutig, dass die Ähnlichkeit der integrierten Rauschspektren auf statistische Mittelung und nicht auf eine genaue Modellierung der Physik zurückzuführen ist. Die Gründe für die oben genannten qualitativen Unterschiede werden im Folgenden untersucht.

Abbildung 6 zeigt den quadratischen Mittelwert des Drucks (RMS) bei drei verschiedenen Frequenzen für die Tragflächen- und die Flachplattengeometrie, wobei zur besseren Visualisierung in jeder Spalte eine andere Farbskala verwendet wird. Diese Abbildung hebt die in beiden Geometrien vorhandenen unterschiedlichen Schallquellen hervor. Allerdings ist eine Warnung angebracht, da ein RMS-Bereich mit hohem Druck nicht direkt einer Schallquelle entspricht, weil der hydrodynamische Druck nicht zur Schallerzeugung führt. In jedem Fall kann der Druck-RMS wertvolle Informationen liefern, um die Auswirkung des Tragflächenprofils auf die Lärmerzeugung im Vergleich zu Flachplattengeometrien zu verstehen. Bei einer niedrigen reduzierten Frequenz, $f_{red} = 3$, weist die Flachplatte an der Vorderkante eindeutig ein Dipolmoment auf. Wie von quasistationären aerodynamischen Theorien vorhergesagt, befinden sich die Bereiche mit hohem RMS-Druck an der Vorderkante. Andererseits weist das Turbinenprofil mehrere Bereiche mit hohem instationärem Druck auf, nämlich die Vorderkante, den Bereich der maximalen Mach-Zahl auf der Saugseite und die Druckseite, wo die Strömung zu beschleunigen beginnt. Diese könnten volumetrischen Lärmquellen entsprechen, die mit der Dehnung der Wirbelstärke zusammenhängen und bekanntermaßen Schall erzeugen [4]. Da außerdem die mit der Sehne $\bar{y} = a_0/(f \cdot c)$ normierte akustische Wellenlänge ungefähr 0,2 beträgt, kann der Fall als akustisch kompakt betrachtet werden, und wir können den Druck direkt mit dem abgestrahlten Lärm in Beziehung setzen, wie aus Curles Analogie [25] gefolgert wird. Dies erklärt den höheren Lärmpegel, den das Profil bei niedrigen Frequenzen aufweist, verglichen mit dem Fall der flachen Platte (siehe Abbildung 3). Dieser Geräuschmechanismus ist analog zu dem von Marble und Candel [26] für Entropiewellen beschriebenen Mechanismus, der zur Schallerzeugung führt, wenn er sich durch eine ungleichförmige mittlere Strömung ausbreitet.

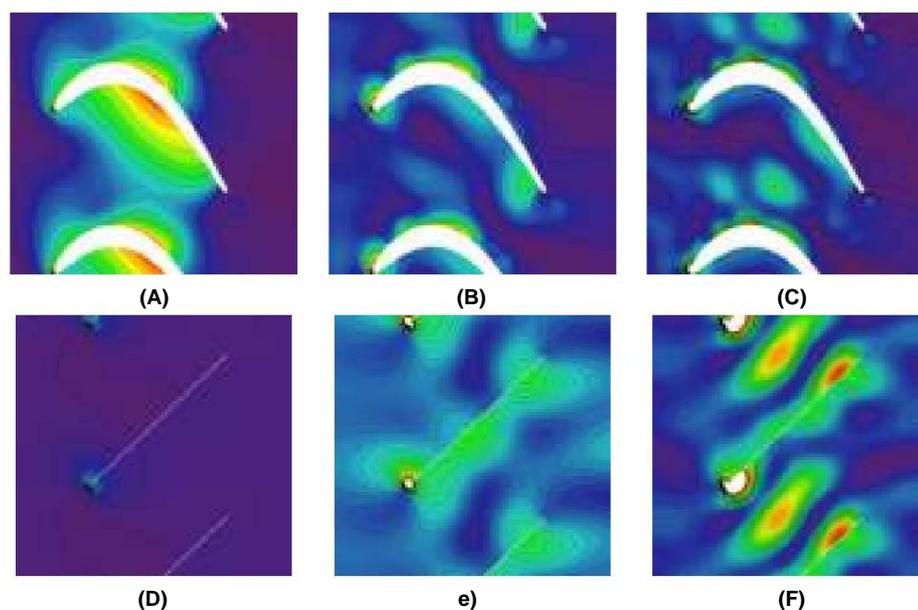


Abbildung 6. Druck-RMS bei verschiedenen reduzierten Frequenzen, mit $M_1 = 0,42$. (a–c): Tatsächliches Tragflächenprofil. (d–f): Flache Platte. (a,d): $\text{fred} = 3$; (b,e): $\text{fred} = 15$; (c,f): $\text{fred} = 21$. In jeder Spalte wird eine andere Farbskala verwendet.

Bei höheren Frequenzen, $\text{fred} = 15$ und $\text{fred} = 21$, ist das am Tragflügel beobachtete Verhalten dem vorherigen ziemlich ähnlich, obwohl sich die großen Druckbereiche auf der Saugseite leicht nach vorne verschieben. Andererseits weist die Kaskade mit der flachen Platte neue Druckkeulen auf, die im niederfrequenten Fall nicht vorhanden sind. Die Platten verhalten sich nicht mehr wie kompakte Schallquellen, und die Interferenz mehrerer Streuungen an Vorder- und Hinterkante führt zu dem komplexeren Druckmuster, das in Abbildung 6e,f beobachtet wird. Man sieht auch, dass die Hochdruckbereiche an der Vorderkante der Platte ausgeprägter sind als diejenigen des Tragflügels. Der Grund dafür ist die endliche Schaufeldicke und der Vorderkantenradius des Tragflügels, die laut Gill et al. [5] bei hohen Frequenzen ($\text{fred.t/c} > 1,5$) den abgestrahlten Lärm im Vergleich zum Fall der flachen Platte reduzieren. Diese Grenze entspricht in diesem Fall etwa $\text{fred} = 15$. Die Wirkung der Rotorblattstärke und des Vorderkantenradius auf Breitbandrauschen wurde bereits von mehreren Autoren untersucht und es besteht allgemeine Übereinstimmung darüber, dass dadurch das abgestrahlte Rauschen, insbesondere die nachgeschaltete Komponente, verringert wird. Dies steht im Einklang mit Abbildung 3, wo der NSPL-Abfall bei $\text{fred} >$

3.2. Trennung geometrischer Merkmale Ziel

dieses Abschnitts ist es, den Ursprung der Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der Flachplattennäherung und der tatsächlichen Geometrie hervorzuheben. Zu diesem Zweck werden die Auswirkungen der Schaufeldrehung und -dicke wie folgt getrennt. Die Schaufelwölbungslinie und das Dickenprofil werden berechnet, sodass ein neues ungewölbtes Tragflächenprofil mit demselben Dickenprofil wie die ursprüngliche Turbine gebaut wird. Dieser Prozess ist in Abbildung 7 skizziert. Die Basisströmung um die gewölbte Platte wird unter Verwendung derselben Randbedingungen berechnet wie bei der ursprünglichen Geometrie. Alternativ wird die Basisströmung um das ungewölbte Tragflächenprofil so berechnet, dass die Einlass-Machzahl dieselbe ist wie im Tragflächenprofil.

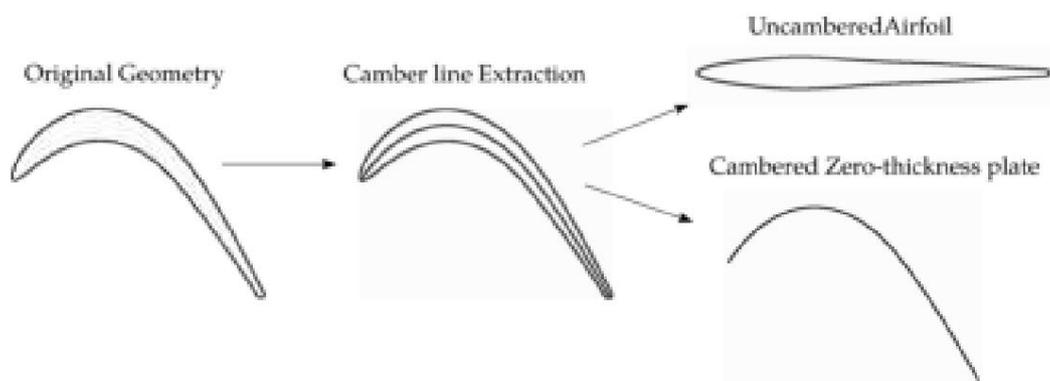


Abbildung 7. Extraktion der Wölbungslinie aus dem Turbinenschaufelblatt und Konstruktion einer gewölbten Platte und eines ungewölbten Schaufelblatts mit ursprünglichem Dickenprofil.

Der gewählte Ansatz zur Trennung der Dicken- und Dreheffekte basiert auf der Annahme, dass die Auswirkungen der Geometrie auf die Strömung linear sind. Daher werden zunächst die mit dem ungewölbten Tragflügelprofil und einer flachen Plattenkaskade erzielten Ergebnisse verglichen, um eine Dickenkorrektur abzuleiten. Als Nächstes vergleichen wir die mit der gewölbten Platte erzielten Ergebnisse mit denen des ursprünglichen Tragflügelprofils. Wir wenden die Dickenkorrektur auf die Ergebnisse der gewölbten Platte an, um zu beurteilen, ob der kombinierte Effekt die im vorherigen Abschnitt beobachteten Ergebnisse erklärt.

Abbildung 8 vergleicht die von der ungewölbten Tragflächenkaskade erhaltenen Spektren mit denen der äquivalenten flachen Platte. In Übereinstimmung mit anderen Autoren wird beobachtet, dass die Dicke den abgestrahlten Lärm bei hohen Frequenzen verringert. Wie von Gershfeld [3] vorgeschlagen, wird die auf der Dicke basierende reduzierte Frequenz ($f \cdot t_{\max}/V_{\infty}$) angezeigt, sodass die Ergebnisse mit anderen in der Literatur verglichen werden können. Abbildung 8a,b vergleicht die absoluten Spektren, die mit der Tragflächenprofil- und der flachen Platte am Ein- und Auslass erhalten wurden. Die Tragflächenprofilstärke hat eindeutig einen stärkeren Einfluss auf den abgestrahlten Lärm stromabwärts. Dieser Punkt lässt sich in Abbildung 8c besser erkennen, die den Unterschied zwischen der flachen Platte und dem Tragflächenprofil zeigt. Trotz einiger großer Schwingungen, die höchstwahrscheinlich auf den Effekt von Resonanzen und die 2D-Vereinfachung zurückzuführen sind, ist eine

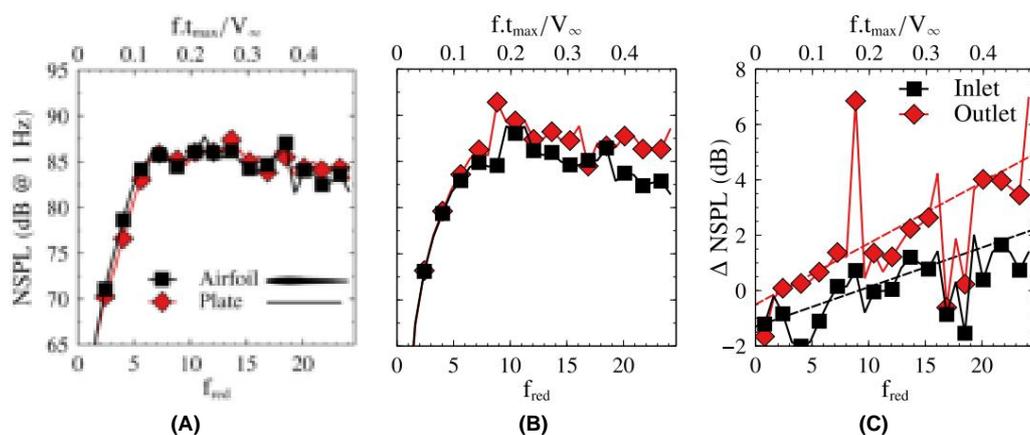


Abbildung 8. Bewertung der Auswirkungen einer Tragflächenprofilstärke von Null auf den Breitband-Lärmteppich bei OP1. Die Unterabbildungen (a,b) vergleichen jeweils die Ergebnisse mit der Tragflächenprofil- und der Flachplattennäherung am Einlass und Auslass. Unterabbildung (c) zeigt den Unterschied zwischen beiden Ansätzen am Einlass und Auslass. Die linearen Kleinstquadrat-Anpassungen werden angezeigt, gegeben durch die Gleichung: $\dot{y}_{PWL} = \dot{y}_{1,30} + 5,79 f \cdot t_{\max}/V_{\infty}$ (Einlass) und $\dot{y}_{PWL} = \dot{y}_{0,50} + 10,15 f \cdot t_{\max}/V_{\infty}$ (Auslass).

Eine Kleinstquadrat-Anpassung wurde berechnet, die zeigt, dass bei sehr niedrigen Frequenzen die Dicke den Lärm zu erhöhen scheint, insbesondere in der stromaufwärts gerichteten Richtung. Andererseits ist die Steigung der Kleinstquadrat-Anpassung am Auslass größer als die am Einlass.

was auf einen stärkeren Effekt der Dicke auf den nachgeschalteten Bogen hinweist. Diese Schlussfolgerungen stimmen gut mit der Literatur überein; Gea-Aguilera et al. [6] zeigen bemerkenswert ähnliche Trendlinien für NACA0012-Profil für Mach-Zahlen zwischen 0,3 und 0,5. Die vorliegende Analyse wurde auch mit einer Kaskade mit einem Staffelungswinkel von 44° durchgeführt, ähnlich dem Einlassströmungswinkel bei OP1, und ergab bemerkenswert ähnliche Ergebnisse.

Die Auswirkung der Strömungsumkehr wird durch Vergleich der mit dem ursprünglichen Tragflächenprofil erzielten Ergebnisse mit denen der gewölbten Platte beurteilt. Die ermittelten Spektren sind in Abbildung 9 dargestellt. Abbildung 9a vergleicht die Spektren am Einlass. Dargestellt sind drei Kurven, nämlich das vom ursprünglichen Tragflächenprofil erzeugte Spektrum, das der gewölbten Platte und letztere, modifiziert durch das zuvor abgeleitete Dickenkorrekturgesetz. Die gewölbte Platte weist im Vergleich zu den mit dem ursprünglichen Tragflächenprofil erzielten Spektren eine sehr ähnliche Form auf, die Pegel sind jedoch bei einigen Frequenzen um bis zu 3 dB höher. Die Dickenkorrektur verbessert die Übereinstimmung mit den Tragflächenprofilergebnissen, reicht jedoch nicht für eine gute Anpassung aus. Außerdem weisen die Ergebnisse der gewölbten Platte ein Resonanzverhalten bei $f_{red} \approx 9$ auf, das nicht sichtbar ist, wenn die

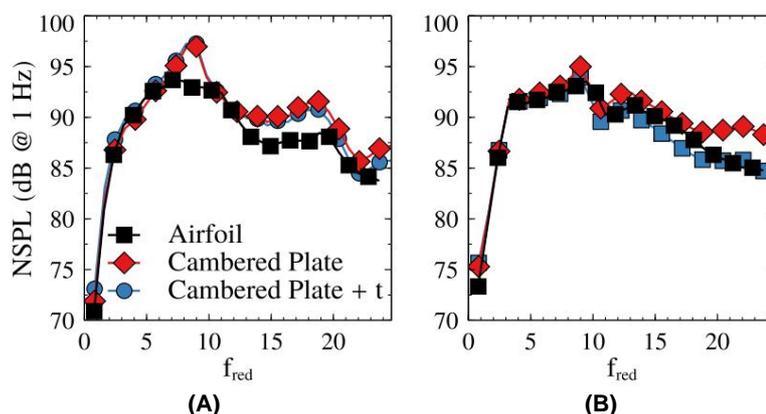


Abbildung 9. Bewertung der Auswirkung des Drehens der Rotorblätter auf den Breitband-Lärmteppich bei OP1. Die Unterabbildungen (a,b) vergleichen jeweils die Ergebnisse mit der Tragflächenprofil- und der gewölbten Plattennäherung am Einlass und Auslass.

Andererseits zeigen die in Abbildung 9b dargestellten Auslassergebnisse eine bessere Übereinstimmung zwischen den beiden Ansätzen. Bei den höchsten Frequenzen übertreffen die Ergebnisse der gewölbten Platte die des Tragflächenprofils um ca. 3 dB. Wenn das zuvor abgeleitete Dickenkorrekturgesetz angewendet wird, verbessert sich die Übereinstimmung zwischen den Kurven. Insgesamt werden die Auslassspektren durch die gewölbte Platte mit einer Dickenkorrektur

Um die Ähnlichkeiten und Unterschiede zwischen den verschiedenen Spektren weiter zu untersuchen, wird als Nächstes ihre modale Zerlegung analysiert. Abbildung 10 zeigt die NSPL-modale Zerlegung für das ursprüngliche Tragflächenprofil und die gewölbte Platte. Auf den ersten Blick weist ihr modaler Inhalt eine bemerkenswerte qualitative Übereinstimmung auf. Die Ein- und Auslass-Cut-On-Bereiche sind sehr ähnlich, da versucht wurde, die OP1-Randbedingungen anzupassen. Es gibt leichte Unterschiede, da eine perfekte Übereinstimmung im Einlass aufgrund unterschiedlicher Geometrien nicht erreicht werden kann. In beiden Geometrien treten dieselben Hochdruckstrukturen auf. Bei niedrigen reduzierten Frequenzen ($f_{red} < 10$) ist der modale Inhalt ziemlich einheitlich, während bei höheren Frequenzen der Druck erheblich

Am Einlass werden höhere Druckniveaus nahe der positiven Einschaltlinie beobachtet, was auf einen wichtigen Beitrag positiver Modi zum Gesamtabdruck hinweist. Dies deutet auf eine starke Vorderkantenstrahlung bei diesen Frequenzen hin, ähnlich wie sie im Fall der flachen Platte auftrat (siehe Abbildung 5c). Andererseits weist die mit der gewölbten Platte erhaltene Einlass-NSPL einige Hochdruckstrukturen bei $5 < f_{red} < 10$ und bei $15 < f_{red} < 20$ auf, die für die Fehlanpassung der in Abbildung 9a beobachteten Spektren verantwortlich sind. Der Ursprung einer solchen Hochdruckstruktur ist noch unbekannt.

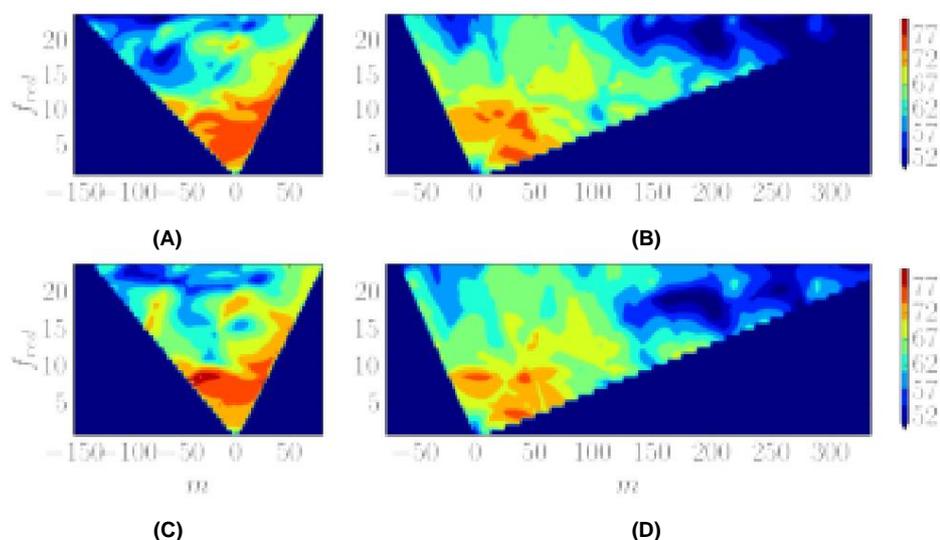


Abbildung 10. NSPL-Modalzerlegung unter Berücksichtigung der tatsächlichen Geometrie und der gewölbten Plattenkaskade als Funktion des Azimutmodusindex. (a): Tragflächengeometrie-Einlass; (b): Tragflächengeometrie -Auslass; (c): Gewölbte Plattengeometrie-Einlass; (d): Gewölbte Plattengeometrie-Auslass. Zur besseren Darstellung ist der Maßstab unterhalb der Untergrenze gesättigt.

Am Auslass scheinen die bei $f_{red} < 10$ auftretenden Hochdruckstrukturen im Fall der gewölbten Platte spitzer zu sein, sind aber qualitativ ähnlich. Darüber hinaus gibt es bei beiden Geometrien sehr niedrige Druckniveaus bei $f_{red} > 15$ und $m > 150$ sowie bei $m \gtrsim 20$. Anders als am Einlass gibt es bei hoher Frequenz keine klare bevorzugte Strahlungsrichtung. Der Grund dafür liegt höchstwahrscheinlich in den Mehrfachreflexionen, denen die Schallwellen ausgesetzt sind, wenn sie sich von der Vorderkante durch den Zwischenraum

Wie diese Analyse zeigt, beruht die Ähnlichkeit der in Abbildung 9 gezeigten Spektren auf einem ähnlichen Mechanismus der Geräuscherzeugung und nicht auf einem Mittelungsprozess. Die Breitbandgeräuscherzeugung bei Turbinen im Vergleich zu flachen Platten kann besser verstanden werden, wenn man die beiden wichtigsten geometrischen Merkmale voneinander trennt: Dicke und Wölbung. Bei den höchsten betrachteten Frequenzen verringert die Dicke den abgestrahlten Lärm bei langsam laufenden Niederdruckturbinen um bis zu 1 bzw. 4 dB in stromaufwärtiger bzw. stromabwärtiger Richtung. Andererseits erhöhen stark gewölbte Linien, ähnlich denen von Turbinenschaufeln, den Geräuschpegel bei niedrigen und m

3.3. Auswirkung der Betriebsbedingungen Es wurden

sechs verschiedene Betriebspunkte (OPs) ausgeführt, um die Auswirkung unterschiedlicher Mach-Zahlen auf die Spektren zu ermitteln (siehe Tabelle 1). Ihre isentropen Mach-Zahlenverteilungen über das Tragflächenprofil sind in Abbildung 11 dargestellt. Die grundlegenden Unterschiede zwischen den verschiedenen OPs waren Anstellwinkel und Mach-Zahl. Einige Änderungen können mithilfe der Flachplattentheorie behandelt werden, andere erfordern jedoch eine detaillierte Simulation der Strömung. Es gibt zwei verschiedene Gruppen, die Fälle mit hohen Mach-Zahlen, d. h. OPs 1-3 (siehe Abbildung 11a), und die Fälle mit niedrigen Mach-Zahlen, d. h. OPs 4-6 (siehe Abbildung 11b). Unter ihnen erhöhen OP2 und OP5 den Anstellwinkel i um 10° , was zu einer Erhöhung der Einlass-Mach-Zahl und der Tragflächenbelastung führt. Andererseits behalten OP3 und OP6 den höheren Anstellwinkel bei, verringern jedoch das Druckverhältnis, um dieselbe Einlass-Mach-Zahl wie OP1 bzw. OP4 zu erreichen, wobei die Austritts-Mach-Zahl deutlich abnimmt.

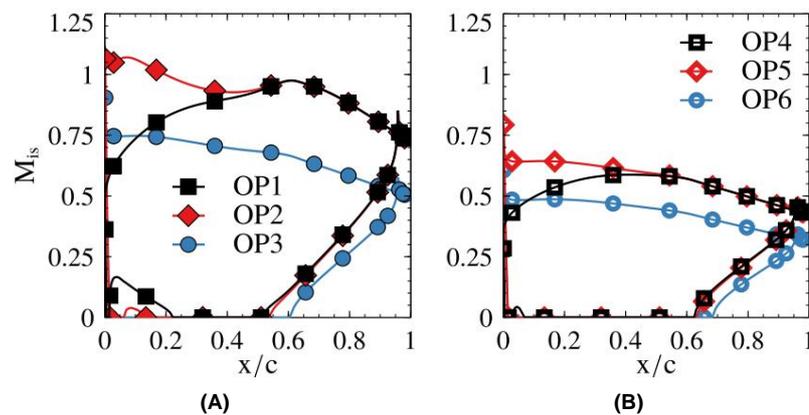


Abbildung 11. Isentropische Mach-Zahlverteilung auf dem Tragflächenprofil bei den verschiedenen betrachteten OP. (a): OP1-3, (b): OP4-6.

Abbildung 12 und 13 zeigen jeweils die NSPL am Einlass und Auslass bei allen berücksichtigten OPs. Abbildung 12a,b zeigt jeweils die Ergebnisse der OPs 1–3 und 4–6, die der Übersichtlichkeit halber in zwei Unterabbildungen aufgeteilt wurden. Abbildung 12c zeigt die Spektren von OP1–3 und OP6, skaliert wie in den Zeilen unten erläutert; die Spektren von OP4–5 sind aus Gründen der Lesbarkeit nicht enthalten. Die in diesen Abbildungen dargestellten Informationen werden durch Abbildung 14 ergänzt, in der die modalen Zerlegungen der Spektren gezeigt und die Cut-on-Bereiche bei allen OP zu sehen sind.

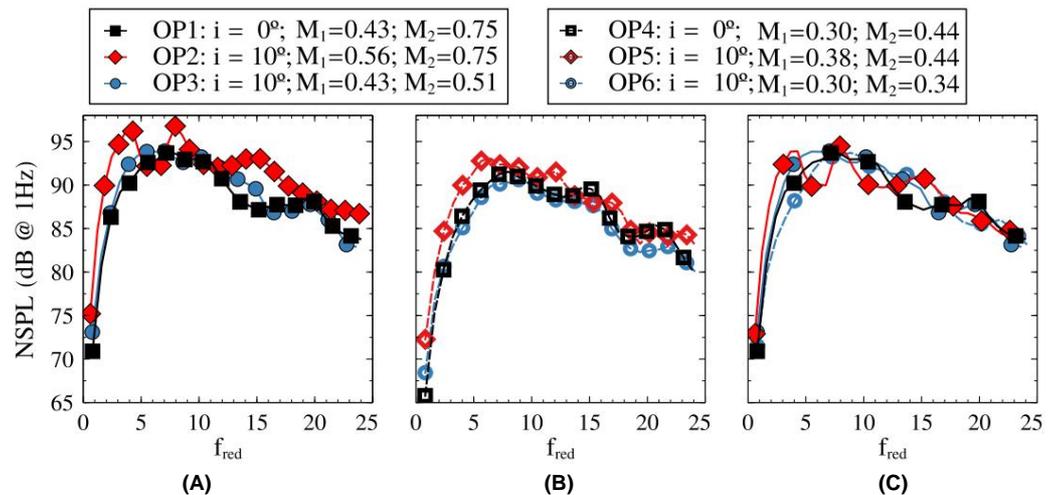


Abbildung 12. Einlass-NSPL für unterschiedliche Betriebspunkte. (a,b) Vergleichen Sie jeweils die Ergebnisse von OP1-3 und OP4-6. (c) zeigt die NSPL von OP1-3 und 6 skaliert mit der Einlass-Machzahl im Quadrat

Die Einlass-NSPL wird kaum durch Änderungen der Auslass-Machzahl beeinflusst, solange die Einlass-Machzahl konstant bleibt. Abbildung 12a zeigt Unterschiede zwischen OP1 und OP3 von weniger als 2,5 dB, während Abbildung 12b eine noch bessere Übereinstimmung zwischen OP4 und OP6 zeigt. Ihre modale Zerlegung weist ebenfalls erhebliche Ähnlichkeiten auf (siehe Abbildung 14a,e,g,k), was auf sehr ähnliche Physik hinweist und nicht nur ein Artefakt der statistischen Mittelwertbildung ist.

Interessanterweise skaliert der Einlass-NSPL als $NSPL \propto M_2^2$ durch die Erhöhung der Cut-on Region, die dieselbe Skalierung hat. Die in Abbildung 14 angezeigten Cut-On-Regionen werden wie M skaliert, es gibt jedoch einen zusätzlichen M -Faktor, dessen Ursprung die spannenweise Wellenzahlintegrationsgrenze von Gleichung (4) ist. Mit anderen Worten ist die Gesamtzahl der Modi eine Kombination aus Umfangs- und spannenweisen Modi, deren Cut-On-Regionen mit M skaliert werden. Die Konsistenz dieser Skalierung wird durch den recht guten Zusammenbruch der in Abbildung

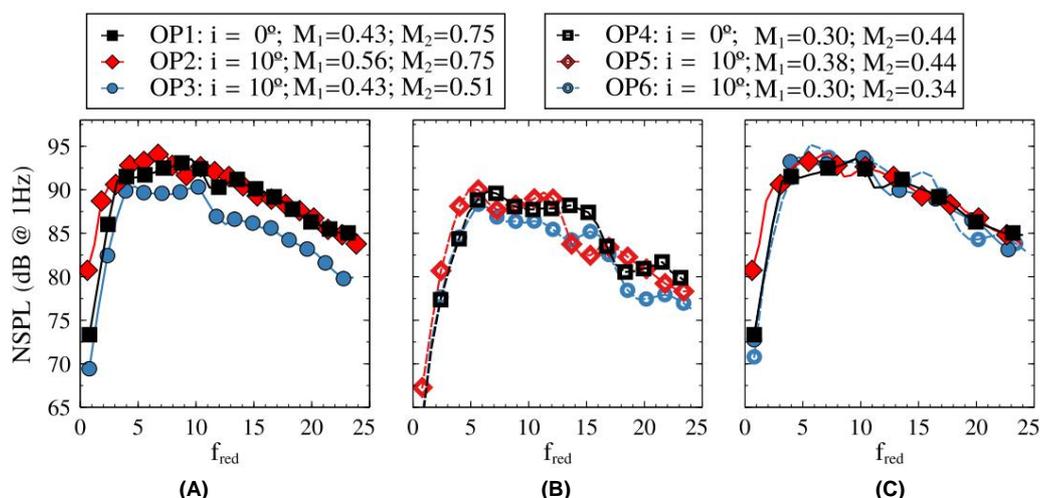


Abbildung 13. Auslass-NSPL für die Betriebspunkte 1–6. (a,b) Vergleichen Sie die Ergebnisse von OP1-3 bzw. OP4-6. (c) zeigt die NSPL von OP1-3 und 6 skaliert mit der Auslass-Machzahl im Quadrat.

Andererseits variieren die Geräuschpegel am Auslass nicht signifikant mit der Machzahl am Einlass, außer bei niedriger Frequenz ($f_{red} < 5$). OP1 und OP2 (siehe Abbildung 13a) und OP4 und OP5 (siehe Abbildung 13b) weisen eine enge Übereinstimmung auf. Abbildung 14b, d, h, j zeigen jeweils auch ähnliche NSPL-Modalzerlegungen. Die Machzahl am Auslass erweitert oder verkürzt den stromabwärts gelegenen Cut-on-Bereich, wie in Abbildung 14 zu sehen ist, und steuert daher den in diese Richtung abgestrahlten Lärm durch die Anzahl der Cut-on- oder Cut-off-Modi. Änderungen der Machzahl am Einlass scheinen einen geringen Einfluss auf den NSPL am Auslass zu haben. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass sich der physikalische Lärm ändert, wenn er mit der Einlassgeschwindigkeit skaliert wird, wie Gleichung (15) deutlich zeigt. Bei niedriger reduzierter Frequenz scheint die Belastung die Auslassspektren um etwa 3 dB zu erhöhen, was mit einer stärkeren Dehnung der Wirbelwellen durch das Strömungsfeld zusammenhängen kann.

Nach der gleichen Argumentation wie für den Einlass-NSPL skaliert das Auslassrauschen wie $NSPL \propto M_2^2$ aufgrund der Zunahme der Cut-On-Modi. Die Kurven OP1 und OP3 in Abbildung 13a und die Kurven OP4 und OP6 in Abbildung 13b können ziemlich gut zusammengeklappt werden, wenn diese mit M_2 skaliert werden. Dies setzt eine Verschiebung von +3,3 bzw. +6,9 dB in den Ausgangsspektren von OP3 und OP6 voraus. Die kollabierten Kurven sind in Abbildung 13c dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen OP3 und OP1 ist bemerkenswert. Das skalierte OP6 überschätzt die NSPL bis zu $f_{red} < 17$ leicht. Die Übereinstimmung ist jedoch immer noch recht gut, wenn man den großen Unterschied in den mittleren Strömungseigenschaften berücksichtigt.

Die Einlass-Mach-Zahl ist der Hauptparameter für die Geräuschentwicklung, da sie die spektralen Formen verändert. Die Auslass-Mach-Zahl wirkt aufgrund der Variation des Cut-On-Bereichs lediglich als Skalierungsfaktor auf das Geräusch. Dies ist durch die Tatsache gerechtfertigt, dass Geräusche hauptsächlich an der Vorderkante und innerhalb des größten Teils des Frequenzbereichs erzeugt werden. Daher skaliert das physikalische Geräusch am Auslass, d. h. das nicht auf die Einlassbedingungen normalisierte Geräusch, als $SPL \propto M_3^2 M_2^2$. Der erste Faktor ergibt sich aus der Annahme einer konstanten Turbulenzintensität und einer mit der Einlassgeschwindigkeit skalierenden Reaktion (siehe Gleichung (15)). Der zweite ergibt sich aus der Auswirkung der Mach-Zahl auf die Cut-On-Bedingung, wie bereits diskutiert. Nur bei niedrigen reduzierten Frequenzen scheint die Belastung relevante Änderungen im abgestrahlten Geräusch zu erzeugen. Die hier gewonnenen Schlussfolgerungen sind kein Nebenprodukt der statistischen Mittelwertbildung, da sie auch durch die modalen Zerlegungen des NSPL gestützt werden. Die in den dimensionslosen Rauschspektren und modalen Zerlegungen festgestellten Trends stimmen mit dem analysierten OP-Rauschen überein, das Änderungen in der Belastung bei niedrigen und mittleren Mach-Zahlen untersucht.

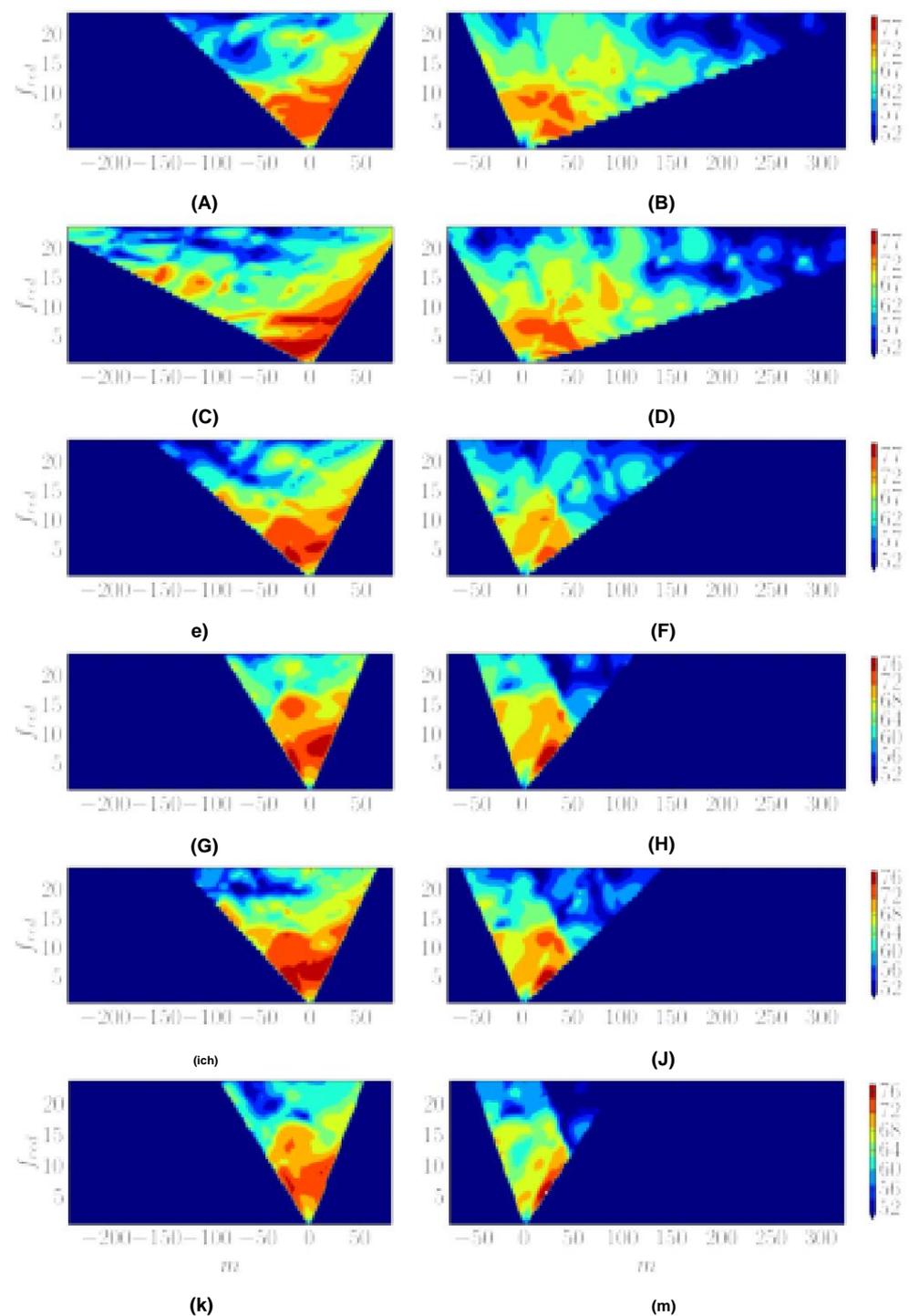


Abbildung 14. NSPL-Modalzerlegung bei allen berücksichtigten OP. Linke Spalte: Einlass. Rechte Spalte: Auslass. (a,b): OP1; (c,d): OP2; (e,f): OP3; (g,h): OP4; (i,j): OP5; (k,l): OP6. Die Skala ist gesättigt unter die Untergrenze für eine verbesserte Visualisierung.

4. Schlussfolgerungen

Eine Methode zur Berücksichtigung der Auswirkungen der realen Geometrie auf die Vorhersage von Breitbandrauschen wurde vorgestellt. Die Methode wurde auf ein repräsentatives Profil einer Niederdruckturbinen mit niedriger Drehzahl angewendet und mit dem neuesten Stand der Technik verglichen. Die Geometrie des Tragflügels wird relevant. Die Unterschiede in den Spektren zwischen dem tatsächlichen Tragflügel und die äquivalente Flachplattenanalyse beträgt bis zu 6 dB. Bei niedriger reduzierter Frequenz ($f_{red} < 12$)

das Turbinenprofil erzeugt wesentlich höhere Geräuschpegel als die flache Platte, während die flache Platte bei höheren Frequenzen lauter wird. Darüber hinaus wurde auch gezeigt, dass die modale Zerlegung der Spektren mit beiden Ansätzen große Diskrepanzen aufweist, die sich aus unterschiedlichen physikalischen Gesetzen ergeben. Wenn die Spektren hingegen nach Frequenz integriert werden, werden die Unterschiede aufgrund der Kompensation der oben genannten Effekte viel kleiner, in der Größenordnung von 1 dB. Der Grund für diese geringe Diskrepanz ist die statistische Mittelung der Reaktion, die unter anisotroper Turbulenz viel größer ausfallen könnte, wie Devenport et al. [7] hervorheben.

Die geometrischen Effekte, nämlich Wölbung und Dicke der Schaufelblätter, wurden gesondert untersucht, um ihren Einfluss auf den Breitband-Lärmteppich zu verstehen. Bei einem typischen Niederdruckturbinenschaufelblatt verringert die Dicke den abgestrahlten Lärm bei den höchsten betrachteten Frequenzen um bis zu 4 dB. Die Wölbung der Schaufelblätter bewirkt eine große Änderung der mittleren Strömungseigenschaften durch die Turbine. Wie unter anderem von Evers und Peake [4] beschrieben, führt die Dehnung von Wirbelwellen durch eine ungleichmäßige Strömung zur Schallerzeugung. Dieser Lärmerzeugungsmechanismus scheint bei stark gewölbten Schaufelblättern bis zu $fred < 12$ aufzutreten und verursacht den oben erwähnten zusätzlichen Lärm von 6 dB im Vergleich zu Flachplattenmethoden.

Die Auswirkung der Betriebsbedingungen des Turbinenschaufelblatts wurde durch Durchlaufen von sechs verschiedenen Betriebspunkten mit unterschiedlichen Machzahlen und Anstellwinkeln beurteilt. Die Einlass-Machzahl hat innerhalb des betrachteten OP keinen signifikanten Einfluss. Umgekehrt wirkt die Auslass-Machzahl als Skalierungsfaktor von M_2 auf das Auslassgeräusch durch die Einschaltbedingung. Die Belastungserhöhung aufgrund des Anstellwinkels erhöht das dimensionslose Geräusch nachgeschaltet bei niedrigen reduzierten Frequenzen ($fred < 5$), scheint aber bei höheren Frequenzen wenig Wirkung zu haben. Da die Ergebnisse mit den Einlasseigenschaften nicht dimensionsbehaftet sind, skaliert das physikalische Auslassgeräusch mit $M_3^2 M_2^2$, bei konstanter Turbulenzintensität, innerhalb des größten Teils des betrachteten Frequenzbereichs. Andererseits bleibt das Einlassgeräusch relativ unbeeinflusst von Änderungen des Anstellwinkels, die nur zu einer Änderung der Auslass-Machzahl führen, wenn das Druckverhältnis beibehalten wird. Diese Schlussfolgerungen werden auch durch die NSPL-Modalzerlegung unterstützt, die zeigt, dass der ziemlich gute Zusammenbruch der Spektren nicht nur ein Produkt der statistischen Mittelung ist. Dies ist das erste Mal, dass die Auswirkungen der Turbinenschaufelgeometrie in eine Breitband-Lärmvorhersage einbezogen und mit modernsten Methoden verglichen wurden.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, RB-N. und RC; Methodik, RB-N.; Untersuchung, RB-N.; Schreiben – Originalentwurf, RB-N.; Software, RB-N.; Visualisierung, RB-N.; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung RC; Aufsicht, RC; Ressourcen, RC; Mittelbeschaffung, RC; Projektverwaltung, RC

Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung wurde von der Europäischen Kommission im Rahmen des Horizont-Projekts TurboNoiseBB 2020 unter der Fördernummer 690714 finanziert.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Wir danken der Europäischen Kommission für ihre finanzielle Unterstützung durch das europäische Horizont-2020-Projekt TurboNoiseBB unter der Fördervereinbarungsnummer 690714. Wir möchten A. Serrano und P. Carrasco (ITP Aero) für all die fruchtbaren Diskussionen in den letzten Jahren danken, die zur Entwicklung dieser Arbeit beigetragen haben. Darüber hinaus möchten wir ITP Aero für seine Unterstützung während des Projekts danken.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte bestehen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

A	Schallgeschwindigkeit
C	Klingenakkord
Fred	Reduzierte Frequenz
K.	Wellenvektor
α	Einfallswinkel imaginäre Einheit
M	Azimutaler Modusindex
M	Mach-Zahl
R	Stator Tyler und Sofrin Streuindex
R	Radius
p, pt	Druck, Gesamtdruck
S	Klingenabstand
S _{pp}	Druckleistungsspektraldichte
τ	Profildicke
V	Anzahl der Leitschaufeln
V ₀	Grundströmungsgeschwindigkeit
U ₀	Basis-Flow-Primitivvariablen
\bar{u}	Geschwindigkeits-Quadratmittelwert
m	Aufwindgeschwindigkeit
\tilde{u}	Primitive gestörte Variablen
\tilde{y}	Akustische azimutale Wellenzahl
\tilde{y}	Akustische spannweite Wellenzahl
\tilde{y}	Geschwindigkeitsleistungsspektraldichte
$\mathcal{F}\tilde{y}$	Fourier-Transformationsoperator
$\tilde{y}f$	Turbulenzlängenskala
\tilde{M}	Linearisierter Navier-Stokes-Operator
\tilde{y}	Dichte
\tilde{y}	Mittlerer Fließwinkel
\tilde{y}	Winkelfrequenz
\tilde{y}	Rotorwinkelgeschwindigkeit
NSPL	Normalisierter Schalldruckpegel
OANSPL	Allgemeiner normalisierter Schalldruckpegel
PSD	Spektrale Leistungsdichte
$\tilde{0}$	Durchflussmittelwertvariable
$\tilde{\sim}$	Dimensionslose Variable
$\tilde{\sim}$	Fourier-Transformation
1, 2	Axiale Einlass- und Auslassstationen

Verweise

- Nesbitt, E. Auf dem Weg zu einer leiseren Niederdruckturbine: Konstruktionsmerkmale und Vorhersagebedarf. *Int. J. Aeroacoustics* **2010**, *10*, 1–15. [\[Querverweis\]](#)
- Serrano, A.; Aparicio, J.; Vázquez, R. Zur Einschätzung und Relevanz von intern erzeugtem Breitbandlärm von Turbinen. *Int. J. Aeroacoustics* **2010**, *10*, 51–74. [\[CrossRef\]](#)
- Gershfeld, J. Vorderkantenlärm von dicken Folien in turbulenten Strömungen. *J. Acoust. Soc. Am.* **2004**, *116*, 1416–1426. [\[CrossRef\]](#)
- Evers, I.; Peake, N. Über die Schallerzeugung durch die Wechselwirkung zwischen Turbulenz und einer Kaskade von Tragflächen mit nicht-einheitlichem Mittelwert Strömung. *J. Fluid Mech.* **2002**, *463*, 25–52. [\[CrossRef\]](#)
- Gill, J.; Zhang, X.; Joseph, P. Auswirkungen der symmetrischen Profilgeometrie auf den Vorderkantenlärm. *J. Acoust. Soc. Am.* **2013**, *134*, 2669–2680. [\[Querverweis\]](#)
- Gea-Aguilera, F.; Gill, J.; Zhang, X. Über die Auswirkungen der Fan-Nachlaufmodellierung und des Leitschaufeldesigns auf Kaskadengeräusche. *J. Sound Vib.* **2019**, *459*, 114859. [\[CrossRef\]](#)
- Devenport, WJ; Staubs, JK; Glegg, SA Schallabstrahlung von realen Tragflächenprofilen in Turbulenzen. *J. Sound Vib.* **2010**, *329*, 3470–3483. [\[Querverweis\]](#)
- Myers, MR; Kerschen, EJ Einfluss der Wölbung auf die Schallerzeugung von Tragflächen bei Wechselwirkung mit hochfrequenten Böen. *J. Fluid Mech.* **1997**, *353*, 221–259. [\[CrossRef\]](#)
- Paruchuri, CC; Coupland, J.; Joseph, P. Auswirkungen der Profilgeometrie auf Turbulenzinteraktionsgeräusche in Kaskaden. In *Proceedings of die 22. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Lyon, Frankreich, 30. Mai–1. Juni 2016*; S. 2738. [\[CrossRef\]](#)

10. Corral, R.; Escribano, A.; Gisbert, F.; Serrano, A.; Vasco, C. Validierung eines linearen, beschleunigten, unstrukturierten Navier-Stokes- Lösers mit mehreren Gittern zur Berechnung von Turbinenschaufeln auf Hybridgittern. In Proceedings der 9. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, SC, USA, 12.–14. Mai 2003; S. 3326. [\[CrossRef\]](#)
11. Corral, R.; Gisbert, F.; Pueblas, J. Ausführung eines parallelen kantenbasierten Navier-Stokes-Lösers auf handelsüblichen Grafikprozessoren. *Int. J. Comput. Fluid. Dyn.* 2017, 31, 93–108. [\[CrossRef\]](#)
12. Guérin, S.; Kissner, C.; Seeler, P.; Blázquez, R.; Carrasco, P.; de Laborde, H.; Lewis, D.; Chaitanya, P.; Polacsek, C.; Thisse, J. ACAT1 Benchmark von RANS-basierten Analysemethoden zur Vorhersage von Breitbandgeräuschen von Ventilatoren: Teil II – Einfluss der akustischen Modelle. *Acoustics* 2020, 2, 617–649. [\[CrossRef\]](#)
13. Blázquez-Navarro, R.; Corral, R. Vorhersage der akustischen Blockierung von Lüftern durch Breitband-Wechselwirkungsgeräusche zwischen Lüfter und Auslassleitschaufel unter Verwendung linearisierter Navier-Stokes-Löser im Frequenzbereich. *J. Sound Vib.* 2021, 500, 116033. [\[CrossRef\]](#)
14. Bechara, W.; Bailly, C.; Lafon, P.; Candel, S.M. Stochastischer Ansatz zur Rauschmodellierung für freie turbulente Strömungen. *AIAA J.* 1994, 32, 455–463. [\[CrossRef\]](#)
15. Batchelor, G.; Proudman, I. Die Wirkung der schnellen Verzerrung einer Flüssigkeit bei turbulenter Bewegung. *QJ Mech. Appl. Math.* 1954, 7, 83–103. [\[Querverweis\]](#)
16. Liepmann, H. Erweiterung des statistischen Ansatzes zur Ermittlung von Buffeting und Böenreaktion von Flügeln mit begrenzter Spannweite. *J. Aeronaut. Sci.* 1955, 22, 197–200. [\[CrossRef\]](#)
17. Goldstein, M.E. *Aeroacoustics*; McGraw-Hill International Book Co.: New York, NY, USA, 1976; S. 130–18. Jaron, R.; Herthum, H.; Franke, M.; Moreau, A.; Guérin, S. Einfluss von Turbulenzmodellen auf die RANS-gestützte Vorhersage von Breitband-Interaktionsgeräuschen von Lüftern. In Proceedings der 12. European Turbomachinery Conference (ETC), Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017; S. 3–7. [\[CrossRef\]](#)
19. Ju, H.; Mani, R.; Vysohlid, M.; Sharma, A. Untersuchung des Breitbandrauschens bei der Wechselwirkung zwischen Lüfter-Nachlauf und Auslass-Leitschaufel. *AIAA J.* 2015, 53, 3534–3550. [\[CrossRef\]](#)
20. Burgos, M.A.; Contreras, J.; Corral, R. Effiziente kantenbasierte Rotor/Stator-Interaktionsmethode. *AIAA J.* 2011, 49, 19–31. [\[CrossRef\]](#)
21. Corral, R.; Vega, A. Physik vibrierender Turbinenschaufeln bei niedriger reduzierter Frequenz. *J. Propuls. Power* 2016, 32, 325–336. [\[CrossRef\]](#)
22. Corral, R.; Beloki, J.; Calza, P.; Elliott, R. Flattererzeugung und -kontrolle durch Fehlabbastung in einer Turbinendrehanlage. *AIAA J.* 2019, 57, 782–795. [\[CrossRef\]](#)
23. Paruchuri, C.; Gill, J.R.; Subramanian, N.; Joseph, P.; Vanderwel, C.; Zhang, X.; Ganapathisubramani, B. Auswirkungen der Profilgeometrie auf Turbulenzinteraktionsgeräusche. In Proceedings der 21. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Dallas, TX, USA, 22.–26. Juni 2015, S. 2830.
24. Cooper, A.; Peake, N. Eingeschlossene akustische Modi in Flugzeugtriebwerkseinlässen mit Wirbelströmung. *J. Fluid Mech.* 2000, 419, 151–175. [\[Querverweis\]](#)
25. Curle, N. Der Einfluss fester Grenzen auf aerodynamischen Schall. *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A Math. Phys. Sci.* 1955, 231, 505–514.
26. Marble, F.; Candel, S. Akustische Störungen durch Gasungleichmäßigkeiten, die durch eine Düse geleitet werden. *J. Sound Vib.* 1977, 55, 225–243. [\[Querverweis\]](#)

Artikel

Sensitivitätsanalyse der Aeroelastizität auf Basis maschinellen Lernens Stabilitätsparameter in einer Kompressorkaskade [†]

Marco Rauseo *, Mehdi Vahdati und Fanzhou Zhao

Fakultät für Maschinenbau, Imperial College London, London SW7 2AZ, Großbritannien;
m.vahdati@imperial.ac.uk (MV); fanzhou.zhao11@imperial.ac.uk (FZ)

* Korrespondenz: m.rauseo18@imperial.ac.uk †

Dieser Artikel ist eine überarbeitete Version unseres in Proceedings of the European Turbomachinery veröffentlichten Artikels
Konferenz ETC14, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Aeroelastische Instabilitäten wie Flattern spielen eine entscheidende Rolle bei der Einschränkung des Betriebsbereichs und der Zuverlässigkeit von Turbomaschinen. Dieser Artikel bietet einen alternativen Ansatz zur aeroelastischen Analyse, bei dem die Empfindlichkeit der aerodynamischen Dämpfung in Bezug auf Hauptströmung und Strukturparameter durch eine auf einem Ersatzmodell basierende Untersuchung quantifiziert wird. Die Parameter werden auf Grundlage früherer Studien ausgewählt und durch eine gleichmäßige Verteilung innerhalb anwendbarer Intervalle dargestellt. Das Ersatzmodell ist ein künstliches neuronales Netzwerk, das trainiert und getestet wurde, um einen Fehler innerhalb von 1 % der Testdaten zu erreichen. Die interessierende Größe ist die aerodynamische Dämpfung und die Datensätze werden Die Sensitivität der aerodynamischen Dämpfung in Bezug auf die Eingangsvariablen wird durch die Berechnung normalisierter Gradienten aus dem Ersatzmodell bei bestimmten Betriebsbedingungen ermittelt. Die Ergebnisse zeigen einen quantitativen Vergleich der Sensitivität über die verschiedenen Eingangsparameter hinweg. Das Ergebnis der Sensitivitätsanalyse wird dann verwendet, um die am besten geeigneten Maßnahmen zu entscheiden, um Stabilität bei instabilen Betriebsbedingungen herbeizuführen. Bei dieser Arbeit handelt es sich um eine vorläufige Studie, die an einer vereinfachten zweidimensionalen Kompressorkaskade durchgeführt wurde und die Gültigkeit eines datengesteuerten Ansatzes bei der Untersuchung des aeroelastischen Verhaltens von Turbomaschinen beweisen soll. Nach bestem Wissen der Autoren ist dies das erste Mal, dass ein datengesteuertes Fluttermodell untersucht wurde. Die ersten Ergebnisse sind ermutigend und deuten darauf hin, dass dieser Ansatz in Zukunft weiterverfolgt werden sollte. Der vorgestellte Rahmen kann als Neugestaltungstool verwendet werden, um die Flatter

Schlüsselwörter: Flutter; maschinelles Lernen; Sensitivitätsanalyse



Zitat: Rauseo, M.; Vahdati, M.; Zhao, F.

Sensitivitätsanalyse der aeroelastischen
Stabilitätsparameter in einer
Kompressorkaskade auf Basis maschinellen
Lernens. Int. J. Turbomach. Propuls.
Power 2021, 6, 39. <https://doi.org/10.3390/ijtp6030039>

Wissenschaftlicher Redakteur: Damian Vogt

Empfangen: 19. Mai 2021

Akzeptiert: 7. September 2021

Veröffentlicht: 15. September 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel
vertrieben unter den Bedingungen und
Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz
(<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Die Entwicklung hochbelasteter, dreidimensionaler, langer Verdichter- und Fanschaufeln stellt eine große Herausforderung hinsichtlich der aeroelastischen Stabilität von Turbomaschinen dar. Die Aufgabe, die Schaufelstabilität zu beurteilen, wird durch den jüngsten Trend zu Blisks, bei denen kaum eine mechanische Dämpfung vorhanden ist, noch dringlicher. Selbsterregte Schwingungen oder Flattern gehören zu den zahlreichen aeroelastischen Phänomenen, die den Betriebsbereich von Turbomaschinen einschränken und schließlich zum Versagen der Schaufeln führen können. Das Flattern wurde von mehreren Autoren mit analytischen, experimentellen und rechnerischen Methoden eingehend untersucht, was zu einer Fülle von Literatur führte, in der mehrere Antriebsparameter identifiziert wurden [1–3]. In [4] bringt Srinivasan das Flattern mit hoher stationärer Belastung und niedriger reduzierter Frequenz bei Schaufeln in Zusammenhang, die im ersten Biege- oder Torsionsmodus schwingen. Die reduzierte Frequenz wird hier als $k = \dot{\gamma}c/U_{rel}$ bezeichnet, wobei $\dot{\gamma}$ die Winkelschwingungsfrequenz, c die Schaufelsehne und U_{rel} die relative Strömungsgeschwindigkeit am Einlass ist. In einer frühen analytischen Arbeit [5] präsentiert Whitehead instationäre Auftriebsberechnungen für eine zweidimensionale Kaskade flacher Platten und betont, dass die Stabilität in unterschiedlicher Weise abhängig von den Strömungsvariablen (z. B. der Mach-Zahl am Einlass) durch die Art der durch die Schwingung erzeugten Schallwellen beeinflusst wird (Cut-On-Wellen breiten sich ohne Dämpfung aus, während Cut-Off-Wellen während ihrer Ausbreitung

für belastete Gitter bei inkompressibler Strömung, entwickelt in [7]. Alle oben genannten Aussagen werden durch neuere Computerstudien bestätigt. In [8] haben Vahdati und Cumpsty eine dreidimensionale CFD-Analyse eines hochmodernen Fanblattes durchgeführt und beobachtet, dass (1) eine dreidimensionale Ablösung (hohe Belastung), gefolgt von einer radialen Migration der Strömung entlang der Spannweite in Richtung Gehäuse, die aerodynamische Dämpfung verringert; (2) Flattern in dem Frequenz- und Knotendurchmesserbereich auftritt, in dem die erzeugten Schallwellen stromaufwärts unterbrochen und stromabwärts abgeschnitten werden (eine umfassende Erklärung der akustischen Modi in Turbomaschinenkanälen finden Sie in [9]); (3) die aerodynamische Dämpfung abnimmt, wenn die Drallkomponente im ersten Klappenmodus zunimmt, was mit der Studie über Turbinen in [10] übereinstimmt. Das Flattern wird also von stationären und instationären

In frühen Entwurfsphasen richtet sich die Aufmerksamkeit vor allem auf die Leistung, während die aeroelastische Stabilität nur im Hinblick auf einfache Parameter wie die reduzierte Frequenz und Der Einfluss von Strömungsvariablen und anderen Strukturparametern wird erst später im Prozess oder bei einem Ausfall im Betrieb beurteilt. Obwohl neuere CFD-basierte Methoden erfolgreich Flattern vorhersagen konnten [11], sind die Bedingungen, unter denen Flattern auftritt, in der Entwurfsphase unbekannt. Wenn instationäre CFD für eine solche Analyse verwendet werden soll, kann dies sehr rechenintensiv sein und nicht routinemäßig eingesetzt werden. Darüber hinaus ist bei einem bestimmten Variabilitätsbereich der Entwurfsparameter unklar, in welchem Maße diese Variablen die Stabilität beeinflussen und wie sie quantitativ im Vergleich zueinander abschneiden. Ist zum Beispiel die Versteifung der Rotorblätter genauso effektiv wie eine Änderung des Biege-Torsions-Verhältnisses oder der Aerodynamik im Entwurfsstadium? Wie beeinflussen Strömungsmerkmale die

Der vorliegende Artikel konzentriert sich auf die Instabilität, die allgemein als Stallflattern bekannt ist und im Teilgeschwindigkeitsbereich auftritt, wenn Tragflächen mit einem höheren Anstellwinkel als dem Nennwert betrieben werden [12]. Der Name ist irreführend, da Stallflattern keine notwendige Voraussetzung für sein Auftreten ist (Isomura und Giles [13] berichteten von Stoßschwingungen als Instabilitäts-erregenden Mechanismus in ihrem Fall, bezeichneten es jedoch als Stallflattern). Inspiriert vom jüngsten Erfolg der auf maschinellem Lernen basierenden Unsicherheitsquantifizierung von Turbulenzmodellkoeffizienten [14–16] versucht dieser Artikel, die vorherigen Fragen mittels einer Vorwärtsausbreitungs- Sensitivitätsanalyse ausgewählter Konstruktionsparameter zu beantworten, die auf einem maschinell gelernten Ersatzmodell basiert. Die vorgeschlagene Methode stellt einen alternativen Ansatz zu aktuellen numerischen Stallflattern-Vorhersagen dar, die auf immer komplexeren Rechenmethoden beruhen [11,17]. Die erfolgreiche Entwicklung der vorgeschlagenen Strategie würde eine erhebliche Verbesserung gegenüber aktuellen CFD-basierten Methoden darstellen, da sie deutlich weniger Rechenressourcen erfordert. Darüber hinaus kann das maschinell gelernte Modell quantitative Empfindlichkeitsmaße in Form von Gradienten der aerodynamischen Dämpfung in Bezug auf die Konstruktionsparameter liefern und so opt

In dieser Arbeit wird eine vereinfachte Geometrie verwendet, um die Gültigkeit eines auf maschinellem Lernen basierenden Rahmens zur Untersuchung der Auswirkungen von Strömungs- und Strukturparametern auf die aerodynamische Dämpfung zu demonstrieren. Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung eines Neugestaltungstools zur Verbesserung der Flatterstabilität eines vorhandenen Rotorblatts. Das langfristige Ziel ist die Entwicklung eines einfachen Modells zur Bewertung der Stabilität von Kompressor- und Lüfterblättern, um frühzeitige Gestaltungsrichtlinien bereitzustellen, die auf die Verbesserung der aeroelastischen Stabilität ausgerichtet

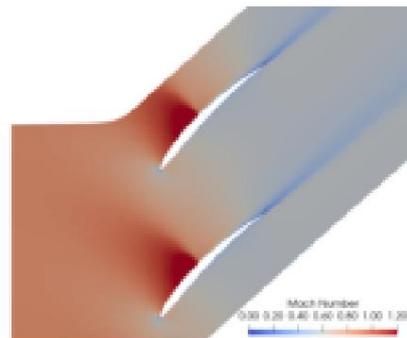
In den folgenden Abschnitten wird die Wahl der Eingangskoeffizienten und deren relativen Bereiche erläutert. Strömungslöser, maschinelles Lernmodell und Vorwärtsausbreitungsstrategie werden besprochen und abschließend die Ergebnisse präsentiert.

2. Methodik 2.1.

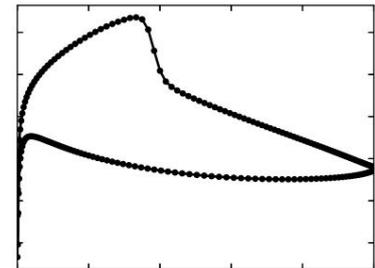
Testfall

Der für diese Studie ausgewählte Testfall ist die Standardkonfiguration 10 [18], eine 2D -Kompressorkaskade. Die Sehnenlänge und das Steigungs-Sehnen-Verhältnis sind auf 0,1 m bzw. 1,0 festgelegt ; der Staffelungswinkel beträgt 45° ; der Gesamtdruck und die Gesamttemperatur am Einlass betragen während der gesamten Studie 101,3 kPa und 300 K, und schließlich arbeitet die Kaskade am Auslegungspunkt mit einer Machzahl $M_1 = 0,7$ und einem Einströmwinkel $\gamma_1 = 55^\circ$. Der Anströmwinkel auf die Schaufel wird als γ_1 bezeichnet , wobei $\gamma_1 = 0^\circ$ $\gamma_1 = 55^\circ$ entspricht und daher

nominaler Anstellwinkel. Abbildung 1 zeigt ein Beispiel einer stationären Lösung mit $M_1 = 0,85$ und nominalem Anstellwinkel. Die Wahl einer 2D-Geometrie bewahrt die Antriebsphysik des Flatterns bis auf zwei Effekte: dreidimensionale Strömungsprofile und das Vorhandensein radialer akustischer Modi im Kanal. Obwohl diese relevant sind, werden sie in der frühen Entwurfsphase, auf die sich diese Arbeit konzentriert, nicht als wesentlich angesehen; außerdem entkoppelt dieser Ansatz den Einfluss der Spitzenleckströmung, die an sich schon ein mühsames Dreidimensionales Strömungsmerkmal werden in künftige Arbeiten einbezogen.



(a) Mach-Zahl-Konturdiagramm.



(b) Isentropische Mach-Zahl

Abbildung 1. Beispiel einer stationären Lösung.

2.2. Strömungslöser

Der in dieser Arbeit verwendete CFD-Solver LUFT wurde von Dr. Paul Petrie-Repar von RPM Turbo entwickelt. Der stationäre Solver LUFT löst die 3D-RANS-Gleichungen auf einem hexaedrischen Netz unter Verwendung eines zellenzentrierten Finite-Volumen-Schemas. Die Flüsse werden mit einem Upwind-Roe-Schema berechnet (andere Schemata sind verfügbar), der Fluss wird mithilfe einer MUSCL-Interpolation mit Van-Albada-Limiter rekonstruiert und eine lokale Zeitschrittberechnung mit Restglättung wird angewendet. Der instationäre Strömungslöser wird linearisiert, wobei die URANS-Gleichungen in den Frequenzbereich übertragen werden, und die berechneten instationären Drücke werden verwendet, um die aerodynamische Arbeit am Blatt und anschließend die aerodynamische Dämpfung $\dot{\gamma}$ zu bewerten. Es wird ein linearisiertes Spalart-Allmaras-Turbulenzmodell ohne Wandfunktionen verwendet. Während der gesamten Studie werden zweidimensionale nicht reflektierende Randbedingungen angewendet. Der Solver wurde anhand anderer etablierter Codes validiert [19,20].

2.3. Auswahl der Entwurfsparameter

Die für diese Arbeit ausgewählten relevanten Parameter basieren auf der im vorherigen Abschnitt vorgestellten Literatur: Einlass-Mach-Zahl M_1 , Anstellwinkel $\dot{\gamma}_1$, reduzierte Frequenz k , Biege-Verdrehungs-Verhältnis der Eigenform und Phasenwinkel zwischen den Schaufelblättern $\dot{\gamma}$.

$\dot{\gamma}_1$ wird als Randbedingung festgelegt, M_1 wird durch Ändern des Druckverhältnisses (Gesamtdruck am Einlass zu statischem Druck am Auslass) über die Kaskade variiert, k wird im instationären Löser festgelegt, der wiederum die korrekte Strukturfrequenz unter Verwendung der stationären Einlassströmungsgeschwindigkeit als Referenz berechnet. $\dot{\gamma}$ wird in Grad angegeben und als Phasenverzögerung an den Durchgangsschnittstellen im instationären Löser festgelegt. Das Biege-Verdrehungs-Verhältnis bedarf einer kleinen Erläuterung.

Die für diese Arbeit gewählte Modusform ist eine starre Körperrotation um eine gegebene Achse, die als Verdrehungsachse bezeichnet wird. Das Biege-Verdrehungs-Verhältnis wird variiert, indem eine feste Vorderkantenverschiebung beibehalten wird, während der Parameter X_t geändert wird, der wie folgt definiert ist:

$$X_t = \frac{X_{LE} + X_{TE}}{X_{LE} \dot{\gamma} X_{TE}} \quad (1)$$

wobei X_{LE} , X_{TE} jeweils vorzeichenbehaftete Verschiebungen der Vorder- und Hinterkante sind. Die Grenzfälle sind reine Verdrehung mit $X_t = 0$ und reine Biegung mit $X_t \dot{\gamma} \dot{\gamma}$ ($X_{LE} \dot{\gamma} X_{TE}$); alle anderen Fälle, d. h. $X_t \dot{\gamma}$ ($0, \dot{\gamma}$), werden als Klappenmodus bezeichnet. Die Wirkung einer Erhöhung von X_t besteht im Wesentlichen darin, die Verdrehungsachse weiter stromabwärts vom Blatt zu verschieben.

positioniert die Verwindungsachse eine halbe Sehne von der Hinterkante entfernt); daher verringert sich die Twist-Komponente der Modenform. Abbildung 2 zeigt eine schematische Darstellung der Wirkung von Erhöhung von X_t .

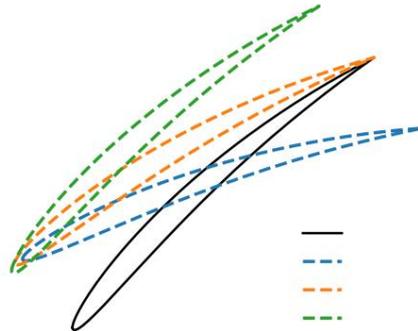


Abbildung 2. Schematische Darstellung der Modenform bei verschiedenen X_t .

Der nächste Schritt besteht darin, die Intervalle festzulegen, in denen die Eingabeparameter variieren. Das Intervall für die Einlass-Machzahl wird so gewählt, dass es symmetrisch zum Nominalwert von 0,7 ist, um Untersuchungen sowohl der subsonischen Strömung, bei der kein Stoß auftritt, als auch der transsonischen Strömungsbedingungen, bei denen ein Stoß auf der Saugseite vorhanden ist. M_1 ändert sich also zwischen 0,5, alles darunter ist als zu niedrige Geschwindigkeit verworfen, und 0,9, so dass der Stoß auf der Saugseite bleibt und nicht zu weit stromaufwärts bewegt (Abbildung 1a). Der Anströmwinkel auf das Schaufelblatt wird zwischen 0° und 6° variiert, Das ist der höchste Wert vor dem Beginn des Stillstands für alle Mach-Zahlen, die in dieser Arbeit untersucht wurden. $\dot{\gamma}$ reicht von $\dot{\gamma}180^\circ$ bis 180° ; die Extreme sind die gleicher Punkt, obwohl für sie in der Trainingsphase keine besondere Behandlung vorgesehen ist des Ersatzmodells. In der Praxis ist die Kombination aus reduzierter Frequenz und Modenform ist nicht beliebig: Das gleiche Blatt wird durch sehr unterschiedliche reduzierte Frequenzen gekennzeichnet sein ob es im reinen Twist- oder im Flap-Modus vibriert. Darüber hinaus ist diese Kombination auch hängt von der betrachteten Maschine ab: Der Klappmodus eines Lüfterblatts hat eine geringere reduzierte Frequenz [17,21] im Vergleich zu einer eingebetteten Kompressorschaukel [22]. Trotzdem Um das gesamte Spektrum an Kombinationen abzudecken, sind Modenform und Frequenz in dieser Studie während des Trainings des Ersatzmodells als unabhängig voneinander angenommen werden und Nehmen Sie daher große Intervalle. Tabelle 1 fasst den Raum der Eingabevariablen zusammen.

Tabelle 1. Intervalle der Entwurfsparameter.

Parameter		Mindest	Max
M_1	Einlass-Mach-Zahl	0,5	0,9
$\dot{\gamma}1$	Inzidenz (Differenz zum Nominalwert)		$+6^\circ$
k	Reduzierte Frequenz	$0\dot{\gamma}$	1,5
X_t	Dimensionsloser Verdrehachsenabstand	0,4	4,0
$\dot{\gamma}$	Phasenwinkel zwischen den Klängen	$0,0 \dot{\gamma}180^\circ$	180°

2.4. Methode der Sensitivitätsanalyse

Die Sensitivitätsanalyse in dieser Arbeit wird mit Hilfe eines auf Ersatzmodellen basierenden Ansatzes durchgeführt, um den Rechenaufwand zu verringern, der bei einer herkömmlichen CFD-basierte Methode.

Mit der Latin Hypercube Sampling Methode [23] werden fünf unabhängige Datenbanken mit Eingabeparametern innerhalb des Bereichs in Tabelle 1: Dieser Ansatz gewährleistet eine einheitliche Verteilung der Proben im interessierenden Raum und dass beliebige Proben aus verschiedenen Datenbanken sind voneinander unabhängig. Die Datenbanken haben die Größe 128, 256, 512, 1024, 2048, und werden als db1 bis db5 bezeichnet. Die Datenbanken werden verwendet, um einen Ersatz zu trainieren und zu testen

Modell des CFD-Solvers, das die aerodynamische Dämpfung approximiert, ohne die aeroelastischen Gleichungen zu lösen:

$$\hat{q} = S(x) \quad (2)$$

wobei x der Vektor der Eingabeparameter, S das Ersatzmodell und \hat{q} und q die jeweils vom Ersatzmodell und CFD vorhergesagten interessierenden Größen sind.

Schließlich kann die PDF (Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion) der aerodynamischen Dämpfung ermittelt werden. Die Sensitivität der Eingangskoeffizienten auf die Vorhersage wird durch den normalisierten Gradienten quantifiziert, der vom Ersatzmodell berechnet wird, das kurz erläutert wird.

Das Ersatzmodell S ist eine nichtlineare Funktion, die bei einem Input $x \in \mathbb{R}^d$ $\hat{q} \in \mathbb{R}^m$; die Jacobi-Matrix der Ausgaben in Bezug auf die Eingabe lautet:

$$J_{ij}(x) = \frac{\partial \hat{q}_i(x)}{\partial x_j} \quad (3)$$

Der Wert von $\frac{\partial \hat{q}_i(x)}{\partial x_j}$ gibt an, wie empfindlich der Ausgang i auf den Eingang j in der Nähe von x reagiert. Um einen Vergleich zwischen den Eingängen und über verschiedene Positionen des Stichprobenraums hinweg zu haben, wird der Gradient durch seine Größe $|\frac{\partial \hat{q}_i(x)}{\partial x_j}|$ normalisiert, was den normalisierten Gradienten ergibt.

2.5. Auf einem künstlichen neuronalen Netzwerk basierendes

Ersatzmodell Das künstliche neuronale Netzwerk (KNN) wird als Ersatzmodell des CFD-Solvers verwendet. Das neuronale Netzwerk besteht aus mehreren Schichten nichtlinearer Aktivierungseinheiten, die Neuronen genannt werden. Die Eingabe-, versteckten und Ausgabeschichten speichern jeweils Eingabevariablen, Zwischenausgaben und die interessierende Menge. Der Vektor der Eingabevariablen x und der interessierenden Menge q

$$x = [M1, \hat{y}_1, k, X_t, \hat{y}] \quad q = \hat{y} \quad (4)$$

Die Grundsätze, die Trainingsstrategie und die Ergebnisse sind die folgenden.

2.5.1. Vorwärtsausbreitung

Die Eingangsvariablen werden durch ihr Maximum und Minimum normalisiert und dann im Bereich $(\hat{y}_1, 1)$ neu skaliert:

$$\hat{y}_i = \frac{x_i - \min(x_i)}{\max(x_i) - \min(x_i)} \quad (5)$$

wobei x_i der Vektor der Eingangsvariable i mit der Dimension m ist, wobei m die Anzahl der Stichproben ist. Die Ausgaben in Zwischenschichten werden wie folgt weitergegeben:

$$A^{(l+1)} = f(z^{(l+1)}) = f(w^{(l+1)} \cdot \text{ein}^{(m)} + b^{(l+1)}) \quad (6)$$

wobei w die Gewichtsmatrix, $b = \text{diag}(1)$ der Bias-Vektor und $f(\cdot)$ die Aktivierungsfunktion ist. Die Funktion $f(x) = \text{Atanh}(Hx)$ mit $A = 1,7159$ und $H =$ ist ein neu skaliertes hyperbolisches Tangens, wie in [24] vorgeschlagen. Die Ergebnisse auf der Ausgabebene $(L + 1)$ werden dann denormalisiert, um die interessierende Größe zu erhalten:

$$\hat{q} = (\max(q) - \min(q)) \cdot \frac{A(L+1) + A \cdot \min(q)}{2A} \quad (7)$$

Die Max-Min-Normalisierung der aerodynamischen Dämpfung ist symmetrisch bezüglich \hat{y} , Null, so dass $|\hat{q}| = \frac{|\hat{y}|}{d}$. d. h. negatives \hat{q} (Ausgabe von ANN) entspricht negativer aerodynamischer

Dämpfung. Schließlich wird die Genauigkeit der ANN-Vorhersagen anhand des relativen Fehlers in der Testdatenbank gemessen:

$$\bar{y} = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \frac{|q_j \hat{y} - q_j|}{\max(q) \bar{y} \min(q)} \quad (8)$$

2.5.2. Backpropagation Das

neuronale Netzwerk löst ein Optimierungsproblem, indem es die Gewichte w , die die Neuronen verbinden, iterativ aktualisiert. Diese werden zufällig initialisiert und durch Minimieren der **Kostenfunktion J** aktualisiert:

$$J(w, b) = 2m \sum_{j=1}^M \bar{y} (q_j \hat{y} - q_j)^2 + \frac{\bar{y}}{2m} \sum_{l=1}^{L+1} w(l)^2 \quad (9)$$

wobei \bar{y} die Gewichtsnorm reguliert, um eine Überanpassung zu vermeiden. Der in dieser Arbeit verwendete Optimierer ist der Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno (BFGS, [25]). Der Gradient der Kostenfunktion wird wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial w(l)} &= \frac{1}{m} \sum_{j=1}^M \bar{y} (l) \cdot (a(l) \bar{y} - 1) \bar{y}^T + \frac{\bar{y}}{2m} w(l) \\ \frac{\partial J}{\partial b(l)} &= \frac{1}{m} \sum_{j=1}^M \bar{y} \bar{y} (l) \end{aligned} \quad (10)$$

Wo:

$$\bar{y} (l) = (a(l) \bar{y} - 1) \cdot f'(z(l)), \quad l = L + 1 \quad (z(w(l+1)) \bar{y} - 1) \cdot f'(z(l)), \quad 1 \leq l \leq L \quad (11)$$

2.5.3. Wahl der Hyperparameter Die

im Optimierungsprozess ermittelten Gewichte werden von mehreren Parametern beeinflusst, den Hyperparametern, nämlich der Anzahl der Schichten L und der Anzahl der Neuronen pro Schicht NL , der Größe der Trainingsdatenbank und dem Regularisierungsfaktor \bar{y} . Für die Hyperparameterstudie wird ein Basis-ANN mit $L = 2$, $NL = 12$ und $\bar{y} = 10^{-4}$ verwendet. Zunächst wird eine Unabhängigkeitsstudie der Trainingsdatenbank durchgeführt, wobei 5 verschiedene Datenbankkombinationen verwendet werden, die in Tabelle 2 zusammengefasst sind. Die Trainings-/Testaufteilung wird für alle Kombinationen konstant bei 80/20 gehalten. Die gradientenbasierte Optimierung kann zu lokalen Minima der Kostenfunktion führen; daher werden 16 Netzwerke mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen und zufällig neu gemischten Datensätzen parallel

Tabelle 2. Daten zur Studie zur Unabhängigkeit von Trainingsdatenbanken.

Daten	Gesamtgröße	Trainingsdaten	Testdaten	Trainierte neuronale Netzwerke
db1 \bar{y} db2	384	80 %	20 %	16
db2 \bar{y} db3	768	80 %	20 %	16
db3 \bar{y} db4	1536	80 %	20 %	16
db4 \bar{y} db5	3072	80 %	20 %	16
Alle dbs	3967	80 %	20 %	16

Die Differenz zwischen Test- und Trainingsfehler (\bar{y}_{TE} , \bar{y}_{TR}) ist in Abbildung 3 dargestellt. Mit zunehmender Größe der Trainingsdatenbank verringert sich die Differenz zwischen Test- und Trainingsfehlern auf nahezu Null, und damit wird die Genauigkeit des ANN unabhängig von der Größe der Trainingsdatenbank. Darüber hinaus konvergiert die Max-Min-Hüllkurve in Abbildung 3 zum Mittelwert, wenn alle Datensätze verwendet werden, was auf Unabhängigkeit von den Anfangsbedingungen hinweist. Der Rest der hyperparametrischen Studie wird unter Verwendung aller Daten durchgeführt, wobei die oben beschriebene Aufteilung in Training/Test eingehalten wird.

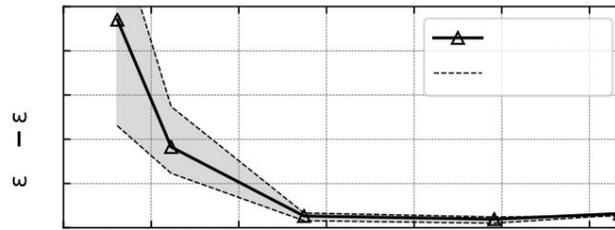


Abbildung 3. Studie zur Unabhängigkeit von Trainingsdatenbanken.

Die Hyperparameter werden einzeln geändert, während die anderen konstant bleiben mit der Basiseinstellung; die Anzahl der Neuronen pro Schicht, N_L , wird konstant auf einem Wert gehalten von 12 während der gesamten Studie. Der am besten geeignete Wert von $\tilde{\gamma}$ hängt von der Anzahl ab von Schichten im ANN; in Abbildung 4 wird gezeigt, dass der minimale Fehler erreicht wird mit $\tilde{\gamma} = 10^{-1}$ wenn $L = 2$. Mit zunehmendem L steigen auch die Kosten für die ANN-Gewichte (siehe Gleichung (9)); daher wird gefolgert, dass bei $L > 2$ der Regularisierungsfaktor sei $\tilde{\gamma} \approx 10^{-1}$. Um die beste Kombination der beiden Hyperparameter zu finden, wurde in der Studie der Anzahl der Schichten L wird 4 mal wiederholt, mit $\tilde{\gamma} = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$, jeweils. Dieser Ansatz wird als „Rastersuche“ bezeichnet und im Flussdiagramm in Abbildung 5 beschrieben.

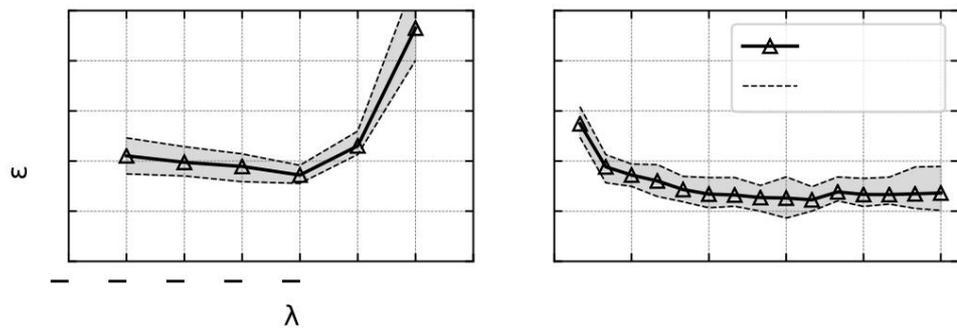


Abbildung 4. Hyperparameterstudie.

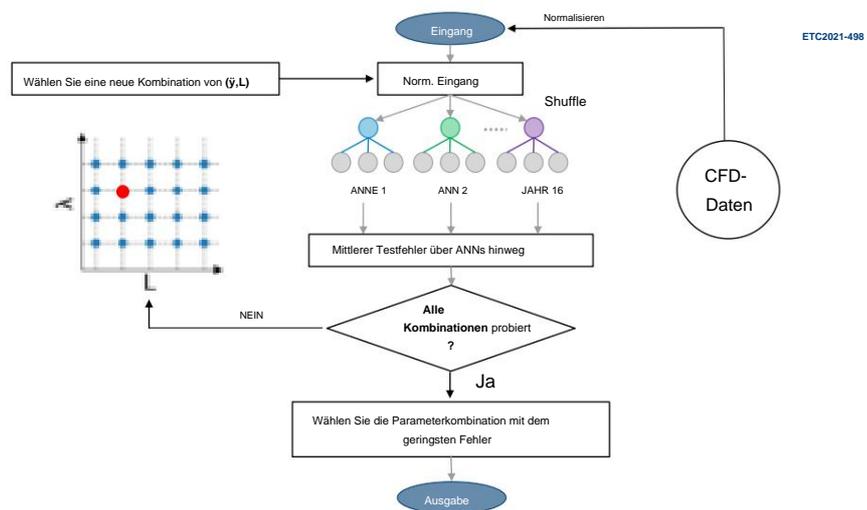


Abbildung 5. Flussdiagramm zur Auswahl von Hyperparametern.

Es wird beobachtet, dass der minimale mittlere Fehlerwert ($\bar{y}TE \bar{y} 1\%$) erreicht wird mit $\bar{y} = 10\bar{y}4$ und $L = 10$. Das im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendete neuronale Netzwerk ist daher durch die folgenden Hyperparameter charakterisiert: $NL = 12$, $L = 10$, $\bar{y} = 10\bar{y}4$.
Abbildung 6 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den PDFs der CFD- und ANN-Vorhersagen; Fast keine der Testdaten liegen außerhalb des 5%-Vertrauensbandes (grau).

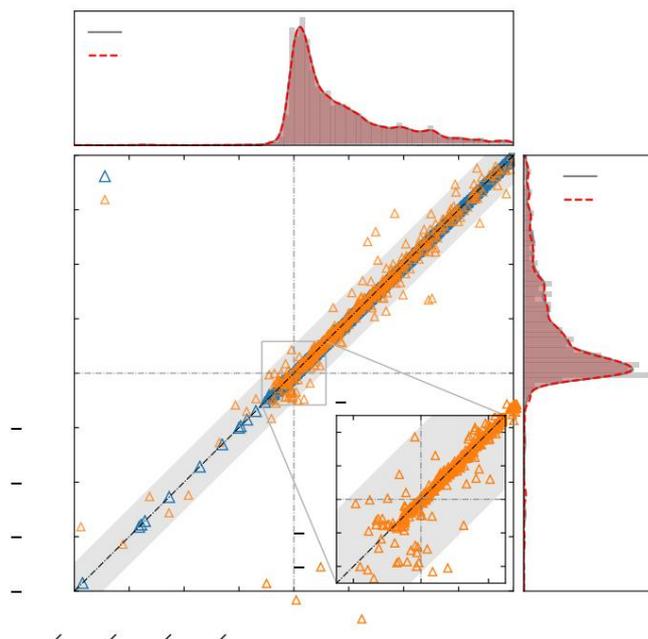


Abbildung 6. PDF und Streudiagramm von CFD-Datenpunkten und ANN-„Reproduktionen“.

3. Ergebnisse

3.1. Validierung

Die folgenden Ergebnisse zeigen einen Vergleich zwischen ANN- und CFD-Vorhersagen. Vier Fälle werden eingerichtet, um die Leistungsfähigkeit des ANN zu demonstrieren: 4 von 5 Eingangsvariablen sind festgelegt während der verbleibende gefegt wird. Die CFD-Berechnungen, die in diesem Vergleich verwendet werden, nicht explizit mit einer Trainingsstichprobe übereinstimmen, stellen sie daher eine weitere und abschließender Test zur Bewertung des maschinengelernten Ersatzmodells. Die Kombination der Parameter für die vier Vergleiche sind in Tabelle 3 aufgeführt. Die Ergebnisse in Abbildung 7 zeigen eine gute Vereinbarung zwischen ANN und CFD.

Tabelle 3. Eingabeparameter für den ANN-Sweep-Test.

	M1	$\bar{y}1$	k	Xt	\bar{y}
Fall 1	0,8	Fegen	0,5	3,0	20 \bar{y}
Fall 2	0,55	+5 \bar{y}	Schwung	1,5	20 \bar{y}
Fall 3	0,7	+6 \bar{y}	0,7	Schwung	0 \bar{y}
Fall 4	0,55	+5 \bar{y}	0,5	1,0	Fegen

Abbildung 7a zeigt, dass bei einem im Klappenmodus schwingenden Rotorblatt bei transsonischer Strömung die aerodynamische Dämpfung mit zunehmendem Anströmwinkel abnimmt. Die Strömungsbedingungen für In diesem Fall sind die auftretenden Bewegungen sehr ähnlich denen, die ein Lüfterflügelabschnitt bei einer konstanten Geschwindigkeitskennlinie erfahren würde. Dieses Verhalten wurde bereits in der Literatur beschrieben. Das ANN ist in der Lage, den Trend des CFD genau zu verfolgen und die Fluttergrenze vorherzusagen innerhalb von 0,2 \bar{y} , was bestätigt, dass seinen Vorhersagen in ingenieurtechnisch relevanten Fällen vertraut werden kann.

Abbildung 7b zeigt einen reduzierten Frequenzdurchlauf. Bei diesen Strömungsbedingungen und dem gegebenen \bar{y} , Die Upstream- und Downstream-Grenzfrequenzen betragen 0,230 bzw. 0,408.

Wenn die Schwingungsfrequenz erhöht wird, verändern sich die instationären Druckfelder vor und nach dem Rotorblatt von der Einschalt- zur Ausschaltfrequenz. Die Frequenzen, bei denen diese Änderung stattfindet, sind die Grenzfrequenzen, und ihr Überschreiten ist mit einer starken Änderung der aerodynamischen Dämpfung verbunden. Das Überschreiten in Abbildung 7b findet bei $k = 0,408$ statt und ist am Abfall der aerodynamischen Dämpfung erkennbar. Das Ersatzmodell erfasst den Gesamttrend sowie das Überschreiten der Nulldämpfungslinie mit guter Genauigkeit. Abbildung 7c zeigt einen Sweep von Xt ; wenn sich die Modusform einer reinen Biegung annähert (zunehmendes Xt), nimmt die aerodynamische Dämpfung in Übereinstimmung mit der Literatur zu. Das neuronale Netzwerk kann der CFD wiederum genau folgen. Der Peak der aerodynamischen Dämpfung in Abbildung 7d ist sowohl hinsichtlich seiner Lage ($\bar{y} \approx 40\bar{y}$) als auch seiner Größe gut vorhergesagt, und das gilt auch

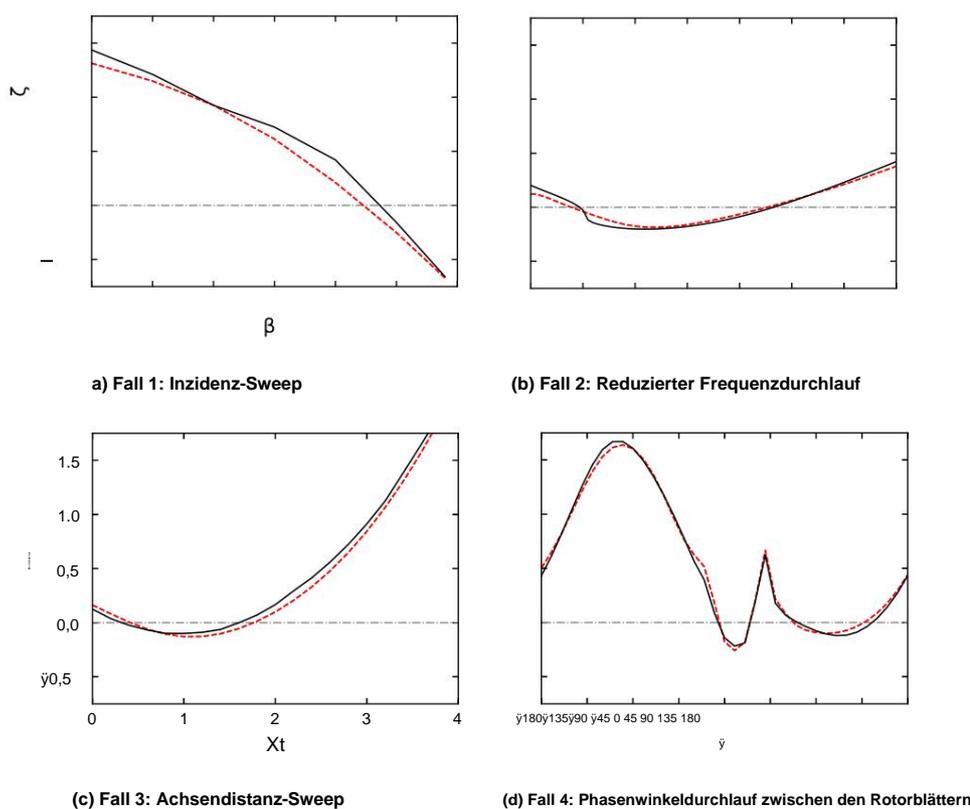


Abbildung 7. Vergleich der Vorhersagen von ANN (gestrichelte rote Linie) und CFD (durchgezogene schwarze Linie).

Die oben diskutierten Ergebnisse zeigen, dass das neuronale Netzwerk die aerodynamische Dämpfung über eine Reihe von Strömungsbedingungen und Strukturparametern hinweg korrekt vorhersagen kann. Darüber hinaus erfasst das Ersatzmodell den Nullpunkt der Dämpfungskreuzung (Fluttergrenze) mit guter Genauigkeit. Im nächsten Unterabschnitt wird ein Beispiel dafür gegeben, wie die Methode in einer Entwurfsumgebung verwendet werden kann.

3.2. Anwendung

In diesem Abschnitt wird die Anwendung dieser Methode auf ein hypothetisches technisches Problem behandelt. Während der frühen Entwurfsphase einer Turbomaschinenschaufel sagt das Ersatzmodell das Flattern einer aerodynamisch optimierten Schaufel unter bestimmten Betriebsbedingungen vor. Selbst auf Kosten einer Verringerung der aerodynamischen Leistung müssen die Konstruktionsparameter angepasst werden, um die Dämpfung zu erhöhen und die Stabilität wiederherzustellen. Unter der Annahme, dass eine mechanische Lösung (z. B. Einführung von Dämpfern unter der Plattform) entweder nicht praktisch oder überhaupt nicht möglich ist (z. B. wenn die Schaufel Teil einer Blisk ist), ist die praktikabelste Lösung die Erhöhung der aerodynamischen Dämpfung. Die traditionelle Weisheit besagt, dass beispielsweise eine Erhöhung der reduzierten Frequenz der aeroelastischen Stabilität zugutekommt. Es hat sich jedoch gezeigt, dass diese Verallgemeinerung in realen Anwendungen gemischte Erg

Bedarf an Werkzeugen, die Richtlinien für die Neugestaltung oder Optimierung von Rotorblättern zur Verbesserung der aerodynamischen Dämpfung liefern können. Dieses Problem versucht die vorliegende Methode anzugehen.

Als Testfall wird ein Rotorblatt herangezogen, das sich wie in Abbildung 7d verhält. Zwei Intervalle von $\dot{\gamma}$ sind vom Flattern betroffen: $0\dot{\gamma}$ bis $30\dot{\gamma}$ und $60\dot{\gamma}$ bis $140\dot{\gamma}$. Ziel ist es, die Designparameter so anzupassen, dass Instabilität vermieden werden kann. Um dieses Ziel zu erreichen, kann man die normalisierten Gradienten berechnen (Gleichung (3)) und sie als Leitfaden verwenden, um die beste Maßnahme zur Erhöhung der Dämpfung in einer instabilen Konfiguration zu bestimmen.

Die normalisierten Gradienten bei $\dot{\gamma} = 20\dot{\gamma}$ und $\dot{\gamma} = 120\dot{\gamma}$ sind in Abbildung 8 dargestellt. Die Balkenhöhe, also der Wert des normalisierten Gradienten, ist ein Maß für die aerodynamische Dämpfungsempfindlichkeit, während das Vorzeichen oben die Art der Korrelation zwischen Eingang und Ausgang angibt, d. h. ein (+)-Zeichen zeigt an, dass eine Erhöhung der Eingangsvariable zu einer stärkeren aerodynamischen Dämpfung führt. Der wichtigste Parameter in beiden Fällen von Abbildung 8 ist $\dot{\gamma}_1$, das negativ mit der Dämpfung korreliert. M_1 ist wichtig für $\dot{\gamma} = 20\dot{\gamma}$, der Einfluss von k nimmt von $\dot{\gamma} = 120^\circ$ bis $\dot{\gamma} = 20^\circ$ ab, und, was am wichtigsten ist, die Art seiner Korrelation mit der aerodynamischen Dämpfung ist in beiden Fällen entgegengesetzt; d. h. eine Erhöhung von k ist bei $\dot{\gamma} = 120^\circ$ vorteilhaft, bei $\dot{\gamma} = 20^\circ$ jedoch nachteilig. Schließlich zeigt X_t dasselbe Verhalten wie k . Die bisherigen Überlegungen führen zu dem Schluss, dass die wirksamste Maßnahme (für beide Phasenwinkel zwischen den Schaufelblättern) bei Variation nur eines Parameters darin besteht, den Anströmwinkel des Schaufelblatts zu verringern (z. B. durch Neustaffelung des Schaufelblatts).

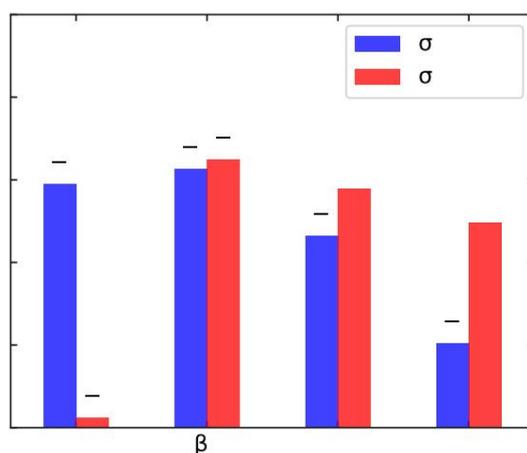
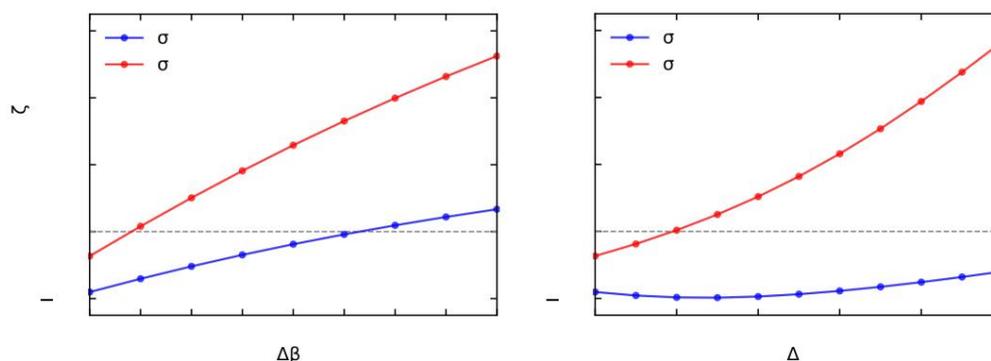


Abbildung 8. Normalisierte Gradienten für Fall 4 bei $\dot{\gamma} = 20\dot{\gamma}$ und $\dot{\gamma} = 120\dot{\gamma}$.

Die Änderung der aerodynamischen Dämpfung aufgrund von Änderungen des Anstellwinkels und der verringerten Frequenz ist in Abbildung 9 dargestellt. Die Vorhersagen sind Ergebnisse des Ersatzmodells. Wie erwartet ist eine Verringerung des Anstellwinkels für beide Phasenwinkel zwischen den Blättern von Vorteil (Abbildung 9a). Insbesondere reicht eine Verringerung um $0,3^\circ$ aus, um $\dot{\gamma} = 120^\circ$ zu stabilisieren, während zur Stabilisierung von $\dot{\gamma} = 20^\circ$ eine Verringerung um $1,8^\circ$ erforderlich ist. Abbildung 9b bestätigt das widersprüchliche Verhalten der aerodynamischen Dämpfung in Bezug auf die reduzierte Frequenz für beide Fälle: Eine Erhöhung von k führt zu einem stabileren Blatt bei $\dot{\gamma} = 120^\circ$, verschlimmert jedoch die Instabilität bei $\dot{\gamma} = 20^\circ$ in der Nähe des Auslegungspunkts. Die Methode bietet außerdem einen „Austauschkurs“ zwischen verschiedenen Parametern, sodass der Konstrukteur die beste Wahl zur Verbesserung der Flattertoleranz treffen kann. Beispielsweise entspricht in Abbildung 9 für $\dot{\gamma} = 120^\circ$ eine Verringerung des Anstellwinkels um $0,3^\circ$ einer Erhöhung der reduzierten Frequenz um etwa $0,06$ zur Beseitigung des



(a) Dämpfung mit abnehmendem Einfallswinkel (b) Dämpfung mit zunehmender reduzierter Frequenz.

Abbildung 9. Änderung der normalisierten Dämpfung bei $\dot{\gamma} = 20\ddot{\gamma}$ und $\dot{\gamma} = 120\ddot{\gamma}$.

Zusammenfassend sagt das Ersatzmodell voraus, dass eine Verringerung des Anströmwinkels um $1,8^\circ$ das Blatt sowohl bei $\dot{\gamma} = 20^\circ$ als auch bei $\dot{\gamma} = 120^\circ$ stabilisieren sollte. Um diese Behauptung zu überprüfen, wird ein „neu versetzter“ Fall aufgebaut, bei dem der Anströmwinkel konstant gehalten und der Anströmwinkel durch Neuversetzung des Blattes um $1,8^\circ$ verringert wird. Die anderen Parameter bleiben konstant. Die vom CFD vorhergesagte aerodynamische Dämpfung ist in Abbildung 10 dargestellt. Wie vom Ersatzmodell erwartet, wird $\dot{\gamma} = 120^\circ$ sehr stabil, während der Punkt bei $\dot{\gamma} = 20^\circ$ knapp über der Nulldämpfungslinie liegt. Zwei instabile Punkte bei $\dot{\gamma} = 0^\circ$ und $\dot{\gamma} = 10^\circ$ sind weiterhin vorhanden: Der oben beschriebene Prozess kann für sie wiederholt werden, und an den Eingangsvariablen können entsprechende Änderungen vorgenommen werden, um bei diesen Phasenwinkeln z

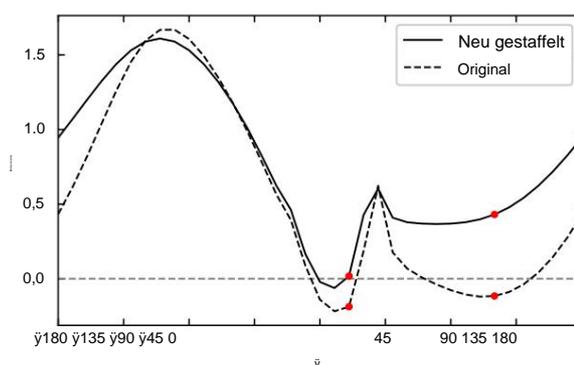


Abbildung 10. CFD-Vorhersage der normalisierten Dämpfung für „neu versetzte“ Rotorblätter.

4. Schlussfolgerungen und zukünftige Arbeiten

Es wurde eine Sensitivitätsanalyse auf Basis maschinellen Lernens vorgestellt. Das Ersatzmodell wurde anhand der Ergebnisse eines linearisierten aeroelastischen Löser trainiert und seine Gültigkeit durch die Auswertung relativer Fehler getestet. Die Ergebnisse betreffen eine Klappenform mit unterschiedlichen Phasenwinkeln zwischen den Schaufelblättern über einen Bereich reduzierter Frequenzen, Strömungsbedingungen und daraus resultierender Schallwellenregime. Es wurde gezeigt, dass die Sensitivitätsanalyse als Leitfaden verwendet werden kann, um geeignete Maßnahmen zur Stabilisierung zweier instabiler Betriebspunkte zu ergreifen; sie stellt somit ein Neugestaltungstool für die gegebene Tragflächeengeometrie dar. Diese vorläufige Studie zeigt, wie zusammenfassende Maße für den Einfluss von Konstruktionsparametern mit datengesteuerten Ansätzen wie maschinellem Lernen anstelle klassischer Untersuchungsmethoden leicht extrahiert und dargestellt werden können. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden mit einem einfachen künstlichen neuronalen Netzwerk erzielt, das keine Annahmen bezüglich der Strömungsphysik von Turbomaschinen macht. Darüber hinaus sind die Ergebnisse nur für die in der Trainingsphase verwendete Tragflächeengeometrie gültig. Zukünftige Arbeiten werden sich auf die Beseitigung dieser Einschränkungen konzentrieren, indem bekannte physikalische Gesetze in die Kostenfunktion eingebettet werden (z. B. Kontinuität) und indem das Mo

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, MR, MV und FZ; Methodik, MR, MV, FZ; Software, MR; formale Analyse, MR; Untersuchung, MR, MV, FZ; Datenkuratierung, MR; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, MR; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, MR, MV und FZ; Visualisierung, MR; Überwachung, MV und FZ; Mittelbeschaffung, MV. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Die Autoren möchten Paul Petrie-Repar von RPMTurbo für die Bereitstellung des in dieser Arbeit verwendeten aeroelastischen Solvers danken.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

ANN Künstliches neuronales Netzwerk
 CFD Numerische Strömungsmechanik
 MUSCL Monotones Upstream-zentriertes Schema für Erhaltungssätze
 URANS Unstationäre Reynolds-gemittelte Navier–Stokes
 PDF Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
 GMRES Verallgemeinerte Minimal-Residuen-Methode

Anhang A. Rechenaufwand Der Steady-

State-Solver verwendet eine Pseudo-Zeitschritttechnik, um die Lösung zur Konvergenz zu bringen. In dieser Studie wird eine stationäre CFD-Lösung als konvergiert betrachtet, wenn jeder Punkt in der Domäne ein Dichteresiduum in der Größenordnung von 10^{-6} aufweist. Im Durchschnitt beträgt die entsprechende CPU-Zeit, die zum Erreichen einer konvergierten Lösung für diesen Fall benötigt wird, 8400 s.

Der instationäre Löser verwendet ein vorkonditioniertes GMRES-Schema, um die Lösung für das System zu finden, das sich aus der Linearisierung der URANS-Gleichungen ergibt. In dieser Studie wird eine instationäre CFD-Lösung als konvergiert betrachtet, wenn der Restwert in der Größenordnung von 10^{-6} liegt. Im Durchschnitt beträgt die äquivalente CPU-Zeit, die zum Erhalten einer konvergierten Lösung für diesen Fall benötigt

Insgesamt dauerte die Erstellung der 5 Datenbanken, die in dieser Studie verwendet wurden, schätzungsweise 9280 CPU-Stunden.

Das in dieser Studie verwendete ANN läuft auf der CPU und der Optimierungsprozess führt eine feste Anzahl von Schritten aus, nämlich 750. Die Anzahl der Iterationen wurde so gewählt, dass die verschiedenen ANNs nicht unter übermäßiger Unter- oder Überanpassung leiden, was als „Early Stopping“-Regularisierung bezeichnet wird. Der Konvergenzverlauf der Kostenfunktion für das in dieser Arbeit verwendete ANN ist in [Abbildung A1 dargestellt](#).

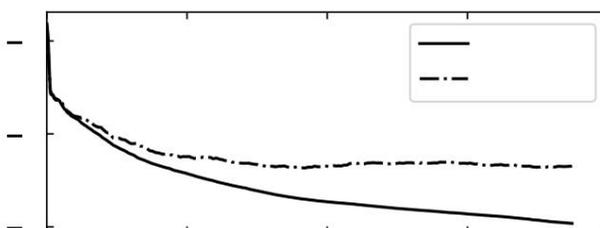


Abbildung A1. Diagramm der Kostenfunktionskonvergenz.

Insgesamt wurden 1072 verschiedene neuronale Netzwerke trainiert, um die beste Parameterkombination zu finden. Dies ergab einen geschätzten CPU-Zeitaufwand von 194 Stunden. Die Ergebnisse in Abbildung 7 bestehen aus 8 stationären und 135 instationären Simulationen. Die Vorhersagen des CFD wurden in geschätzten 19 CPU-Zeiten erzielt, während das neuronale Netzwerk seine Ergebnisse in 4,6 CPU-Millisekunden.

Verweise

1. AGARD. Handbuch zur Aeroelastizität in Axialströmungs-Turbomaschinen; AGARD-AG-298; Nordatlantikvertrags-Organisation: Neuilly sur Seine, Frankreich, 1987.
2. Chi, RM; Srinivasan, AV Einige aktuelle Fortschritte beim Verständnis und der Vorhersage von Unterschall-Stallflattern bei Turbomaschinen. J. Eng. Gas Turbines Power 1985, 107, 408–417. [CrossRef]
3. Crawley, EF; Ducharme, EH Parametrische Trends im Flattern moderner Turboprops. J. Turbomach. 1990, 112, 741–750. [Querverweis]
4. Srinivasan, AV-Flattern und resonante Schwingungseigenschaften von Triebwerksschaufeln. J. Eng. Gas Turbines Power 1997, 119, 742–775. [Querverweis]
5. Whitehead, DS Vibration und Schallerzeugung in einer Kaskade flacher Platten in Unterschallströmung. 1972. Online verfügbar: <https://reports.aerade.cranfield.ac.uk/bitstream/handle/1826.2/2959/arc-rm-3685.pdf?sequence=1&isAllowed=y> (abgerufen am 31. Januar 2020).
6. Akai, TJ; Atassi, H. Aerodynamische und aeroelastische Eigenschaften oszillierender, belasteter Kaskaden bei niedriger Mach-Zahl – Teil II: Stabilität und Flattergrenzen. J. Eng. Power 1980, 102, 352–356. [CrossRef]
7. Atassi, H.; Akai, TJ Aerodynamische und aeroelastische Eigenschaften oszillierender, belasteter Kaskaden bei niedriger Mach-Zahl – Teil 1: Druckverteilung, Kräfte und Momente. J. Eng. Power 1980, 102, 344–351. [CrossRef]
8. Vahdati, M.; Cumpsty, N. Aeroelastische Instabilität in transsonischen Ventilatoren. ASME J. Eng. Gas Turbines Power 2016, 138, 022604. [CrossRef] 9. Tyler, JM; Sofrin, TG Geräuschstudien zu Axialkompressoren; Technisches Papier der SAE; SAE International: Warrendale, PA, USA, 1962. [Querverweis]
10. Panovsky, J.; Kielb, RE Eine Konstruktionsmethode zur Vermeidung von Flattern der Schaufelblätter von Niederdruckturbinen. J. Eng. Gas Turbines Power 1999, 122, 89–98. [CrossRef]
11. Lee, KB; Wilson, M.; Vahdati, M. Numerische Untersuchung der aeroelastischen Instabilität eines langsam laufenden Lüfters. J. Turbomach. 2016, 139, 071004. [CrossRef]
12. Dowell, EH (Hrsg.) A Modern Course in Aeroelasticity; Springer: Berlin/Heidelberg, Deutschland, 2015; S. 428–429.
13. Isomura, K.; Giles, MB Eine numerische Untersuchung des Flatterns in einem transsonischen Fan. J. Turbomach. 1998, 120, 500–507. [CrossRef]
14. He, X.; Zhao, F.; Vahdati, M. Unsicherheitsquantifizierung von Spalart-Allmaras-Turbulenzmodellkoeffizienten für vereinfachte Kompressor-Strömungsmerkmale. J. Fluids Eng. 2020, 142, 091501. [CrossRef]
15. Duraisamy, K.; Iaccarino, G.; Xiao, H. Turbulenzmodellierung im Zeitalter der Daten. Annu. Rev. Fluid Mech. 2019, 51, 357–377. [Querverweis]
16. Xiao, H.; Cinnella, P. Quantifizierung der Modellunsicherheit in RANS-Simulationen: Eine Übersicht. Prog. Aerosp. Sci. 2019, 108, 1–31. [Querverweis]
17. Stapelfeldt, S.; Vahdati, M. Zur Bedeutung von motorrepräsentativen Modellen für die Vorhersage von Fanflattern. J. Turbomach. 2018, 140, 081005. [CrossRef]
18. Fransson, T.; Verdon, J. Update-Bericht über Standardkonfigurationen für instationäre Strömung durch vibrierende Axialströmungs-Turbomaschinenkaskaden. Rep. R. Inst. Technol. Stock. Swed. 1991. Online verfügbar: [https://www.rpmturbo.com/testcases/STCF/STCF1 to10/Dokumente/SC2110.92update.pdf](https://www.rpmturbo.com/testcases/STCF/STCF1%20to10/Dokumente/SC2110.92update.pdf) (abgerufen am 31. März 2020).
19. Petrie-Repar, PJ; McGhee, A.; Jacobs, PA; Gollan, R. Analytische Karten der aerodynamischen Dämpfung als Funktion des Betriebsbedingungen für ein Kompressorprofil. In Proceedings of the Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006; Band 5, S. 1133–1144.
20. Frey, C.; Ashcroft, G.; Kersken, HP; Schluß, D. Flatteranalyse einer transsonischen Dampfturbinschaufel mit Frequenz und Zeitbereichslöser. Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2019, 4, 15. [CrossRef]
21. Rendu, Q.; Vahdati, M.; Salles, L. Radiale Zerlegung der Schaufelschwingung zur Identifizierung der Quelle von Stallflattern in einem transsonischen Lüfter. J. Turbomach. 2019, 141, 101011. [CrossRef]
22. Zhao, F.; Nipkau, J.; Vahdati, M. Einfluss akustischer Reflexionen auf die Flatterstabilität einer eingebetteten Schaufelreihe. Proc. Inst. Mech. Eng. Teil A J. Power Energy 2016, 230, 29–43. [CrossRef]
23. McKay, MD; Beckman, RJ; Conover, WJ Ein Vergleich von drei Methoden zur Auswahl von Werten für Eingangsvariablen im Analyse der Ausgabe eines Computercodes. Technometrics 1979, 21, 239–245.
24. Lecun, Y. Generalisierung und Netzwerkdesignstrategien. In Connectionism in Perspective; Pfeifer, R., Schreter, Z., Fogelman, F., Steels, L., Hrsg.; Elsevier: Amsterdam, Niederlande, 1989.
25. Fletcher, R. Praktische Methoden der Optimierung; Nummer v. 2 in einer Wiley-Interscience-Publikation; Wiley: Hoboken, NJ, USA, 1987.

Artikel

Experimentelle Untersuchung der Leckageströmung in einem Axialventilator bei variabler Belastung

Edward Canepa, Andrea Cattanei *, Mehrdad Moradi und Alessandro Nilberto

Dipartimento di Ingegneria Meccanica, Energetica, Gestionale e dei Trasporti (DIME), DIME-Università di Genova, via Montallegro, 1, I-16145 Genova, Italien; edward.canepa@unige.it (EC); mehrdad.moradi@edu.unige.it (MM); alessandro.nilberto@unige.it (AN)

* Korrespondenz: Andrea.Cattanei@unige.it; Tel.: +39-010-335-2445

† Dies ist eine erweiterte Version unseres Papiers ETC2021-783, vorgestellt auf der 14. Europäischen Turbomaschinenkonferenz für Fluidodynamik und Thermodynamik ETC14, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Der vorliegende Artikel berichtet über eine 2D-PIV-Studie (Particle Image Velocimetry) über die Auswirkungen des Betriebspunkts auf die Leckageströmung in einem langsam laufenden Ringventilator. Zunächst wurde das Strömungsmuster an 12 Betriebspunkten untersucht, die die gesamte Kennlinie abdecken. Bei sehr geringer Belastung strömt die Leckageströmung entlang des Rotorrings und wird direkt wieder angesaugt; dann bildet sich eine am Ring anhaftende Ablöseblase, die sich bei Annäherung an den Auslegungspunkt in eine radial nach außen strömende Strömung verwandelt. Bei weiterer Belastungssteigerung entsteht im Bereich der Schaufelspitze ein abgelöster Strömungsbereich, der schließlich mit der Leckageströmung verschmilzt. Eine weitere, detailliertere Studie wurde an acht Betriebspunkten in der Nähe des Auslegungspunkts durchgeführt. Sehr kleine Belastungsschwankungen können zu einer Änderung des Leckageströmungsmusters führen, aber während des Übergangs kommt es zu keiner Unterbrechung, da sich momentane Strömungsmuster aller Zwischentypen kontinuierlich abwechseln. Diese Ergebnisse liefern eine konsistente Erklärung für die Ergebnisse früherer akustischer Messungen.



Zitat: Canepa, E.; Cattanei, A.;

Moradi, M.; Nilberto, A.

Experimentelle Untersuchung der Leckage
Strömung in einem Axialventilator bei variabler

Wird geladen. Int. J. Turbomach. Propuls.

Power 2021, 6, 40. [https://doi.org/10.3390/](https://doi.org/10.3390/ijtp6040040)

ijtp6040040

Wissenschaftlicher Redakteur: Antoine Dazin

Erhalten: 28. Juli 2021

Akzeptiert: 13. Oktober 2021

Veröffentlicht: 20. Oktober 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche
in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeit.
ationen.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel
vertrieben unter den Bedingungen und
Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

([https://creativecommons.org/licenses/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

by-nc-nd/4.0/).

Schlüsselwörter: Axialventilator, rotierende Abdeckung, Leckströmung, Ventilatorgeräusch, PIV

1. Einleitung

Axiallüfter, die in Kühlsystemen von Kraftfahrzeugen eingesetzt werden, sind üblicherweise mit einer rotierenden Ummantelung versehen, d. h. einem Ring, der die Schaufelspitzen verbindet. Dieser Ring verbessert den volumetrischen Wirkungsgrad und verstärkt auch die gesamte Baugruppe, hat jedoch eine Reihe unerwünschter Wirkungen. So zeigten Carassale et al. [1] in einer aktuellen Studie, dass der Leckstrom niederfrequentes Flattern verursachen kann, der typische Effekt ist jedoch ein starker Anstieg des abgestrahlten Lärms aufgrund der Anwesenheit großflächiger Leckageströmung, die aus dem Spalt zwischen dem Ring und dem feststehenden Gehäuse freigesetzt wird, und werden schließlich vom Rotor wieder angesaugt. Ihre Wechselwirkung mit den Rotorblättern führt zu Lärm im nieder- bis mittelfrequenten Bereich, mit dem Auftreten von schmalbandigen Erhöhungen bei subharmonischen Frequenzen und einer allgemeinen Zunahme des Breitbandlärms. Tatsächlich kann ein Axialventilator mit niedriger Geschwindigkeit infolge einer Reihe von Lärm erzeugenden Mechanismen Lärm abstrahlen (hauptsächlich groß- und kleinräumige Einlassturbulenzen, Rotor-Stator- Wechselwirkung, Leckageströmung und Wechselwirkung von Grenzschichtturbulenzen mit der Hinterkante der Rotorblätter). Durch das Abdichten des Spalts konnten Canepa et al. [3] jedoch die Leckageströmung hemmen; dabei wurde gezeigt, dass nicht nur der Leckageströmungslärm den Hauptbeitrag zum niederfrequenten Lärm darstellt, sondern auch die Leckageströmung selbst. Obwohl die Hauptmerkmale des Leckagestroms bekannt sind, sind in der Literatur nur sehr wenige Arbeiten dazu verfügbar, siehe z. B. Fukano et al. [5], Fukano und Jang [6], Piellard et al. [7], Magne et al. [8], Moreau und Sanjose [9], Zenger et al. [10], Na et al. [11], Canepa et al. [3,4,12,13] und Zhu et al. [14]. Um wirksame Lösungen zur Lärmreduzierung zu finden, ist ein tieferer Einblick in die Merkmale des Leckagestroms und in die Wirkung relevanter Parameter erforderlich.

Die vorliegende Arbeit setzt die von Canepa et al. [4] durchgeführte aerodynamische und akustische Untersuchung fort. In einer solchen Studie wurde nach einer Übereinstimmung zwischen SPL-Spektren und Leckageströmungsmustern gesucht. Konkret wurde eine detaillierte Analyse der Auswirkungen von Drehzahl und Betriebspunkt auf die Geräuscheigenschaften durchgeführt, die nahelegte, dass lokale Änderungen des SPL-Trends als Funktion der Belastung mit Änderungen des Leckageströmungsmusters, aber auch mit dem Auftreten von abgelösten Strömungsbereichen an der Schaufelspitze zusammenhängen. Es wurden jedoch nur an vier Betriebspunkten aerodynamische Messungen durchgeführt, was sich für eine vollständige Beschreibung als unzureichend erwies. Somit blieben einige Fragen hinsichtlich der Abhängigkeit des Strömungsmusters vom Betriebspunkt offen, und es traten einige neue Fragen auf. Die vorliegende Arbeit berichtet über PIV-Messungen der Leckageströmung an einer großen Anzahl von Betriebspunkten und bietet somit eine detaillierte Beschreibung der Auswirkungen des Betriebspunkts.

Generell ist zu beachten, dass die Geräuscentwicklung bei langsam laufenden Ventilatoren von den momentanen Strömungseigenschaften abhängt. Die Möglichkeit, den gesamten Messbereich gleichzeitig zu vermessen, macht PIV daher zu einer durchaus geeigneten Technik. Leider stellen die Komplexität der Rotorgeometrie und die stark verzerrte Strömung ernsthafte Einschränkungen für die volle Nutzung des vorliegenden PIV-Systems dar, da keine Messungen innerhalb des Rotors oder in anderen Ebenen als der meridionalen Ebene möglich sind.

Lärm entsteht durch Belastungsschwankungen, die aus der Wechselwirkung zwischen Strömung und Schaufelblatt resultieren. Messungen des momentanen Schaufeldrucks würden daher ebenfalls sehr nützliche Informationen liefern. Leider stellen die geringe Schaufeldicke und die Schwierigkeiten bei der Messung im rotierenden Rahmen ernsthafte Hindernisse dar. All dies führt zu einer Situation, die typisch für die Behandlung von aerodynamischem Lärm ist, d. h. man muss Informationen über physikalische Phänomene auf der Grundlage begrenzter Datensätze sammeln. Glücklicherweise wird dieses Problem dadurch gemildert, dass bei der Behandlung aeroakustischer Probleme die Qualität der Phänomene

2. Versuchsverfahren 2.1.

Versuchsanlage Die

Messkampagne wurde im Aeroakustiklabor von DIME durchgeführt, wobei der Ventilator auf einem speziell konzipierten und nach den Normen ISO 5801 konstruierten Prüfstand montiert war, siehe Abbildung 1a. Der getestete Rotor ist ein 9-Blatt-Prototyp aus Aluminium, der mithilfe einer numerisch gesteuerten Fräsmaschine hergestellt wurde. Er ist daher geometrisch sehr präzise und kann, anders als Rotoren, die üblicherweise in echten Kühlmodulen verwendet werden, als steif betrachtet werden. Dies verhindert, dass die Geometrie durch die aerodynamische Last oder die Zentrifugalkraft verändert wird, ein Effekt, der den Leckstrom und den abgestrahlten Lärm stark beeinflussen könnte, siehe z. B. Canepa et al. [12]. Der Rotor hat einen Spitzenradius r_{tip} von 222 mm, ein Nabendurchmesser-zu-Spitzendurchmesser-Verhältnis r_{hub}/r_{tip} von 0,374 und eine Sehne c , die zwischen 43 mm und 50 mm von der Nabe bis zur Qdes-Spitze variiert. Am Auslegungspunkt beträgt der Durchflusskoeffizient $\dot{y}_{des} = 0,0869$ und der Druckanstiegskoeffizient $u_{tip} \dot{y}_{tip}^2 = 0,0993$, wobei Q der Volumenstrom und \dot{y}_p der Lüfterdruckanstieg (statischer Druck am Auslass minus Gesamtdruck am Einlass) ist. Die Messungen wurden bei einer konstanten Rotationsgeschwindigkeit \dot{y} von 2400 U/min durchgeführt; je nach Betriebspunkt liegt die sehnenbasierte Reynoldszahl ungefähr zwischen 31.000 und 41.000 an der Nabe und zwischen 186.000 und 188.000 an der Spitze. Während der Tests wurden \dot{y}_p und \dot{y} ständig überwacht; \dot{y} wurde mithilfe eines TTL-Signals „eins pro Umdrehung“ gemessen, das von einem optischen Tachometer erzeugt wurde. Der Spalt zwischen dem rotierenden Ring und dem stationären Gehäuse besteht aus 5 mm breiten axialen und radialen Teilen, siehe Abbildung 1d. In der vorliegenden Arbeit wurden keine akustischen Messungen durchgeführt.

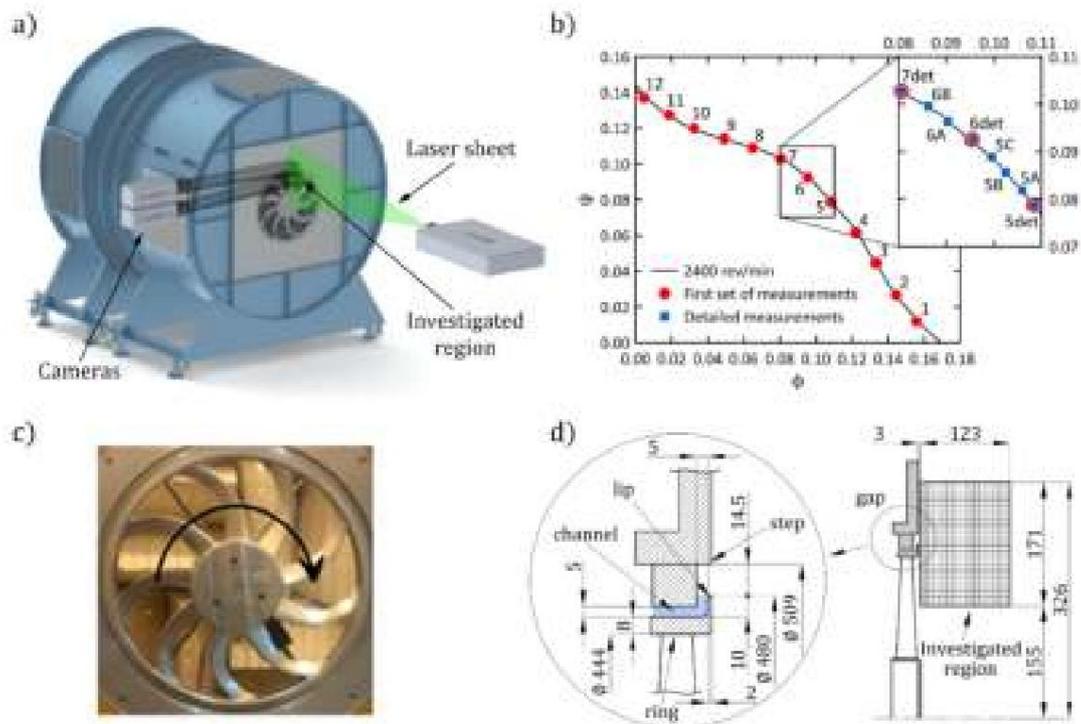


Abbildung 1. Versuchsanlage: (a) Prüfstand; (b) Rotorkennlinie und untersuchte Bedingungen; (c) Rotorprototyp; d) Rotorgeometrie.

2.2. Messverfahren und Datenverarbeitungstechnik

Um die Auswirkung des Druckanstiegs auf das Leckageströmungsmuster zu untersuchen, wurden 12 $\dot{\gamma}$ -Werte **Die gesamte Kennlinie wurde zunächst betrachtet, siehe Abbildung 1b. Diese Die Betriebspunkte umfassten die bereits von Canepa et al. [4] untersuchten. Anschließend um tiefere Einblicke in die bereits beobachtete Strömungsmusteränderung zu erhalten der Auslegungspunkt (von einer am Ring befestigten Rezirkulationsblase bis zu einer breiten Rezirkulation Blase) wurde eine zweite, detailliertere Messkampagne an acht $\dot{\gamma}$ Werte, siehe Tabelle 1.**

Tabelle 1. Untersuchte Betriebsbedingungen.

Erster Satz Messungen	$\dot{\gamma}$	Satz detaillierter Messungen	$\dot{\gamma}$
1	0,0120	-	-
2	0,0267	-	-
3	0,0445	-	-
4	0,0617	-	-
5	0,0788	5det	0,0788
-	-	5A	0,0819
-	-	5B	0,0857
-	-	5C	0,0889
6	0,0925	6det	0,0925
-	-	6A	0,0964
-	-	6B	0,0996
7	0,103	7det	0,103
8	0,109	-	-
9	0,114	-	-
10	0,120	-	-
11	0,127	-	-
12	0,137	-	-

Das Strömungsfeld wurde in der Meridionalebene nahe dem Spitzenspalt mithilfe eines 2D-PIV-Systems untersucht, und zwar in einem rechteckigen Bereich bei $x = 3$ mm vom Ring entfernt mit einer Ausdehnung von $L_x = 123$ mm \times $L_r = 171$ mm, d. h. $r/r_{tip} = 0,698$ – $1,468$ und $x/r_{tip} = 0,014$ – $0,581$, siehe Abbildung 1d. Das PIV-System besteht aus einem gepulsten Nd:Yag-Laser mit Doppelkavität und zwei digitalen Dantec High Sense Mk II-Kameras mit einer maximalen Bildrate (d. h. Abtastfrequenz) von 6 Hz. Um die radiale Ausdehnung des untersuchten Bereichs ohne Verlust der räumlichen Auflösung zu erhöhen, wurden die beiden Kameras radial verschoben montiert, wobei ein Überlappungsbereich von 25 mm dazu diente, die beiden momentanen Vektorfelder korrekt zu verbinden. Die Strömung wurde mithilfe eines Nebelgenerators erzeugt. Die Geschwindigkeitsfelder (d. h. die axialen und radialen Geschwindigkeitskomponenten v_a und v_r) wurden mithilfe einer räumlichen Kreuzkorrelationsfunktion ermittelt, die momentane Vektorfelder ergibt, die aus 83×116 Punkten auf einem quadratischen Raster mit den Schritten $\Delta x = \Delta r = 1,5$ mm

Die erste Messkampagne umfasst eine grundlegende Untersuchung des Strömungsfelds auf der Grundlage von 800 momentanen Vektorfeldern pro Arbeitspunkt. Für derartige Messungen sind zu wenige Daten verfügbar, um ausreichend genaue Ensemble-Durchschnitte zu ermitteln. Daher wurden nur zeitliche Mittelwerte ermittelt. In der zweiten Messkampagne wurden 2000 momentane Vektorfelder erfasst und das vom optischen Tachometer erzeugte TTL-Signal als Referenzsignal für die Ensemble-Durchschnittsmethode verwendet. Anschließend wurden die momentanen Vektorfelder in 90 Phasenbehälter pro Umdrehung sortiert, von denen jeder einen bestimmten Zeitpunkt innerhalb der Rotationsperiode darstellt, d. h. ein 4-Grad-Fenster im relativen Rahmen. Weitere Einzelheiten finden sich bei Canepa et al. [4,13].

Um die statistische Zuverlässigkeit zu erhöhen, wurden die Daten, die sich auf eine bestimmte Position innerhalb eines Blattdurchgangs beziehen, weiter gemittelt, was 10 Ensemble-gemittelte Meridionalverteilungen pro Blatteilung ergab, basierend auf etwa 198 Proben, d. h. etwa 22 Proben pro Bin multipliziert mit neun Blattdurchgängen. Die 10 Geschwindigkeitsfelder können auf Meridionalebenen mit einem Abstand von 4 Grad bezogen werden. Es wird erwartet, dass diese weitere Mittelung keine künstlichen Turbulenzen hinzufügt, da die Rotorgeometrie sehr präzise ist und die Unterschiede zwischen den Blattdurchgängen vernachlässigbar sein sollten. Für diese Reihe von Messungen wurden die zeitlich gemittelten Strömungsfelder mithilfe des arithmetischen Mittelwerts

Für die Strömungsanalyse werden die folgenden Größen verwendet: die zeitgemittelte Geschwindigkeit, die durch Mitteln der augenblicklichen Geschwindigkeitskomponenten v_a und v_r erhalten wird, die zeitgemittelte Turbulenzintensität Tu und die ungelöste Instabilität Tu_{unres} . Sowohl Tu als auch Tu_{unres} basieren auf u_{tip} , doch erstere enthält alle Geschwindigkeitsschwankungen, während letztere nur den nichtperiodischen Teil der Geschwindigkeitsschwankungen v_a und v_r enthält. Tatsächlich kann v_r auch periodische Komponenten enthalten, die nicht mit der Schaufelpassagefrequenz (BPF) und Harmonischen in Zusammenhang stehen. Im vorliegenden Fall sind, wie bei den meisten langsam laufenden Turbomaschinen, keine derartigen periodischen Komponenten vorhanden; daher kumuliert Tu_{unres} nur die Auswirkungen sowohl kleinräumiger Turbulenzen als auch großräumiger Strömungsstrukturen. Da das 2D-PIV-System keine Messung von v_{θ} ermöglicht, Aus Platzgründen wird nur die Definition von Tu angegeben, siehe Gleichung (1), da die Definition von Tu_{unres} sehr ähnlich ist. Für Details der Geschwindigkeitszerlegungstechnik sei der Leser an Hussain und Reynolds [15] oder an Canepa et al. [13] verwiesen.

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{v_A^2 + v_R^2}}}{u_{tip}} \quad (1)$$

Gemäß den PIV-Fehleranalysen von Grant [16] und Prasad et al. [17] wurde die experimentelle Unsicherheit für die momentane Geschwindigkeit im vorliegenden Fall auf 3 % geschätzt. Eine solche Schätzung stellt einen indikativen Wert für den gesamten untersuchten Bereich und die gewählten Betriebspunkte dar.

Im vorliegenden Fall stellt die Geschwindigkeitskomponente v_{θ} quer zur Ebene die Hauptquelle der systematischen Verzerrung dar (andere Ursachen hängen mit dem Zeitpunkt und der Synchronisierung, der Installationsgenauigkeit und der Bildverarbeitung zusammen).

und Ausrichtung, Peak-Locking- und Auswertungstechnik, Partikelverfolgungsfähigkeit und Beleuchtung) und daher ist eine genaue Schätzung schwierig, da $v_{\dot{y}}$ möglicherweise nicht gemessen werden kann. Ein solcher Effekt nimmt in der Nähe der Grenzen des untersuchten Bereichs zu, was möglicherweise zu einer räumlich variablen Unsicherheit führt.

Die statistischen Fehler wurden auf der Grundlage eines 20%igen \bar{Tu} - Wertes berechnet. Bei einem Konfidenzniveau von 95% ergeben sich statistische Unsicherheiten von 1,5% für die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitskomponenten v_a und v_r , von 5% für Tu (800 verwendete momentane Strömungsfelder) und von 3% für Tu (2000 verwendete momentane Strömungsfelder).

Wie bereits erwähnt, liefern periodische Schwingungen einen fehlerhaften Beitrag zu zeitlich gemittelten Größen wie Tu , da sie nicht von Schwankungen unterschieden werden können, die nicht mit der Rotorumdrehung korrelieren. Das rotierende Druckfeld, das am Rotor verankert ist, erzeugt einen stromaufwärts gerichteten Potentialflusseffekt, der im absoluten Rahmen zu periodischen Geschwindigkeitsschwingungen führt, die typischerweise vor den Rotorblättern stattfinden. Wie von Canepa et al. [13] berichtet, kann sich dieser stromaufwärts gerichtete Effekt auch auf den Spaltbereich erstrecken und so einen fehlerhaften Beitrag zu Tu liefern, der voraussichtlich mit \dot{y} zunimmt, da ein solches Druckfeld mit zunehmendem \dot{y} stärker wird.

Obwohl dieser Punkt in den folgenden Absätzen näher erläutert wird, ist es erwähnenswert, dass, je nach Betriebsbedingungen, zwei unterschiedliche Muster hauptsächlich das Leckageströmungsfeld charakterisieren (siehe z. B. Canepa et al. [4,12,13] und Magne et al. [8]): eine am Rotorring anhaftende Rückflussblase, die sich beim vorliegenden Rotor ungefähr unterhalb des Auslegungsdruckanstiegs bildet, und eine große abgelöste Strömungszone, die sich darüber bildet. Basierend auf der Beobachtung der zeitgemittelten Geschwindigkeitsfelder wurden die Fälle $\dot{y} = 0,0788$ und $0,103$ als Referenzen für die beiden Strömungsmuster angenommen und als Unter- und Obergrenze für den \dot{y} - Bereich der zweiten Messkampagne gewählt. Dann wurde die Ähnlichkeit der augenblicklichen Strömungsfelder mit den beiden Referenzströmungsmustern gesucht; zu diesem Zweck wurde der Ähnlichkeitsindex RI als quantitatives Maß für den Vergleich der augenblicklichen Vektorfelder mit den Referenzfeldern verwendet, siehe Liu und Haworth [18] und Willman et al. [19]. Den RI erhält man durch die Projektion eines Geschwindigkeitsfeldes auf das andere:

$$RI_{\dot{y}}^x = \frac{\overbrace{\dot{y}_1 \dot{y}_2}^{\text{Version 1}} \cdot \overbrace{x \cdot v_2}^{\text{Version 2}}}{\overbrace{\dot{y}_1 \dot{y}_2}^{\text{Version 1}} \cdot \overbrace{x \cdot x}^{\text{Version 2}}} \quad (2)$$

Wo \dot{y}_1 ist ein Punkt im Messbereich, und die Indizes 1 und 2 können sich auf zwei Betriebsbedingungen \dot{y}_1 und \dot{y}_2 oder auf zwei Zeitpunkte t bei denselben \dot{y} beziehen. Als Folge seiner Definition ist RI gleich dem Kosinus des Winkels zwischen den Geschwindigkeiten

x und v_2 x und kann im Bereich $[\dot{y}_1, 1]$ variieren, wobei 1 ausgerichtet Vektoren mit gleicher Richtung und \dot{y}_1 ausgerichtet Vektoren, aber in entgegengesetzter Richtung entspricht. Auf diese Weise vergleicht RI die Ausrichtung der beiden Vektoren unabhängig von ihren Beträgen. Daher wird für jeden Vergleich eine Matrix aus 83×116 RI-Werten generiert, die räumlich gemittelt werden können, um einen einzelnen Wert zu erzeugen, der die Ähnlichkeit zwischen den beiden Feldern quantifiziert, d. h. die Gesamtübereinstimmung in der A

In der vorliegenden Arbeit wird RI eingesetzt, um zu beurteilen, ob ein zum Zeitpunkt t n erfasstes und auf einen \dot{y} - Wert bezogenes Geschwindigkeitsfeld dem zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeld eines Referenzfalls ähnelt, für den $\dot{y} = \dot{y}_r$ f (entweder $\dot{y}_r = 0,0788$ oder $\dot{y}_r = 0,103$) ist:

$$RI_{\dot{y}_r}^f(\dot{y}) = \frac{1}{(\text{imax } \dot{y} \text{ imin} + 1)(\text{jmax } \dot{y} \text{ jmin} + 1)} \sum_{\substack{\text{ich} = \text{imax} \\ \text{ich} = \text{imin}}}^{\dot{y}} \sum_{\substack{\text{j} = \text{jmax} \\ \text{j} = \text{jmin}}}^{\dot{y}} \frac{\sum_{\text{min}}^{\text{max}} \text{nij}(\dot{y}) \cdot \sum_{\text{min}}^{\text{max}} \text{ij } \dot{y}_r \text{ f}}{\sum_{\text{min}}^{\text{max}} \text{nij}(\dot{y}) \cdot \sum_{\text{min}}^{\text{max}} \text{v}_{\text{ij}}^{\text{av}} \dot{y}_r \text{ f}} \quad (3)$$

wobei die Indizes i und j die Punkte in x - und r - Richtung darstellen, d. h. $x_i = 3 + (i - 1)\dot{y}_x$ und $r_j = 155 + (j - 1)\dot{y}_r$ (Werte in Millimetern angegeben). n bezeichnet den Momentanwert

neuartiges Geschwindigkeitsfeld und liegt zwischen 1 und 2000, und der hochgestellte Buchstabe ψ gibt an, dass das auf den Referenzfall bezogene Geschwindigkeitsfeld das Durchschnittsfeld ist. Das Eliminieren der Teile des Messbereichs, in denen die beiden Referenzgeschwindigkeitsfelder ein ähnliches Verhalten zeigen, aus den Summationen in Gleichung (3) ermöglicht es, die Unterschiede hervorzuheben und die Ähnlichkeit besser zu bewerten. Basierend auf der visuellen Inspektion der Vektordiagramme wurde die Berechnung von R_{in} \dot{y} $f(\dot{y})$ daher willkürlich auf den rechteckigen Bereich vor dem Lückenunterbereich beschränkt, wobei geeignete Werte für i_{min} , i_{max} , j_{min} und j_{max} gewählt wurden. Weitere Einzelheiten werden im Folgenden angegeben.

3. Experimentelle Ergebnisse

3.1. Bisherige Messungen

Canepa et al. [3] haben gezeigt, dass bei langsam laufenden Ventilatoren der vorliegenden Art die Leckageströmung vor allem den niederfrequenten Teil des Spektrums beeinflusst und die Hauptlärmquelle darstellen kann, siehe z. B. auch Longhouse [2]. Der untersuchte Rotor war jedoch aus Kunststoff, und die Verformungen durch die Zentrifugalkraft und die Belastung der Schaufeln führten zu einem plötzlichen Übergang des Strömungsmusters von der anhaftenden Ablöseblase zur großen Zone der abgelösten Strömung, siehe Canepa et al. [12]. Gleichzeitig wurde eine Abnahme des niederfrequenten Teils des SPL-Spektrums beobachtet. Darüber hinaus wurden akustische Messungen mit dem Rotor wiederholt, der in anderen axialen Positionen als der Standardposition montiert war, bei der die Ringlippe bündig mit der Montageplatte abschließt. Es wurde festgestellt, dass sogar ein Unterschied von einigen Millimetern in der Rotorposition den \dot{y} -Wert variieren kann, bei dem der Übergang stattfindet: Ein aus der Platte herausragender Rotor könnte ihn verringern, während ein nach hinten montierter Rotor den gegenteiligen Effekt haben könnte. Dies deutete darauf hin, dass die relative Position der Ringlippe und der Kante der Platte (die Stufe in Abbildung 1) die Ausrichtung des aus dem Spalt austretenden Stroms und damit seine Fähigkeit, den einströmenden Strom zu durchdringen, verändern kann, sodass er sich vom Rotor wegbewegt, anstatt sofort wieder aufgenommen zu werden. Ein möglicher Effekt der Rotorverformung wurde auch von Moreau et al. [9] berichtet.

All dies hat dazu geführt, dass wir einen anderen Rotor aus Aluminium untersuchen wollten (Canepa et al. [4]) und uns dabei auf den Schalldruckpegel (SPL) im Niederfrequenzbereich konzentrieren wollten $St = 6-90$, wobei $St = \frac{c}{f} \cdot \dot{y}$ (der Strömungszahl ist). Es zeigte sich, dass der Übergang des Strömungsmusters erwartungsgemäß auch bei steifen Rotoren stattfindet und vom \dot{y} -Wert abhängt. Die in Abbildung 2 dargestellten Diagramme, die von Canepa et al. [4] übernommen wurden, zeigen die Bedeutung des Leckageströmungsgeräusches. Die Auswirkung von \dot{y} auf die folgenden akustischen Größen wird berücksichtigt: OASPL (der Gesamt-Schalldruckpegel), SPL_{low} und SPL_{high} (der Schalldruckpegel im Nieder- und Hochfrequenzbereich) sowie das Schalldruckspektrum. Die Integralgrößen liefern Gesamtinformationen über das erzeugte Geräusch, während das Spektrum dabei hilft, verschiedene Geräuscherzeugungsmechanismen zu identifizieren und zu unterscheiden.

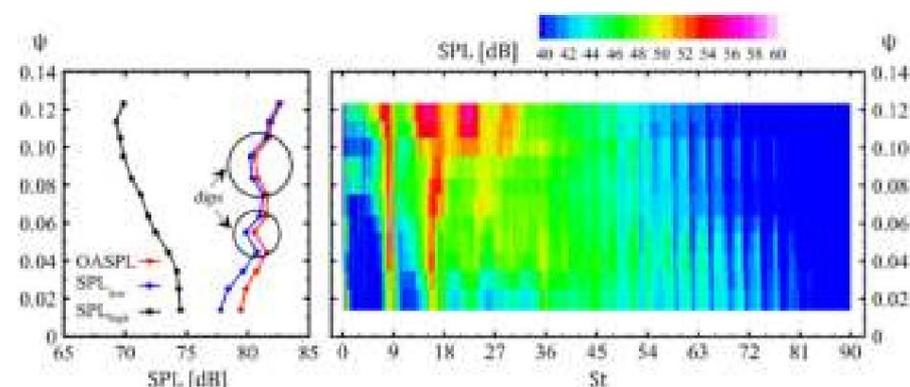


Abbildung 2. Abhängigkeit des Schalldruckpegels von den Betriebsbedingungen.

Der Vergleich zwischen OASPL, SPL_{low} und SPL_{high} zeigt, dass der Unterschied zwischen OASPL und SPL_{low} von 2 dB auf 0 dB abnimmt, wenn \dot{y} vom minimalen zum maximalen Wert ansteigt. Dies bedeutet, dass der Beitrag des Hochfrequenzteils

vernachlässigbar. Daher liefert SPL_{low} bei allen $\dot{\gamma}$ den Hauptbeitrag zu OASPL. Darüber hinaus zeigt das Konturdiagramm des SPL-Spektrums, dass Spitzen und Hügel unterhalb der ersten drei BPF-Harmonischen ($St = 9, 18, 27$) den Hauptbeitrag zu SPL_{low} liefern. Die Aufnahme nicht rotierender großräumiger Strömungsstrukturen führt zu spektralen Spitzen oder schmalbandigen Hügeln bei BPF-Harmonischen, siehe Hanson [20] oder Majumdar und Peake [21]. Spitzen und Hügel bei subharmonischen Frequenzen werden zwangsläufig durch die Wechselwirkung der Rotorblätter mit mitrotierenden Strömungsstörungen erzeugt, siehe z. B. Magne et al. [8] und Moreau et al. [9]. In der vorliegenden Konfiguration hat die stromaufwärts gerichtete Strömung keine Vortotation; daher können solche Störungen nur in der Strömung enthalten sein, die vom Rotor kommt, entweder durch den Spalt oder von den Blättern aufgrund der Rückströmung. Beweise für die Existenz einer solchen Rückströmung wurden von Canepa et al. [4] vorgelegt. Die Ursache dafür ist wahrscheinlich ein Strömungsabriss im Bereich der Schaufelspitze, der möglicherweise mit einer Strömungsablösung an der Ringverbindung von radial nach axial zusammenhängt. Eine Strömungsablösung im Nabenbereich könnte ebenfalls zu einer solchen Strömungsumkehr führen, sie sollte jedoch nur den unteren Teil

Wäre SPL_{low} nur mit der Leckageströmungsrate verbunden, würde es mit $\dot{\gamma}$ ansteigen, da die Leckageströmung mit $\dot{\gamma}$ zunimmt. Im Gegensatz dazu hat SPL_{low} einen nicht-monotonen Trend, da sein Wachstum durch zwei lokale Minima bei $\dot{\gamma} = 0,05$ und $0,09$ unterbrochen wird; ein OASPL-Trend mit einem Minimum um den Auslegungspunkt wurde von Moreau et al. [9] berichtet.

Dies lässt darauf schließen, dass sich der Geräuscherzeugungsmechanismus ändert, d. h. dass sich einige Strömungsmerkmale an diesen Betriebspunkten ändern. Eine mögliche Erklärung ist entweder eine Änderung des Leckströmungsmusters oder eine Strömungsumkehr im Schaufelblattbereich. Der Vergleich zwischen dem SPL_{low}-Diagramm und der SPL-Spektrumkontur zeigt, dass der SPL_{low}-Trend eng mit den Änderungen der Höhe der Spitzen bei St kleiner als 9 und 18 zusammenhängt, da solche Änderungen bei ähnlichen $\dot{\gamma}$ -Werten stattfinden. Das Augenmerk lag auf dem Verhalten bei ungefähr $\dot{\gamma} = 0,09$, da dieser Punkt nahe am Auslegungspunkt liegt und auch weil bei $\dot{\gamma} = 0,05$ der SPL kleiner und die Situation von geringerem Interesse ist. Die Diskussion der Ergebnisse deutete darauf hin, dass (1) der Rückgang von $\dot{\gamma} = 0,08$ auf $\dot{\gamma} = 0,09$ wahrscheinlich auf einen Übergang des Leckströmungsmusters von einer anhaftenden Rückflussblase, die kurz darauf wieder vom Rotor angesaugt wird, zu einer nach außen gerichteten radialen Strömung zurückzuführen ist, die einem langen Weg folgt, bevor sie wieder angesaugt wird, und (2) die Beobachtung des SPL-Spektrums zeigt, dass sich bei $\dot{\gamma} = 0,103$ der Kamm bei $St < 18$ zu einem niedrigeren St verschiebt und zu einem breiten Buckel wird; der Kamm bei $St < 9$ zeigt ein ähnliches Verhalten und ein weiterer Buckel erscheint bei $St < 27$. Dies weist darauf hin, dass eine Änderung im Erzeugungsmechanismus stattfindet.

Die mögliche Erklärung ist, dass der weitere Anstieg über $\dot{\gamma} = 0,09$ hinaus wahrscheinlich auf eine Strömungsablösung im Bereich der Ringrundung/der Saugseite der Schaufel zurückzuführen ist, d. h., dass bei großem $\dot{\gamma}$ das niederfrequente Geräusch nicht auf die Leckageströmung zurückzuführen ist. Dieser Effekt scheint von geringerem praktischen Interesse zu sein, da er bei höheren als dem Auslegungswert $\dot{\gamma}$ auftritt, wo der Lüfter normalerweise nicht betrieben wird, aber man sollte bedenken, dass eine andere Konstruktion des Rings oder der Abdeckung eine derartige Ablösung zu einem niedrigeren $\dot{\gamma}$ verschieben könnte. Als allgemeine Überlegung unterstreicht dies, dass vorrotierende großräumige Strukturen mit anderen Strömungsphänomenen als der Leckageströmung zusammenhängen könnten und daher subharmonische Buckel im SPL-Spektrum durch andersartige Erzeugung

Allerdings wurden die aerodynamischen Messungen bei zu geringen $\dot{\gamma}$ -Werten durchgeführt, um die Änderungen des Strömungsmusters richtig untersuchen zu können. Die vorliegende Arbeit ergibt sich aus dem Bedarf nach einer systematischeren Untersuchung.

3.2. Allgemeiner Trend des zeitlich gemittelten Strömungsfelds

Um ein Gesamtbild der Leckageströmung im Spaltbereich zu erhalten, wurden zunächst 12 Betriebspunkte betrachtet, siehe Tabelle 1. Die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfelder sind in Abbildung 3 zusammen mit den Tu -Konturdiagrammen aufgeführt. Bei allen $\dot{\gamma}$ -Werten kann die Leckageströmung anhand der Zone mit hohem Tu um den Spaltbereich identifiziert werden, d. h. im Bereich $r/r_{tip} = 1,081-1,146$. Bei allen $\dot{\gamma}$ -Werten ist vor der Schaufel ein Streifen mit höherem Tu vorhanden. Physikalisch gesehen kann eine hohe Turbulenz entweder von Konvektion oder von lokaler Produktion abhängen. Da die in den Rotor eintretende stromaufwärts gerichtete Strömung eine niedrige Tu aufweist, könnte eine physikalische Erklärung für solche höheren Werte das Vorhandensein eines Schaufelabrisses sein, der zu einer sofortigen Rückströmung führen könnte, die möglicherweise

im zeitgemittelten Vektordiagramm erkannt. Tatsächlich ist ein solcher T_u -Anstieg, wie bereits erwähnt, wahrscheinlich auf die periodischen Strömungsschwankungen zurückzuführen, die mit dem Schaufeldurchgang einhergehen, und sollte in einem solchen Fall außer Acht gelassen werden, da er keine physikalische Bedeutung hat. Im Gegenteil, T_u wird nicht von periodischen Schwingungen beeinflusst und liefert daher physikalisch zuverlässigere Informationen. Der Vergleich zwischen den T_u -Konturdiagrammen in Abbildung 4 und denen in Abbildung 3 zeigt, dass am gleichen Betriebspunkt (5det vs. 5, 6det vs. 6 und 7det vs. 7) kein hoher T_u -Streifen vor der Schaufel vorhanden ist. Daraus kann der Schluss gezogen werden, dass zumindest unter diesen Bedingungen keine anormale Strömungssituation vor der Schaufel auftritt. Da ein solches Strömungsverhalten typisch für hohe Schaufelbelastungen ist, sollte diese Schlussfolgerung auch für den Betrieb bei niedrigerem $\dot{\gamma}$ gelten, also für die Punkte 1, 2, 3 und 4. Im Gegenteil, vor dem Spaltbereich und bei größerem r erreichen sowohl T_u als auch T_u ähnliche Werte, was darauf hindeutet, dass die Periodizität in der Leakageströmung wahrscheinlich schwach ist. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zum Fall des von Canepa et al. [13] untersuchten Lüfters, bei dem bei hohem $\dot{\gamma}$ eine starke Periodizität in der Leakageströmung beobachtet wurde. Die geometrischen Un

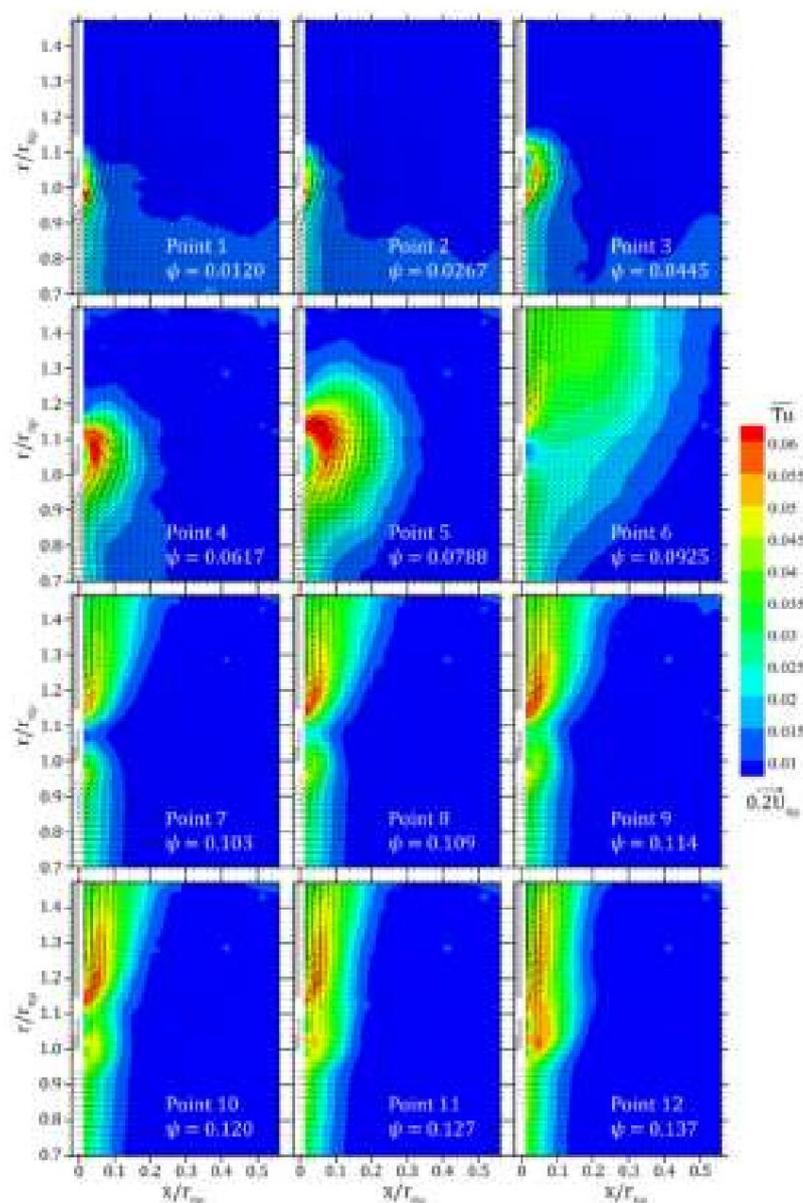


Abbildung 3. Zeitlich gemitteltes Strömungsfeld im Lückenbereich: Grundlegende Untersuchung.

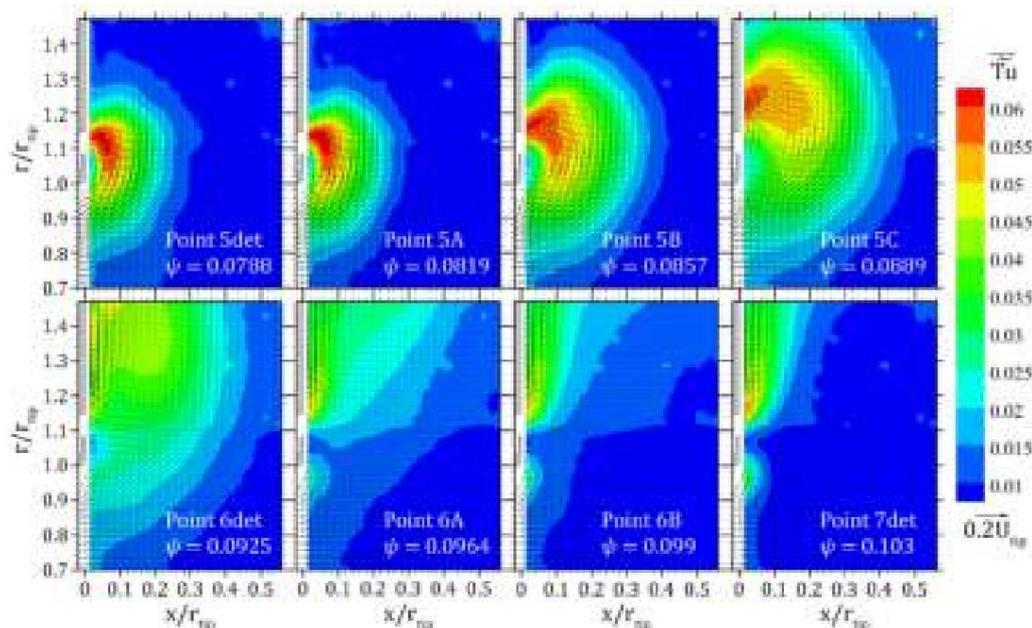


Abbildung 4. Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld im Lückenbereich: detaillierte Untersuchung.

In diesem Abschnitt wird eine intuitive Beschreibung der Strömungsmerkmale im Zusammenhang mit niederfrequentem Rauschen gegeben, um das relevante Strömungsverhalten besser interpretieren zu können. Mit zunehmendem $\dot{\gamma}$ steigt die Leckageströmungsrate aufgrund der Zunahme des Druckunterschieds im Spalt, während die Strömungsrate durch den Rotor mit der negativen Steigung der Kennlinie konsistent abnimmt. Je nach Form und Proportionen des Spaltkanals verlässt die Leckageströmung den Spalt in eine Richtung, die eher radial oder axial sein kann, siehe z. B. die Studie über die Wirkung der axialen Rotorposition von Canepa et al. [12]. Im vorliegenden Rotor, siehe Abbildung 2, weist der radiale Teil des Kanals jenseits der axialen bis radialen Biegung eine Überlagerung des Rotorrings mit den stationären Wänden auf, die 1,4-mal länger als die Meatusbreite sind. Dies lässt darauf schließen, dass die Strömung, die den Kanal verlässt, wahrscheinlich radial ist. In einer Entfernung von fast dem Dreifachen der Kanalbreite trifft sie auf die Stufe, die durch die Plattenkante gebildet wird und dazu neigt, die Strömung in die axiale Richtung zu lenken. Die Vorrotation hilft der Leckageströmung, radial nach außen zu strömen, während der vom Rotor erzeugte Druckgradient einen

Tatsächlich strömt der Leckstrom bei hohem $\dot{\gamma}$ radial nach außen und es bildet sich ein großer Bereich mit abgelöster Strömung; bei niedrigem $\dot{\gamma}$ hat der Leckstrom eine wichtige axiale Komponente und wird in Richtung Rotor abgelenkt, was zu einer am Ring haftenden Rückflussblase führt. All dies hängt mit der Möglichkeit zusammen, dass der Leckstrom in den Hauptstrom eindringt oder abgelenkt wird. Im ersten Fall ist der Weg, den der Leckstrom zurücklegt, bevor er wieder vom Rotor aufgenommen wird, länger als im zweiten. Infolgedessen ist die Vermischung der im Leckstrom enthaltenen großräumigen Strömungsstrukturen mit dem Hauptstrom voraussichtlich stärker als im ersten Fall, was zu einem stärkeren Zerfall führt. Abhängig von der Reststärke der aufgenommenen Strömungsstrukturen findet eine stärkere oder schwächere Wechselwirkung mit den Rotorblättern statt und es kommt zu stärkeren oder schwächeren Schwankungen der Blattbelastung. Schließlich entsteht stärkerer oder schwächerer Lärm. Der $\dot{\gamma}$ -Wert, bei dem der Strömungsübergang stattfindet, hängt von den oben aufgeführten Parametern ab. Ein solches Verhalten steht im Einklang mit den Änderungen sowohl des Leckageflusses als auch des SPL_{low}, die bei $\dot{\gamma} = 0,09$ auftreten. Diese Aspekte wurden auch

Die Vektordiagramme zeigen, dass mehrere Strömungsmuster

erkennbar sind: (1) Unterhalb des Auslegungs- $\dot{\gamma}$ (Punkte 1–5) ist bei $\dot{\gamma} = 0,0788$ eine an der Ringlippe anliegende Rückflussblase deutlich erkennbar, sie ist auch bei $\dot{\gamma} = 0,0617$ vorhanden; an der Schnittstelle zwischen Leckageströmung und Hauptströmung sind hohe T_u -Werte vorhanden. Bei $\dot{\gamma} = 0,0617$ deutet der hohe T_u -Streifen vor der Rotorlippe darauf hin

Bei sehr niedrigem $\dot{\gamma}$, d. h. an den Punkten 1 und 2, kann keine Blase identifiziert werden. Sollte sie vorhanden sein, wäre sie sehr dünn, da sich der Messbereich bis zu 3 mm von der Ringlippe erstreckt. Wahrscheinlich haftet aber die Leckageströmung an ihr. Wegen der begrenzten Ausdehnung der Blase wird in allen Fällen die den Spalt verlassende Strömung nach kurzer Distanz wieder vom Rotor aufgenommen. (2)

Bei $\dot{\gamma} = 0,0925$ (Punkt 6) nähert sich der Auslegungsbetriebspunkt und das Strömungsmuster erfährt eine wichtige Änderung: Die Spaltströmung wird zentrifugal und anstelle der am Ring haftenden Ablöseblase erscheint eine große Zone mit abgelöster Strömung. Das Zentrum einer solchen Zone befindet sich abseits der Paneelwand und an radialen Stellen weit vom Ring entfernt. In der Spaltströmung werden kleine T_u -Werte erreicht.

(3) Außerhalb der Konstruktionsbedingungen (d. h. bei $\dot{\gamma} = 0,103$ – $0,109$, Punkte 7 und 8) bleibt die Leckageströmung bei großen T_u -Werten radial; die Geschwindigkeitsrichtung und das Fehlen eines Zentrums der Rückflusszone weisen darauf hin, dass die Leckageströmung den Messbereich verlässt, bevor sie sich dem Rotor zuwendet und schließlich wieder angesaugt wird. Die Zone mit großen T_u -Werten ist vor der Schaufel immer noch vorhanden; (4) Bei

weiterem Anstieg von $\dot{\gamma}$ (d. h. bei $\dot{\gamma} = 0,114$ – $0,137$, Punkte 9 und 10) bleiben die Merkmale der Leckageströmung qualitativ unverändert, aber die Strömung an der Schaufelspitze verändert sich deutlich, wenn sie entlang der Ringlippe strömt. Sie zeigt radial nach außen und vermischt sich dann mit der Leckageströmung; an manchen Stellen ist $v_a < 0$. Bei großem $\dot{\gamma}_p$ und kleinem Q ($\dot{\gamma} = 0,127$ – $0,137$, Punkte 11 und 12) verschlechtert sich die Strömung: Sie löst sich wahrscheinlich im unteren Teil der Blattspanne, wenn $v_r > 0$ bei kleinem r , und ein Teil davon verlässt den Rotor aus dem Blattspitzenbereich im Einklang mit dem negativen v_a ; der Rest zirkuliert durch den Spalt. Ein solches Verhalten kann auch mit dem radialen Zusammenbruch der Strömung hinter dem Rotor zusammenhängen, siehe z. B. Milanese et al. [22]. Solche Betriebspunkte sind jedoch von begrenztem Interesse, da der Rotorwirkungsgrad sehr gering ist.

Darüber hinaus ist bei allen $\dot{\gamma}$ ein großer T_u -Streifen vor der Schaufel vorhanden, aber stromaufwärts von diesem Bereich ist T_u kleiner. Dies deutet darauf hin, dass dort keine Turbulenz durch die Hauptströmung konvektiv übertragen wird. Wie bereits erwähnt, sind solche hohen Werte nur teilweise auf die Unstetigkeit des Schaufeldurchgangs zurückzuführen, da dieser Bereich mit hoher Unstetigkeit auch in einigen der T_u -Diagramme von Abbildung 4 vor der Schaufelspitze vorhanden ist, d. h. bei $\dot{\gamma} = 0,0964$, $0,0996$ und $0,103$. Ein solches lokales Maximum ist auch an allen Punkten mit höherer Belastung vorhanden, und sein Vorhandensein deutet darauf hin, dass entweder dort Turbulenz erzeugt wird oder einige damit verbundene Strömungsmerkmale in den zeitgemittelten Vektordiagrammen verborgen sind; die Beobachtung einiger momentaner Geschwindigkeitsfelder, siehe Canepa et al. [4], zeigte, dass bei hohen $\dot{\gamma}$ eine Rückströmung an der Schaufelspitze vorhanden sein kann. Um weitere Beweise für diese Annahme zu liefern, müssen Bereiche mit Rückströmung identifiziert werden. Zu diesem Zweck wurde für jedes $\dot{\gamma}$ ein Rückströmungsindex RI entlang des dem Blatt am nächsten gelegenen Radialverlaufs ($x/r_{tip} = 0,0135$) berechnet. Unter der Annahme, dass die Rückströmung vor dem Blatt mit negativen v_a -Werten zusammenhängt, wird ein solcher Index einfach als Prozentsatz der momentanen Proben mit $v_a < 0$ von den 800 erfassten definiert. Die Profile der Profile für die Betriebspunkte 4, 5, 6, 7 und 9 sind in den Diagrammen in Abbildung 5 zusammen mit den v_a -Profilen dargestellt. Der Trend des RI ist ziemlich regelmäßig: Er ist entlang des größten Teils der Spanne sehr gering oder sogar null und steigt dann vor der Blattspitze an. Am Punkt 4 erreicht er nicht 0,05, was darauf hindeutet, dass ein momentaner negativer v_a statistisch nicht signifikant ist. An den Punkten 5 und 6 sind die Trends ziemlich ähnlich, und der Maximalwert liegt bei ungefähr 0,15. An Punkt 7 steigt der Maximalwert auf über 0,3 und an Punkt 9 erreicht er 0,65. Der Bereich, in dem der Rückflussindex ungleich null ist, vergrößert sich allmählich mit $\dot{\gamma}$, erstreckt sich jedoch von $r/r_{tip} = 0,97$ auf 1 an Punkt 4 und von 0,92 auf 1 an Punkt 7. Die v_a -Profile weisen qualitativ ähnliche Trends auf, an den Punkten 7 und 9 findet jedoch eine Änderung der Konvexität bei $r/r_{tip} \dot{\gamma} = 0,96$ statt; darüber hinaus werden an Punkt 9 leicht negative v_a -Werte über $r/r_{tip} \dot{\gamma} = 0,99$ erreicht. Momentane negative v_a -Werte können mit dem Vorhandensein eines Rückflusses vom Blatt, aber auch mit turbulenten Wirbeln zusammenhängen, die durch den mittleren Fluss konvektiv erzeugt werden. Im Vergleich zu den Fällen mit niedrigem $\dot{\gamma}$ ist jedoch bei hohem $\dot{\gamma}$

ist nicht mit ihrem Durchgang synchronisiert, der zufällig ist. Daher ist ihr Beitrag zum momentanen negativen \bar{v}_a , also zu RI, bei hohem $\tilde{\gamma}$ vermutlich weniger wichtig. Dies stützt die Annahme, dass zumindest am Punkt 9, aber wahrscheinlich auch am Punkt 7, ein Rückfluss vom Rotor vorhanden ist.

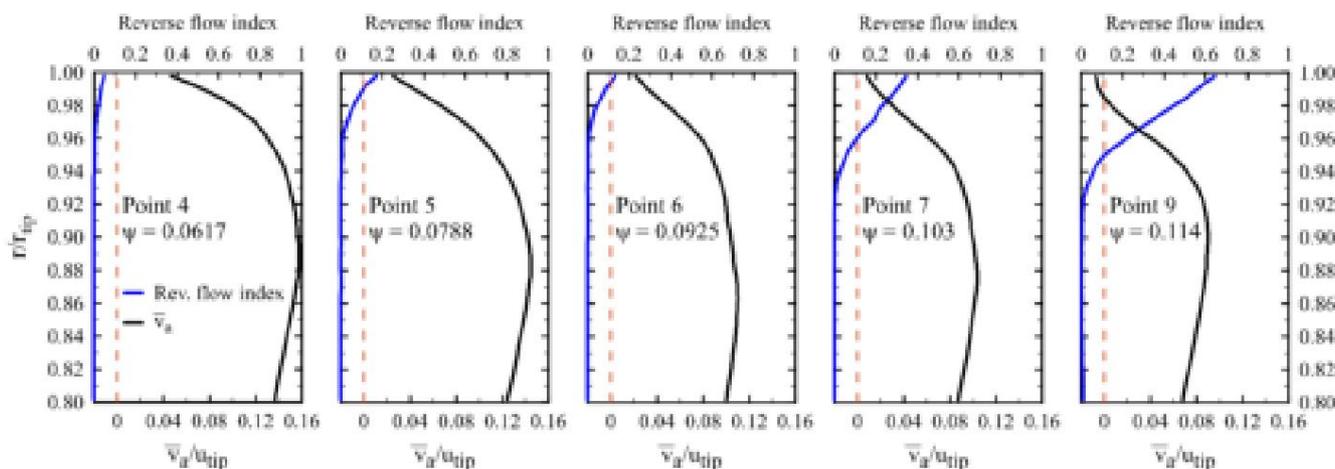


Abbildung 5. Radiale Profile des Rückflussindex, der zeitlich gemittelten Axialgeschwindigkeit und der Turbulenzintensität ($x/r_{tip} = 0,0135$).

Insgesamt ist der oben beschriebene Trend konsistent mit dem SPLlow-Wachstum jenseits von $\tilde{\gamma} = 0,05$ und auch mit der von Canepa et al. [4] hypothetisch angenommenen Erklärung für ein derartiges Wachstum. Genauer gesagt wurde angenommen, dass die Erhöhung der Leakageströmungsrate zu einer Geräuschzunahme führt, gefolgt von einem plötzlichen Abfall, wenn der Übergang von der anhaftenden Rückflussblase zu einer großen Zone mit abgelöster Strömung stattfindet; anschließend findet ein weiterer starker Anstieg statt, da eine Ablösung im Schaufelspitzenbereich stattfindet. Ein Übergang von einer an der Ringlippe anhaftenden Leakageströmung zu einem Bereich mit abgelöster Strömung ist eine mögliche Erklärung für den SPLlow-Einbruch bei $\tilde{\gamma} = 0,05$; obwohl dies plausibel ist, bleibt es nur eine Vermutung, da bei einem so geringen $\tilde{\gamma}$ die Leakageströmung schwach ist und zwischen der Hauptströmung und der Ringlippe eingeschlossen wird. Andererseits erschweren die Laserlichtreflexionen vom Ring PIV-Messungen in Wandnähe zusätzlich. Daher konzentriert sich die Studie auf

3.3. Strömungsmusteränderung um $\tilde{\gamma} = 0,09$

Der zwischen $\tilde{\gamma} = 0,08$ und $0,09$ stattfindende SPLlow-Abnahme deutet darauf hin, dass eine Möglichkeit zur Verringerung des Leakagegeräusches darin liegt, eine radial nach außen gerichtete Leakageströmung statt einer eher axialen zu realisieren, da letztere direkt vom Rotor wieder angesaugt wird und großräumige Strukturen weniger zerfallen. Daher ist es interessant, genauer zu untersuchen, wie der Übergang von der anhaftenden Rezirkulationsblase zu einer derartigen Strömung stattfindet. Bei Canepa et al. [12] war die Änderung des Strömungsmusters plötzlich, wurde jedoch während einer konstanten $\tilde{\gamma}$ -Drehzahlrampe mit kontinuierlicher Rotorverformung beobachtet. Trotz der Unterschiede zwischen den beiden Fällen zeigte dies, dass selbst kleine Änderungen der geometrischen Parameter oder Betriebsbedingungen relevante Auswirkungen sowohl auf das Strömungsmuster als auch auf den Geräuschpegel haben können. Bei dem vorliegenden steifen Rotor ist die SPL-Abnahme weniger abrupt, was darauf hindeutet, dass sich die Strömung ohne Verformung entweder allmählicher ändert oder ein intermittierendes Verhalten zwischen zwei verschiedenen Strömungsmustern stattfindet. Um einen solchen Aspekt besser zu verstehen, wurden die Fälle $\tilde{\gamma} = 0,0788$ und $\tilde{\gamma} = 0,103$ als Referenzwerte für die anliegende Rückflussblase bzw. die große Rückflusszone angenommen. Anschließend sind die zugehörigen zeitgemittelten Vektordiagramme in Abbildung 4 dargestellt. Sie zeigen, dass die Änderung des Strömungsmusters eher allmählich erfolgt, da die Ablöseblase größer wird, ihr Zentrum sich von der Wand weg und in größere Radien verlagert und schließlich die obere Grenze des Messbereichs verlässt. Eine genauere Betrachtung zeigt jedoch, dass in den Fällen $\tilde{\gamma} = 0,0788, 0,0819, 0,0857$ und $0,0889$ der zeitgemittelte Leakagestrom direkt

vom Rotor wieder angesaugt, während es in den Fällen $\dot{\gamma} = 0,0925, 0,0964, 0,0996$ und $0,103$ radial nach außen entlang der Platte strömt. Dies würde darauf schließen lassen, dass der Übergang zwischen den beiden Strömungsmustern zwischen $\dot{\gamma} = 0,0889$ und $\dot{\gamma} = 0,0925$ stattfindet.

Die Strömungsmerkmale hängen jedoch vom momentanen Strömungsfeld ab, das sich erheblich von dem zeitlich gemittelten unterscheiden kann, insbesondere bei einer Strömungsänderung oder bei Vorhandensein von Intermittenz. Um zu beurteilen, wie sehr das Strömungsmuster in Bezug auf jeden Betriebspunkt einem der beiden Referenzströmungsfelder ähnelt, wurden die 2000 momentanen Strömungsfelder in Bezug auf jeden der acht Betriebspunkte mit den zeitlich gemittelten Referenzströmungsfeldern verglichen. Zu diesem Zweck wurde die Strömung im rechteckigen Bereich nahe der Wand ($r/rtip = 1,120-1,468$ und $x/rtip = 0,014-0,176$) berücksichtigt, da diese entweder zentripetal (Fall $\dot{\gamma} = 0,0788$) oder zentrifugal (Fall $\dot{\gamma} = 0,103$) ist und sich daher die Strömungsmuster leicht unterscheiden lassen; der Einfachheit halber werden die beiden Fälle als B (Regirkulationsblase) und R (Regirkulationsblase) bezeichnet. Gemäß Gleichung (3) für beliebige $n = 1$, 2000 (d. h. für jedes augenblickliche Strömungsfeld) berechnet; dies ergab acht Sätze von 2000 RIB- und acht Sätze von 2000 RIR -RI-Werten. Dann wurden der Mittelwert und der RMS der Sätze R_{IB} (0,0788) und R_{IR} (0,103) berechnet, was die Paare R_{IB} (0,0788) und R_{IR} (0,103) ergab, siehe Abbildung 6a. Wie erwartet ist in diesen Fällen der Mittelwert groß, da die Ähnlichkeit mit R_{IB} ($\dot{\gamma} = 0,0788$) groß ist, und der RMS ist kleiner als in den anderen Fällen, da ohnehin Schwankungen in Strömungsfeldern vorhanden sind.

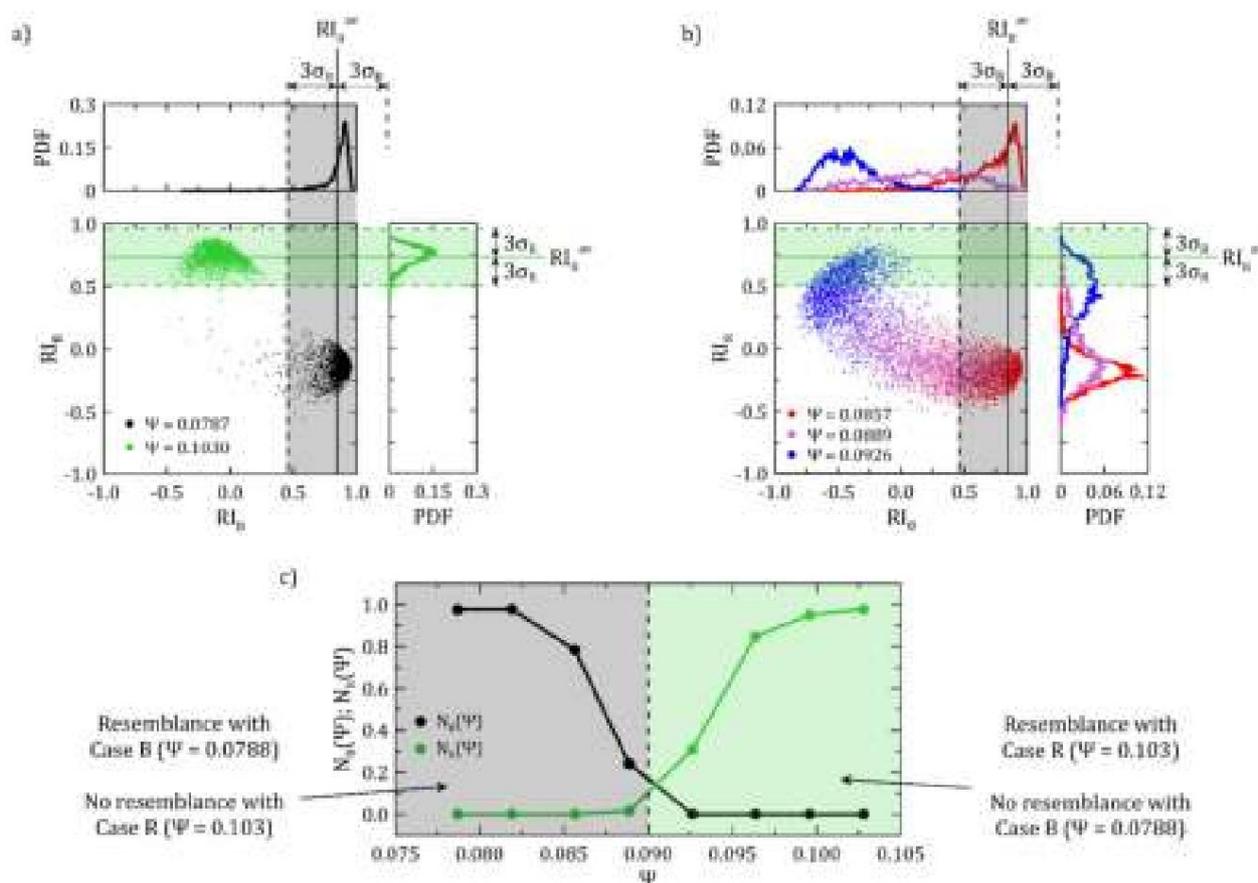


Abbildung 6. Eigenschaften des Ähnlichkeitsindex: (a) Streudiagramme von RIB und RIR für die Referenzfälle; (b) Streudiagramme von RIB und RIR bei $\dot{\gamma} = 0,0857, 0,0889$ und $0,0925$; (c) Abhängigkeit von NB und NR von $\dot{\gamma}$.

Für jedes $\dot{\gamma}$ wurde die Ähnlichkeit der momentanen Strömungsfelder mit den beiden Referenzfällen ausgewertet, indem die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs) beider $R_{IB}(\dot{\gamma})$ und $R_{IR}(\dot{\gamma})$. Dann werden die Prozentsätze von $R_{IB}(\dot{\gamma})$ und $R_{IR}(\dot{\gamma})$ im Bereich $(0,103) \pm R_{IB}(0,0788) \pm 3\dot{\gamma}B(0,0788)$ und $R_{IR}(0,103) \pm 3\dot{\gamma}R(0,103)$ berechnet wurden, siehe

Abbildung 6b. Solche Prozentsätze werden als $NB(\bar{y})$ bzw. $NR(\bar{y})$ bezeichnet und in Abbildung 6c gegenüber \bar{y} aufgetragen. Basierend auf diesem Kriterium sollte für $\bar{y} \approx 0,09$ keine Ähnlichkeit mit der Radialströmung im Fall $\bar{y} = 0,103$ bestehen, da $NR(\bar{y}) = 0$, während für $\bar{y} \approx 0,09$ keine Ähnlichkeit mit der Umwälzströmung im Fall $\bar{y} = 0,0788$ bestehen sollte, da $NB(\bar{y}) = 0$. Sowohl für $NB(\bar{y})$ als auch für $NR(\bar{y})$ liegen nur zwei Punkte im Bereich 0,2–0,85: $\bar{y} = 0,0857, 0,0889$ bzw. $\bar{y} = 0,0925, 0,0964$; dies lässt darauf schließen, dass der Übergang bei etwa $\bar{y} = 0,09$ stattfindet. Niedrige RI-absolute Werte sind jedoch nicht nur auf völlig unterschiedliche Strömungsfelder zurückzuführen, sondern auch auf die Empfindlichkeit des Skalarprodukts gegenüber Vektorfehlausrichtungen; eine solche Fehlausrichtung kann beispielsweise durch eine andere Position des Zentrums einer Rückflussblase verursacht werden. Kleine Werte bedeuten also nicht unbedingt, dass keine Ähnlichkeit besteht. Darüber hinaus ist das verwendete Kriterium mit einem gewissen Grad willkürlich, weshalb eine ausführlichere Analyse durchgeführt wurde, die auch die Vektorfelder berücksichtigt. Zu diesem Zweck wurden die Paare $RIn(\bar{y})$ und $RIn(\bar{y})$ für die Referenzfälle ($\bar{y} = 0,0788, 0,103$) aufgezeichnet, wodurch die Streudiagramme in Abbildung 6a entstanden. Die Fälle $\bar{y} = 0,0857, 0,0889$ und $0,0925$ wurden aus den acht ausgewählt, da sie nahe bei $\bar{y} = 0,09$ liegen; Die zugehörigen Streudiagramme sind in Abbildung 6b dargestellt. Der Vergleich dieser Diagramme mit denen der Referenzfälle (siehe Abbildung 6a) zeigt, dass eine gewisse Ähnlichkeit zwischen den Fällen $\bar{y} = 0,0857$ und $\bar{y} = 0,0788$ einerseits und zwischen den Fällen $\bar{y} = 0,0925$ und $\bar{y} = 0,103$ andererseits besteht. Im Gegensatz dazu zeigt der Fall $\bar{y} = 0,0889$ (siehe Abbildung 7a) eine kontinuierliche Streuung um eine Regressionslinie mit negativer Steigung. Das Cluster ist im IV-Quadranten, wo $RIn < 0$, (56 % der Punkte), dichter als im II-Quadranten, wo $RIn < 0$ und $RIn > 0$ (23 % der Punkte). Es ist einfach anzunehmen, dass eine hohe Dichte im IV-Quadranten der BR eine hohe Ähnlichkeit mit dem Fall $\bar{y} = 0,0788$ und umgekehrt mit dem Fall $\bar{y} = 0,103$ impliziert, wenn die Dichte im II. Quadranten hoch ist. Daher wurden die momentanen Vektorfelder in Bezug auf die beiden Quadranten gemittelt, was zeigt, dass grundsätzlich Ähnlichkeit mit dem ersteren oder dem letzteren Fall besteht, siehe Abbildung 7b. Der eher einheitliche Cluster weist nicht auf das Vorhandensein einer Bimodalität hin. Es könnte jedoch ein intermittierendes Verhalten zwischen den beiden Referenzströmungsmustern vorhanden sein, das jedoch aufgrund der Willkür des Ähnlichkeitskriteriums nicht erkannt werden konnte. Daher wurde der gesamte Satz momentaner Strömungsfelder in fünf quadratische Teilmengen mit einer Seitenlänge von $\bar{y}RI = 0,35$ aufgeteilt und die zugehörigen gemittelten Vektorfelder mit denen der Referenz verglichen. Sie sind in Abbildung 7c dargestellt und zeigen, dass eine allmähliche Änderung von einem Referenzströmungsmuster zum anderen vorliegt. Es erscheint als Verschiebung des Zentrums der Rückflusszone vom Ring weg und in einer Leckageströmung, die mit zunehmendem RIn radialer wird. Dies schließt das Vorhandensein eines intermittierenden Verhaltens aus. In Bezug auf $\bar{y}p$ sind die Betriebspunkte gleichmäßig bei etwa 6 Pa verteilt, was zeigt, dass das Strömungsmuster insgesamt sehr empfindlich auf den Druckanstieg reagiert, da der Übergang von einem Strömungsmuster zum anderen in einer Variation von weniger als 12 Pa $\bar{y}p$ stattfindet, d. h. $\bar{y}p = 0,0064$. Darüber hinaus zeigt diese Analyse, dass trotz der Willkür bei der Wahl von RIn die tatsächlichen Merkmale des Strömungsmusters richtig identifiziert werden können.

B sinkt und RIn R

B , RIn , NB und NR wurden berechnet,

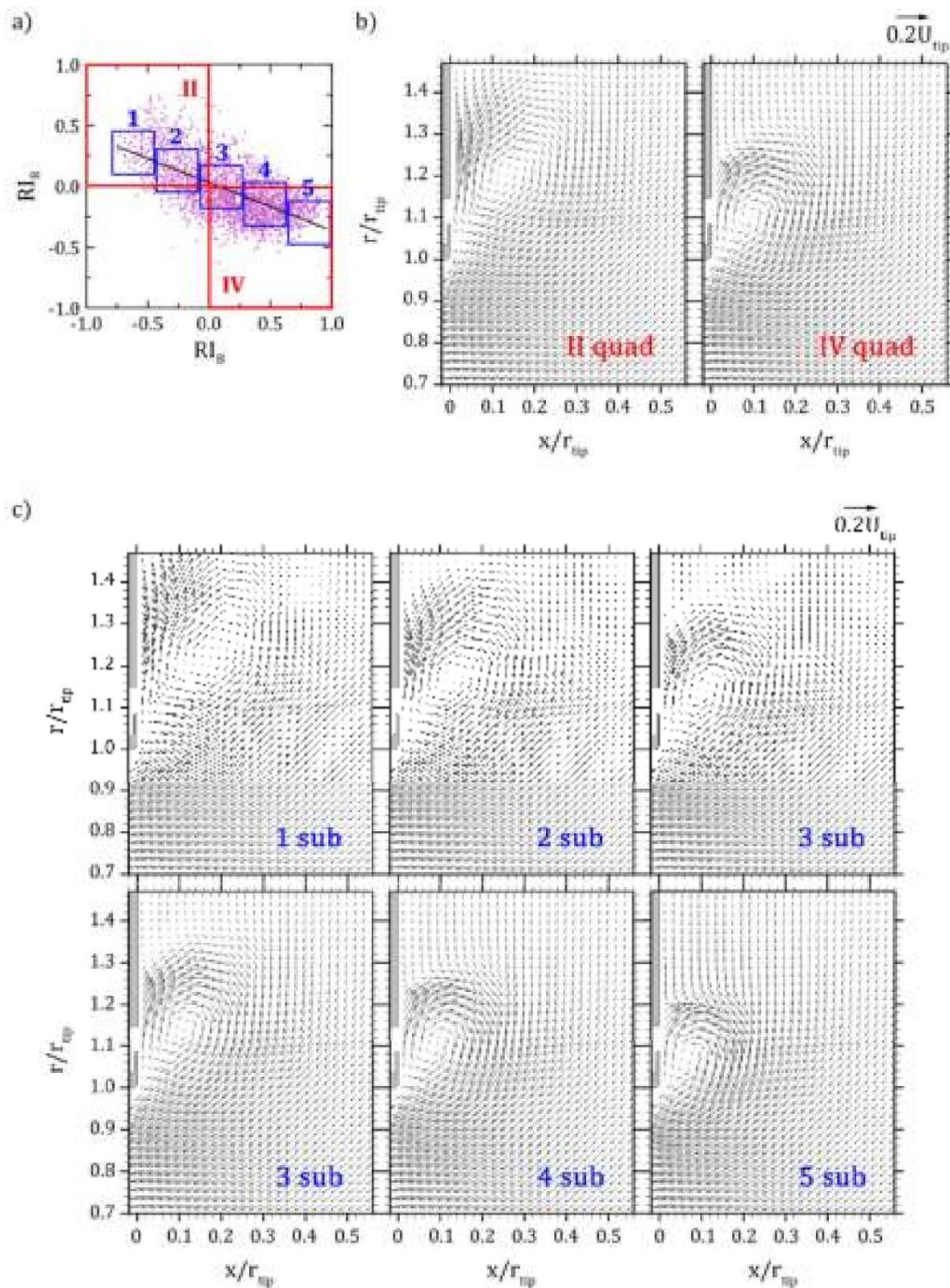


Abbildung 7. Gemittelte Geschwindigkeitsfelder bei $\dot{\gamma} = 0,0889$: (a) Für die gemittelten Geschwindigkeitsfelder verwendete Teilregionen; (b) Gemittelte Felder im Zusammenhang mit den Quadranten II und IV; (c) Gemittelte Felder im Zusammenhang mit kleineren Teilregionen (die Teilmenge aus Fall 3 wurde in beiden Zeilen aufgeführt, um Vergleiche zu erleichtern).

4. Schlussfolgerungen

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Leckageströmung in Axialventilatoren mit rotierender Ummantelung und geht auf eine frühere Untersuchung zurück, die auf dem Vergleich zwischen aerodynamischen und akustischen Messungen basierte. Diese Untersuchung lieferte nützliche Informationen über die Geräuscherzeugungsmechanismen, die den Niederfrequenzbereich beeinflussen. Leider führte die begrenzte Anzahl von Betriebspunkten, an denen PIV-Messungen durchgeführt wurden, zu einer Reihe ungelöster Fragen. Zu diesem Zweck wurde in der vorliegenden Untersuchung die Kennlinie an einer großen Anzahl von Punkten vermessen, was eine gründliche Untersuchung der Leckageströmungsentwicklung bei unterschiedlichem Druckanstieg ergab. Die Ergebnisse der Arbeit sind: (1) Eine detaillierte Beschreibung der Entwicklung der Leckageströmung als Funktion der Belastung.

Es wurde festgestellt, dass der Leckstrom ausgehend von einem sehr geringen Druckanstieg entlang des Rotorrings strömt und sofort vom Rotor aufgenommen wird. Dann bildet sich eine am Ring anhaftende Rückflussblase mit einer großen turbulenten Fluktuationsschnittstelle. Bei weiterem Druckanstieg vergrößert sich auch die Ablöseblase zusammen mit dem stark turbulenten Bereich. Schließlich findet bei Annäherung an den Auslegungspunkt ein Strömungsmusterübergang statt, bei dem der Leckstrom radial nach außen strömt und eine große abgelöste Strömungszone bildet. Eine solche Konfiguration ist stabil und im Rest der Kennlinie nahezu unverändert, wobei die Turbulenzintensität allgemein abnimmt. Ein solcher Übergang hängt von einer Kombination von Faktoren ab, zu denen auch die Belastung gehört, aber es ist zu erwarten, dass eine Änderung der Form und/oder Größe des Spaltabstands den Betriebspunkt ändern kann, an dem er stattfindet; (2) Eine detaillierte Analyse des Strömungsmusterübergangs, der für die vorliegende Geometrie um den Auslegungsbetriebspunkt herum stattfindet.

Angesichts dieser Ergebnisse konzentrierte sich die Untersuchung auf den Übergang des Strömungsmusters. Zwei Betriebspunkte oberhalb und unterhalb des Konstruktionspunkts wurden als Referenz für die Strömungsmuster angenommen und die Messungen mit sehr kleinen Druckanstiegsschritten wiederholt. Unter allen Betriebsbedingungen konnte mithilfe einer statistischen quantitativen Metrik auf Grundlage des Ähnlichkeitsindex der Prozentsatz der momentanen Vektorfelder ermittelt werden, die den Referenzfällen ähneln. Dies hat gezeigt, dass der Übergang von der anliegenden Rückflussblase zur großen Zone der abgelösten Strömung innerhalb eines Druckanstiegsbereichs von weniger als 5 % des maximalen Druckanstiegs stattfindet. Das heißt, unter allen untersuchten Betriebsbedingungen außer einem ist entweder das eine oder das andere Strömungsmuster vorhanden. An diesem einzelnen Punkt ist das Verhalten nicht intermittierend, da das Geschwindigkeitsfeld beiden Referenzmustern oder jedem Zwischenmuster ähneln kann, bei dem die Ablöseblase zunehmend vom Lüfterring weg verdrängt wird. Dies weist darauf hin, dass innerhalb eines sehr kleinen Druckanstiegsbereichs die Wechselwirkung zwischen der Leckageströmung und der Hauptströmung alles andere als eindeutig ist. Trotz der Willkürlichkeit bei der Berechnung hat sich der Ähnlichkeitsindex als wirksam bei der Erkennung und Analyse des Übergangsprozesses und der verschiedenen Strömungsmuster erwiesen. Angesichts der starken Empfindlichkeit des Leckagestroms gegenüber den Details

der Spaltgeometrie deutet dies darauf hin, dass eine sorgfältige Gestaltung des Spalts einen positiven Effekt a

Der Vergleich der Strömungsmuster mit einem zuvor gemeldeten Trend des SPL zeigt, dass Unterbrechungen im SPL-Anstieg bei zunehmender Förderhöhe auf Änderungen im Leckageströmungsmuster zurückzuführen sein können; dies kann auch bei der Interpretation der Ergebnisse akustischer Messungen hilfreich

sein, die manchmal inkonsistent erscheinen; (4) Es wurden weitere Beweise für das Vorhandensein einer Strö

Eine solche Strömungsablösung an der Schaufelspitze ist wahrscheinlich für die niederfrequente Geräuscherzeugung bei hoher Belastung verantwortlich. Aus Platzgründen wurde dieses Phänomen bisher leider nicht detailliert untersucht, dies wird jedoch Gegenstand der nächsten Erweiterung der vorliegenden Arbeit sein.

Beiträge des Autors: EC: Konzeptualisierung, Überwachung, Untersuchung, Schreiben – Originalentwurf.

AC: Konzeptualisierung, Überwachung, Schreiben – Überprüfung. MM: Untersuchung, Datenkuratierung, Visualisierung, Schreiben – Originalentwurf. AN: Untersuchung, Visualisierung, Schreiben – Originalentwurf. AI

Die Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagung: Die Autoren danken Johnson Electric Asti srl für die Bereitstellung der getesteten Rotor.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

OASPL	Gesamtschalldruckpegel, bezogen auf 20 μ Pa
N	Prozentsatz der momentanen Strömungsfelder, die denen des Referenzfelds ähneln
Q	Volumenstrom
R	Radialkoordinate
Schalldruck	Schalldruckpegelspektrum, bezogen auf 20 μ Pa
Schalldruckpegel niedrig	Schalldruckpegel im Bereich $6 < St < 90$, bezogen auf 20 μ Pa
Schalldruckpegel hoch	Schalldruckpegel im Bereich $90 < St < 300$, bezogen auf 20 μ Pa
RI	Ähnlichkeitsindex
St	Strouhal-Zahl (Frequenz normalisiert mit $\dot{y}/60$)
Di	Turbulenzintensität basierend auf UTIP
utip	Umfangsgeschwindigkeit des Sägeblattes
$v_a, v_r, v_{\dot{y}}$	Komponenten der absoluten Geschwindigkeit
X	Axialkoordinate
\dot{y}_p	Druckanstieg durch den Rotor (statischer Auslass minus Gesamteinlass)
\dot{y}	tangentiale (azimutale) Koordinate
\dot{y}_0	Luftdichte
\dot{y}	Durchflusskoeffizient, $\frac{Q}{u_{tip} \dot{y} r_{tip}^2}$
\dot{y}	Druckanstiegskoeffizient, $\frac{\dot{y}_p}{0,5 \dot{y}_0 u_{tip}^2}$
\dot{y}	Drehzahl (ausgedrückt in U/min)
Hochgestellte Zeichen	
—	bezogen auf den Ensemble-Durchschnitt
\dot{y}	bezogen auf den zeitlichen Durchschnitt
	im Zusammenhang mit nicht periodischen momentanen Schwankungen
Indizes	
B	bezogen auf den Referenzfall mit Rezirkulationsblase
R-	bezogen auf den Referenzfall mit radialer Leckageströmung
Tipp	bezogen auf die Blattspitze

Verweise

- Carassale, L.; Cattanei, A.; Mazzocut Zecchin, F.; Moradi, M. Leckageströmungsflattern in einem langsam laufenden Axialventilator mit Klängen. *J. Sound Vib.* **2020**, *475*, 115275. [\[CrossRef\]](#)
- Longhouse, R. Kontrolle des Spitzenwirbelgeräusches von Axialventilatoren durch rotierende Abdeckungen. *J. Sound Vib.* **1978**, *58*, 201–214. [\[CrossRef\]](#)
- Canepa, E.; Cattanei, A.; Mazzocut Zecchin, F.; Milanese, G.; Parodi, D. Eine experimentelle Untersuchung zum Spitzenleckagegeräusch in Axialventilatoren mit rotierender Ummantelung. *J. Sound Vib.* **2016**, *375*, 115–131. [\[CrossRef\]](#)
- Canepa, E.; Cattanei, A.; Mazzocut Zecchin, F. Leckagegeräusche und damit verbundenes Strömungsmuster in einem langsam laufenden Axialventilator mit rotierendem Shroud. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* **2019**, *4*, 17. [\[CrossRef\]](#)
- Fukano, T.; Takamatsu, Y.; Kodama, Y. Die Auswirkungen des Spitzenspiels auf den Lärm von Niederdruck-Axial- und Mischstromventilatoren. *J. Sound Vib.* **1986**, *105*, 291–308. [\[CrossRef\]](#)

6. Fukano, T.; Jang, C.-M. Spitzenspielgeräusche von Axialventilatoren unter Auslegungs- und Nichtauslegungsbedingungen. *J. Sound Vib.* **2004**, *275*, 1027–1050. [\[CrossRef\]](#)
7. Piellard, M.; Coutty, B.; Le Goff, V.; Vidal, V.; Pérot, F. Direkte Aeroakustiksimulation des Kühlgebläsesystems eines Automotors: Auswirkung der Upstream-Geometrie auf Breitbandrauschen. In *Proceedings der 20. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, USA, 16.–20. Juni 2014*. AIAA-Papier 2014–2455.
8. Magne, S.; Moreau, S.; Berry, A. Subharmonisches tonales Rauschen von Rückflusswirbeln, die von einem langsam laufenden Ringventilator in gleichmäßiger Einlassströmung. *J. Acoust. Soc. Am.* **2015**, *137*, 228–237. [\[CrossRef\]](#) [\[PubMed\]](#)
9. Moreau, S.; Sanjose, M. Subharmonische Breitbandhöcker und Spitzengeräusche bei langsam laufenden Ringventilatoren. *J. Acoust. Soc. Am.* **2016**, *139*, 118–127. [\[CrossRef\]](#) [\[PubMed\]](#)
10. Zenger, F.J.; Renz, A.; Becher, M.; Becker, S. Experimentelle Untersuchung der Geräuschemission von Axialventilatoren unter verzerrten Zuströmbedingungen. *J. Sound Vib.* **2016**, *383*, 124–145. [\[CrossRef\]](#)
11. Na, G.-D.; Kameier, F.; Springer, N.; Mauß, M.; Paschereit, C. URANS Simulationen und experimentelle Untersuchungen zu instationären aerodynamischen Effekten im Schaufelblattbereich einer ummantelten Fan-Konfiguration. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, Charlotte, NC, USA, 26.–30. Juni 2017*. ASME Paper GT2017-6.
12. Canepa, E.; Cattanei, A.; Jafelice, F.; Mazzocut Zecchin, F.; Parodi, D. Einfluss von Rotorverformung und Schaufelbelastung auf die Leckage Geräusche in langsam laufenden Axialventilatoren. *J. Sound Vib.* **2018**, *433*, 99–123. [\[CrossRef\]](#)
13. Canepa, E.; Cattanei, A.; Mazzocut Zecchin, F.; Parodi, D. Großflächige instationäre Strömungsstrukturen in der Leckageströmung eines langsam laufenden Axialventilators mit rotierender Ummantelung. *Exp. Therm. Fluid Sci.* **2019**, *102*, 1–19. [\[CrossRef\]](#)
14. Zhu, T.; Lallier-Daniels, D.; Sanjose, M.; Moreau, S.; Carolus, T. Rotierende kohärente Strömungsstrukturen als Quelle für Schmalbandspitzen Spaltgeräusche von Axialventilatoren. *J. Sound Vib.* **2018**, *417*, 198–215. [\[CrossRef\]](#)
15. Hussain AK, MF; Reynolds, WC Die Mechanik einer organisierten Welle in turbulenter Scherströmung. *J. Fluid Mech.* **1970**, *41*, 241–258. [\[Querverweis\]](#)
16. Grant, I. Particle Image Velocimetry: Eine Übersicht. *Proc. Inst. Mech. Eng. Teil C J. Mech. Eng. Sci.* **1997**, *211*, 55–76. [\[CrossRef\]](#)
17. Prasad, AK; Adrian, RJ; Landreth, CC; Offutt, PW Einfluss der Auflösung auf die Geschwindigkeit und Genauigkeit der Partikelbild-Velocimetrie- Abfrage. *Exp. Fluids* **1992**, *13*, 105–116. [\[CrossRef\]](#)
18. Liu, K.; Haworth, DC Entwicklung und Bewertung von POD zur Analyse turbulenter Strömungen in Kolbenmotoren. In *Proceedings des SAE 2011 World Congress and Exhibition, Detroit, MI, USA, 12.–14. April 2011*. SAE Technical Paper: 2011-01-0830.
19. Willman, C.; Scott, B.; Stone, R.; Richardson, D. Quantitative Metriken zum Vergleich von Geschwindigkeitsfeldern im Zylinder mittels Particle Image Velocimetry. *Exp. Fluids* **2020**, *61*, 62. [\[CrossRef\]](#)
20. Hanson, DB Spektrum des Rotorgeräusches durch atmosphärische Turbulenzen. *J. Acoust. Soc. Am.* **1974**, *56*, 110–126. [\[CrossRef\]](#)
21. Majumdar, SJ; Peake, N. Lärmentwicklung durch die Wechselwirkung zwischen angesaugter Turbulenz und einem rotierenden Ventilator. *J. Fluid Mech.* **1998**, *359*, 181–216. [\[CrossRef\]](#)
22. Milanese, G.; Cravero, C. Analyse der Konstruktionsgrenzen bei Leistungsgrenzen für industrielle Axialventilatoren. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2020: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen, virtuell, online, 21.–25. September 2020*. ASME-Papier Nr. GT2020-16058.

Artikel

Der Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanal bei der Bundeswehr Universität München nach einer umfassenden Revision und Modernisierung[†]

Reinhard Niehuis * und Martin Bitter

Institut für Strahlantriebe, Universität der Bundeswehr München, Werner-Heisenberg-
Weg 39, 85577 Neubiberg, Deutschland;
martin.bitter@unibw.de * Korrespondenz:

reinhard.niehuis@unibw.de † Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres Beitrags zur 14.
Europäischen Turbomaschinenkonferenz, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Der Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanal (HGK) an der Universität der Bundeswehr München wird seit seiner Inbetriebnahme 1956 bei der DFL Braunschweig und nach seinem Umzug nach München intensiv für grundlagen- und anwendungsorientierte Forschungen zur Aero-Thermodynamik von Turbomaschinen-Beschaufelungen genutzt. In den letzten Jahrzehnten wurden zahlreiche systematische Studien zum Entwurf von Tragflächenprofilen durchgeführt. Dank der HGK-Einrichtung, die gründliche und detaillierte Kaskadentests unter für Turbomaschinen relevanten Bedingungen ermöglicht, fanden viele dieser für unterschiedliche Zwecke konzipierten Tragflächenprofile schließlich den Weg in Turbomaschinen. Auch heute noch liefert die HGK wertvolle Beiträge zum Verständnis der komplexen Strömung in Verdichter- und Turbinenschaufeln und erweitert damit das Wissen über relevante physikalische Phänomene. Aufgrund der intensiven Nutzung wurde diese einzigartige Versuchsanlage einer umfassenden Revision und Modernisierung unterzogen. Die durchgeführten Änderungen werden in diesem Beitrag vorgestellt und geben einen Überblick über die neuen Möglichkeiten im Hinblick auf den erweiterten Betriebsbereich, das Datenerfassungssystem und die neu verfügbare Messausrüstung.



Zitat: Niehuis, R.; Bitter, M. Der

Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanal
an der Universität der Bundeswehr München
nach einer umfassenden Revision und Modernisierung.

Int. J. Turbomach. Propuls. Power
2021, 6, 41. [https://doi.org/
10.3390/ijtp6040041](https://doi.org/10.3390/ijtp6040041)

Wissenschaftlicher Redakteur: Ralf Obertacke

Erhalten: 24. Juni 2021

Akzeptiert: 26. Oktober 2021

Veröffentlicht: 29. Oktober 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche
in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeits-
institutionen.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel
vertrieben unter den Bedingungen und
Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz
([https://creativecommons.org/licenses/
by-nc-nd/4.0/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)).

Schlagworte: Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanal; Triebwerksrelevante Bedingungen; lineare Kaskade; Betriebsbereich

1. Einleitung

Der Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanal (HGK) der Universität der Bundeswehr München ist eine etablierte Versuchsanlage im Bereich der Turbomaschinen. Aufgrund seiner Fähigkeit, zwei Ähnlichkeitsparameter, nämlich Mach- und Reynoldszahl, bei triebwerksrelevanten Strömungsbedingungen unabhängig voneinander zu verändern, handelt es sich um eine weltweit einzigartige Versuchsanlage, deren Kennfeld sich hervorragend für die Forschung zur Aerothermodynamik eignet. Die großen Testabschnittsabmessungen der Anlage von bis zu 500 x 300 mm² (Höhe x Breite) ermöglichten sehr detaillierte experimentelle Leistungscharakteristika an zahlreichen Kompressor- und Turbinenschaufelblattgenerationen, die schließlich in Betrieb genommen wurden.

Die Anlage wurde ursprünglich nach einem Designvorschlag von Scholz 1956 bei der DFL Braunschweig von Schlichting, einem der deutschen Pioniere der experimentellen Strömungsmechanik, errichtet [1]. Eine erste umfassende Dokumentation ihrer Leistungsfähigkeit wurde von Scholz und Hopkes [2] veröffentlicht. 1984 wurde die gesamte Versuchsanlage an die Universität der Bundeswehr München verlegt, wo sie 1985 nach einer Überholung der Hauptkomponenten, wie in Sturm und Fottner [3] dokumentiert, in Betrieb genommen wurde. Als wichtigste Änderung wurde der ursprüngliche Druckbehälter (2,4 m Durchmesser und 9,0 m Länge) durch einen mit wesentlich größerem Volumen (4,0 m Durchmesser und 11,8 m Länge) ersetzt. Dadurch konnte eine längere Beruhigungskammer realisiert werden, die eine wesentlich bessere Strömungshomogenität und darüber hinaus einen wesentlich besseren Zugang zu den Windkanalabschnitten ermöglicht.

Auch heute noch besteht ein großer Bedarf an Kaskadentests unter triebwerksrelevanten Testbedingungen seitens der Industrie. Diese ist mehr denn je auf der Suche nach hocheffizienten Tragflächenprofilen, insbesondere um die von der Europäischen Kommission veröffentlichten Ziele „Flight Path 2050“ zu erreichen.

Daneben besteht auch ein besonderer und langjähriger Bedarf an Grundlagenforschung zu aerothermodynamischen Strömungsphänomenen in Turbomaschinenschaufeln, um ein besseres physikalisches Verständnis zu erlangen und fundierte Daten zur Validierung und Weiterentwicklung numerischer Methoden zu liefern. Um den vollen Betrieb aufrechtzuerhalten und die Anlage für zukünftige Forschungsanforderungen zu rüsten, wurde beschlossen, mehr als 60 Jahre nach ihrem ersten Betrieb und Zehntausenden Stunden intensiver Tests eine umfassende Überarbeitung der Testanlage durchzuführen. Insbesondere die Hauptkomponenten, d. h. Antriebsstrang, Kompressor und Ölsystem, stammen aus der Zeit, als die Testanlage erstmals im Jahr 1956 in Betrieb genommen wurde. Einige dieser Komponenten wiesen bereits Vorschäden, Risse und Verschleiß auf. Aufgrund ihres Alters waren Ersatzteile in den meisten Fällen nicht ab Lager erhältlich. Daher würde ein spontaner tödlicher Schaden an einer dieser Komponenten zu enormen Ausfallzeiten der Testanlage, hohen Kosten und erheblichen Verzögerungen laufender und geplanter Forschungsprojekte führen, die in dieser eng ausgebuchten und stark genutzten Forschungsumgebung durchgeführt werden. Um dies zu vermeiden, wurde 2017/2018 eine umfassende Revision durchgeführt. Dank einer sorgfältigen und detaillierten Projektplanung konnte die gesamte Revision innerhalb eines sehr kurzen Zeitrahmens von nur vier Monaten erfolgreich umgesetzt werden. Die neuen Komponenten verfügen nun über eine höhere Leistung, wodurch der Betriebsbereich der Prüfanlage deutlich erweitert werden kann. Parallel zur Hardware wurde ein hoher Automatisierungsgrad eingeführt. Zusammen mit einem hochmodernen Echtzeit-Datenerfassungssystem erfüllt der Windkanal nun endlich die gestiegenen Anforderungen an automatisierte Langzeitbetriebsstabilität. Relevante Merkmale und das erhöhte Potenzial der überarbeiteten Testanlage werden in diesem Beitrag beschrieben. Abgerundet wird das Bild des neuen HGK durch die Präsentation des verfügbaren Portfolios an Messtechniken, sowohl klassischer sondenbasierter als auch nicht-intrusiver Techniken.

2. Der neue Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-

Windkanal 2.1. Funktionsprinzip und Hauptkomponenten

Die HGK ist eine kontinuierlich betriebene, offene Prüfanlage mit einem offenen Prüfabschnitt innerhalb eines großen Druckbehälters (siehe Abbildung 1). Der statische Druck der Luft im Behälter kann auf knapp unter 40 hPa abgesenkt und auf bis zu 1200 hPa erhöht werden. Durch die Steuerung des Stagnationsdrucks des Fluids, des statischen Kammerdrucks und der Gesamttemperatur kann eine unabhängige Variation zweier wichtiger Strömungsähnlichkeitsparameter – Reynolds- und Mach-Zahl – erreicht werden, was die Durchführung von Experimenten unter für Turbomaschinen relevanten Strömungsbedingungen ermöglicht. Für eine detaillierte Beschreibung der Leistung und der Komponenten des HGK vor der Generalüberholung im Jahr 2017 wird der Leser auf die oben genannten Veröffentlichungen verwiesen.

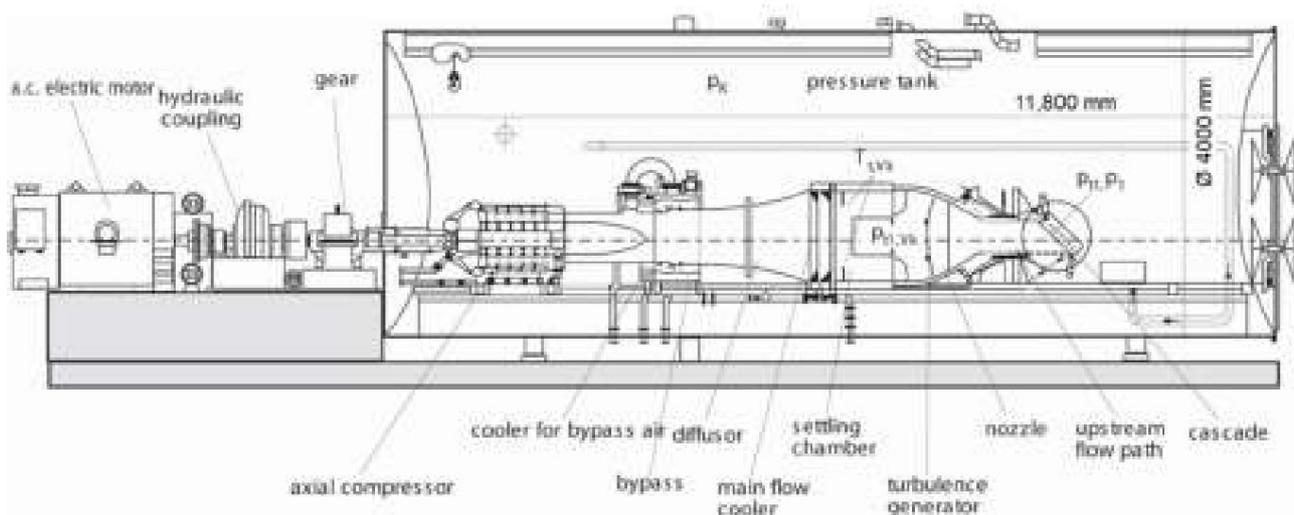


Abbildung 1. Hauptkomponenten des Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanals vor der Überarbeitung.

Der Luftstrom wurde früher von einem Axialkompressor erzeugt, der von einem außerhalb des Behälters platzierten 1300 kW starken Wechselstromelektromotor angetrieben wurde. Der Elektromotor und der Axialkompressor waren über eine Welle, eine hydraulische Kupplung und ein Getriebe verbunden. Nach dem Verlassen des Axialkompressors durchläuft die Luft ein Doppelbypass-Gerät. Durch den größeren Drosselklappen-Bypass kann der Kompressor in Situationen, in denen die Gefahr besteht, die Pumpgrenze zu überschreiten, augenblicklich entdrosselt werden. Ein zweiter ringförmiger Schieber-Bypass dient zur Feineinstellung des dynamischen Drucks im Bereich einiger Pascal und bietet eine höhere Präzision als eine Einstellung über die Wellendrehzahl. Weiter stromabwärts folgen dem Bypass ein Diffusor und ein Hauptkühler, bevor er in die Beruhigungskammer gelangt. Der wassergekühlte Wärmetauscher des Hauptkühlers entzieht der vom Kompressor eingeführten Flüssigkeitsenergie, um die **Gesamtemperatur der Luft** konstant in einem Bereich von $20 \text{ }^\circ\text{Tt}$ $\dot{\text{y}}$ $60 \text{ }^\circ\text{C}$ zu halten. Nach Verlassen der Beruhigungskammer wird die Strömung in der konvergenten Düse auf die gewünschte Machzahl (max. bis $\text{Ma} = 1,06$) beschleunigt, bevor sie in den Testabschnitt und dessen Auslass (d. h. eine Ebene 40 mm stromabwärts der Messpositionen für pt1 und p1) eintritt, wo die Testproben (typischerweise lineare Gitter) installiert werden können. Verschiedene Turbulenzgittertypen ermöglichen die Anpassung des Turbulenzniveaus an realistische, für Turbomaschinen relevante Niveaus. Auf Wunsch können periodische instationäre Zuflussbedingungen, wie sie typischerweise bei Turbomaschinen durch die Relativbewegung zwischen F

Die meisten Windkanalkomponenten, mit Ausnahme des Druckbehälters, des Wärmetauschers und der Beruhigungskammer, stammen noch aus den Anfangsjahren der Testanlage, als diese 1956 in Braunschweig errichtet wurde. Daher war es sowohl für die Universität der Bundeswehr als auch für das Institut für Strahlantriebe dringend erforderlich, alle Hauptkomponenten der Testanlage, nämlich den Antriebsstrang, den Kompressor, das Ölsystem und den Hauptkühler, zu ersetzen, um die volle Verfügbarkeit und ausfallsichere Tests für zukünftige Forschungszwecke sicherzustellen und den Betriebsbereich für zukünftige Anforderungen deutlich zu erweitern.

2.2. Durchgeführte Revisionen und Änderungen

Der vorhandene sechsstufige Axialkompressor des „alten HGK“ war eine Antriebseinheit, die von der Firma Voith speziell für den Betrieb dieser Anlage entwickelt wurde. Während der Projektplanung für den „neuen HGK“ wurde eine umfassende Markterkundung durch ein externes anerkanntes Ingenieurbüro durchgeführt. Es stellte sich heraus, dass der Austausch dieser Komponente die größte Herausforderung darstellen würde, da kein handelsüblicher Kompressor verfügbar war, der alle wichtigen Anforderungen in Bezug auf Größe, Volumenstrom, Druckverhältnis, Leistung und Betrieb bei sehr niedrigen Drücken in der HGK-Umgebung erfüllte. Schließlich und erneut musste der neue Kompressor als Herzstück des „neuen HGK“ an die spezifischen Anforderungen dieses Windk

Am Ende wurde in enger Zusammenarbeit mit MAN Energy Solutions (vormals MAN Diesel und Turbo SE) eine hervorragende maßgeschneiderte Lösung realisiert. Der Antrieb für die neue HGK basiert auf MANs neuestem Design des Industriekompressors MAX-1, vgl. Ziegler et al. und Anding et al. [6,7]. Während der Entwicklungsphase wurde eine Konfiguration bestehend aus den ersten sieben Stufen des neuartigen Axialkompressordesigns in einem um den Faktor 3 verkleinerten Prüfstand bei MTU Aero Engines getestet. Es stellte sich heraus, dass die ersten drei Stufen dieser skalierten Version alle Anforderungen für den geforderten Betriebsbereich der neuen HGK perfekt erfüllen, falls alle drei Stufen mit verstellbaren Leitschaufeln ausgestattet würden. Zu diesem Zweck waren jedoch ein neues Gehäuse inklusive Einlass und Auslass, ein neuer Rotor sowie ein neues Lagersystem erforderlich. Das Ergebnis war eine recht kompakte und leistungsstarke Kompressoreinheit, die im Dezember 2017 erfolgreich installiert und in Betrieb genommen wurde, wie in Abbildung 2 dargestellt. Der Kompressor ist für eine Nenndrehzahl von 11.550 U/min ausgelegt. Bei einer maximalen Drehzahl von 12.705 U/min kann er ein maximales Druckverhältnis von 2,4 und einen maximalen Volumenstrom von 32,8 m³/s liefern. Was die übrigen Komponenten des Antriebsstrangs betrifft, war der Austausch mit modernsten Standardkomponenten recht unkompliziert, d. h. einem 1800 kW starken Siemens-Asynchron-Elektromotor (Typ 1RQ65004JT60-Z) in Kombination mit einem Sinamics Perfect Harmony GH

alter Treiber zur Frequenzumwandlung. Die 38%ige Leistungssteigerung im Vergleich zum alten Motor (1300 kW) ist Voraussetzung für eine deutliche Erweiterung des Betriebsbereichs des neuen HGK, wie weiter unten erläutert wird. Da der neue Elektromotor mittels Frequenzumwandler auf individuelle Drehzahlen geregelt werden kann, wurde die hydraulische Turbokupplung, die diese Aufgabe im alten HGK durch Energiedissipation übernahm, nicht mehr benötigt. Einer der Hauptvorteile des Wegfalls der Turbokupplung ist ein stabiler und kontinuierlicher Betrieb des Windkanals über den gesamten Kammerdruckbereich, insbesondere bei statischen Kammerdrücken um die atmosphärischen Bedingungen oder darüber (d. h. bei hohen Reynolds-Zahlen). Um die Drehzahl zwischen dem neuen Kompressor ($N_{\max} = 12.700 \text{ min}^{-1}$) und dem neuen Elektromotor ($N_{\max} = 1650 \text{ min}^{-1}$) anzugleichen, wurde außerhalb des Druckbehälters ein Renk-Getriebe TS-450 mit einer Übersetzung von 7,7 installiert, das die Hoch- und die Niedriggeschwindigkeitswelle verbindet. Die neue Konfiguration erforderte auch einen völlig neuen Ölkreislauf zur Versorgung des Kompressors und des Getriebes. Dieses System musste die Herausforderung bewältigen, mit unterschiedlichen relativen Ölzufuhrdrücken für die einzelnen Komponenten innerhalb und außerhalb des Druckbehälters umzugehen, deren erforderliches Öldruckverhältnis weit unter bzw. sogar 1,8-mal über dem Atmosphärendruck liegt. Um den sicheren

Als Konsequenz der erhöhten elektrischen Leistung musste ein neuer Hauptkühler eingebaut werden, um auch an den neuen Leistungsgrenzen Tests bei konstanter Gesamttemperatur zu ermöglichen. Dementsprechend wurde der neue Wärmetauscher so ausgelegt, dass er dem Durchfluss Energie entzieht, die etwa in der Größenordnung der maximalen Leistung des Elektromotors (1800 kW) liegt. Der Kühler wurde von der Firma Güntner, Deutschland, geliefert. Es handelt sich um eine Sonderkonstruktion des Wärmetauschers vom Typ GCO, die speziell auf die Betriebsanforderungen der HGK abgestimmt ist und eine hervorragende Strömungshomogenität in Bezug auf Geschwindigkeit und Temperaturverteilung sowie geringe Druckverluste bietet. Im Gegensatz zum alten Hauptkühler, der aus sechs Einzelelementen bestand, ist der neue Kühler ein einzelner Wärmetauscherblock aus Aluminiumlamellen und Edelstahlrohren, was zu e Der Kühlwassersammlerauslass erfolgt in vier Abschnitten, wobei der Volumenstrom durch Ventile individuell geregelt werden kann, um eine optimale Temperaturgleichmäßigkeit im Strömungsfeld zu erreichen. Die Strömungsqualität hinter dem Hauptkühler wird zusätzlich durch einen einstufigen Strömungsgleichrichter verbessert, der direkt vor der Beruhigungskammer in

Dank einer sehr sorgfältigen Projektplanung betrug die Testunterbrechungszeit für den Abbau der alten Prüfanlage und die Montage aller Komponenten der „neuen HGK“ letztlich nur 4 Monate. Die neue Prüfanlage, wie in Abbildung 3 dargestellt, wurde am 26. Januar 2018 in Betrieb genommen. Allerdings ist die volle elektrische Leistung noch nicht verfügbar, da der Strom noch vom alten vorhandenen Transformator bereitgestellt wird, der die maximale Leistung für den neuen Motor nicht umwandeln kann. Der Austausch des alten durch einen leistungsstärkeren Transformator wurde bereits begonnen und die Fertigstellung ist für das Jahr 2022 vorgesehen. Nach dessen Abschluss wird der volle Betriebsbereich der neuen HGK-F



Abbildung 2. Neuer 3-stufiger Axialkompressor (links: während der Installation, rechts: Endmontage).

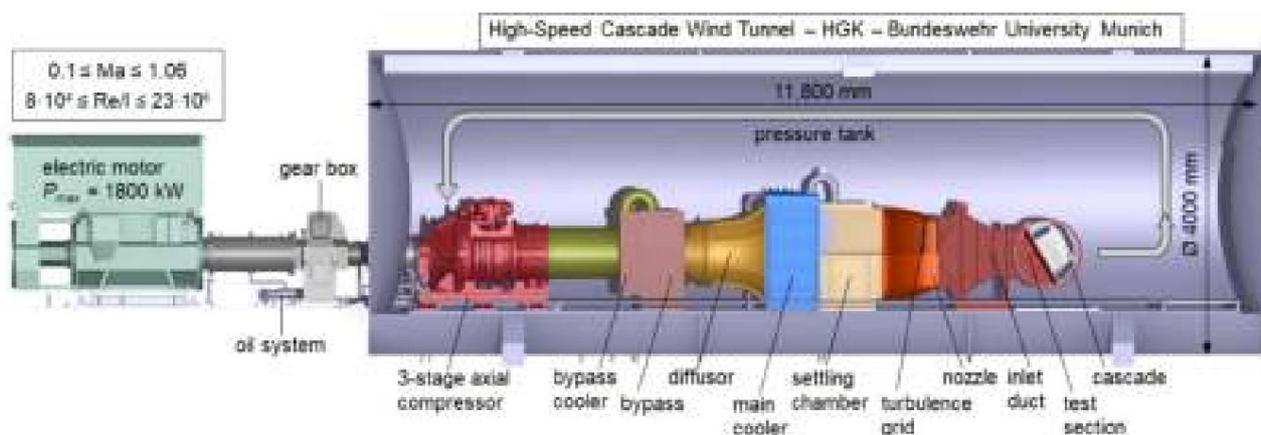


Abbildung 3. Hauptkomponenten des Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanals nach der Überarbeitung.

Leistungsdiagramm nach Revision und Upgrade

Es war vor allem der Hauptluftkühler, der die Maximalleistung des alten HGK (d. h. die Maxima von Reynolds- und Mach-Zahl) begrenzte, da stationäre Gesamtvorlauftemperaturen bis 303 K nur bis zu einer elektrischen Leistung von 940 kW möglich waren. In Abbildung 4 sind die Betriebsgrenzen des alten und neuen HGK für min. und max. Kanalhöhen (d. h. 250 mm bzw. 500 mm) hinsichtlich des maximalen Massenstroms bei atmosphärischen Bedingungen, des Druckverhältnisses, der Einheits-Reynolds-Zahl und der Mach-Zahl in Abhängigkeit von der Leistungsaufnahme aufgetragen. Der höhere Kompressormassenstrom sowie der neu konzipierte Hauptkühler des neuen HGK nach der Revision zeigten bereits eine enorme Erweiterung des Betriebsbereichs, selbst bei der derzeit verfügbaren Maximalleistung von 1300 kW. Sobald der neue Transformator in Betrieb genommen wird, was voraussichtlich im Jahr 2022 der Fall sein wird, kann der endgültige (extrapolierte) Betriebsbereich erreicht werden und die neue Testanlage, die in Abbildung 4 mit „neuer HGK“ gekennzeichnet ist, erweitert werden.

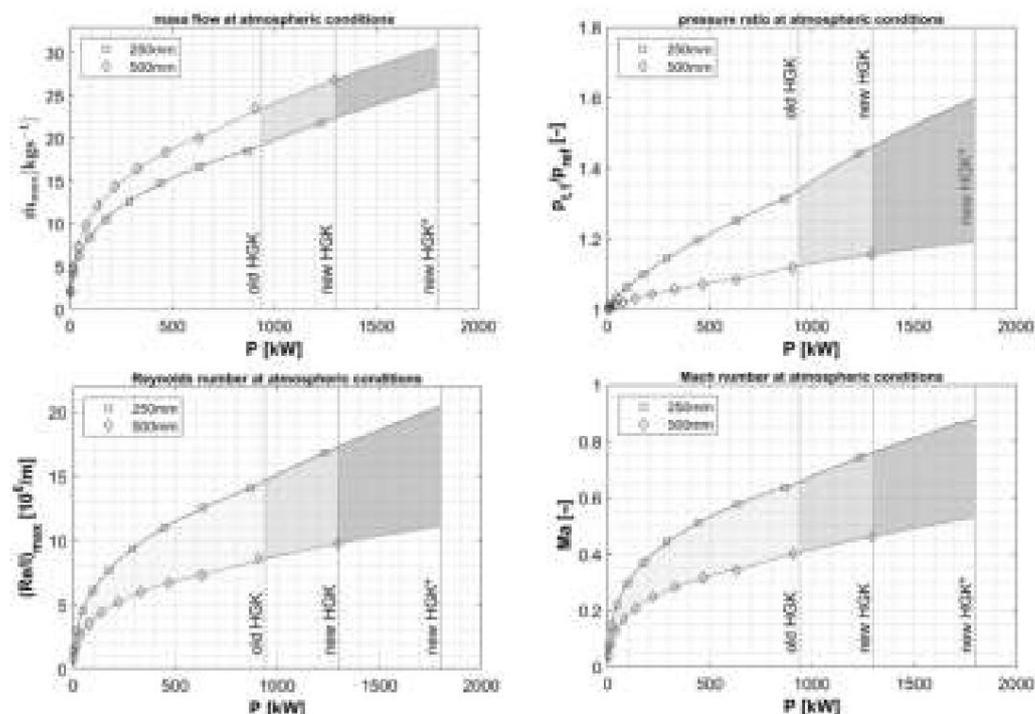


Abbildung 4. Maximal erreichbarer Massenstrom, Gesamtdruckverhältnis, Einheits-Reynoldszahl und Mach-Zahl im Vergleich zur Leistungseinstellung der alten und neuen Anlage unter atmosphärischen Bedingungen (vor $f = 958$ hPa).

Um die wichtigsten dimensionslosen Strömungsgrößen für aerodynamische Tests hervorzuheben, wird das Leistungskennfeld des HGK typischerweise in Form einer Machzahl dar- und Einheits-Reynoldszahl-Diagramm wie in Abbildung 5 dargestellt. Die Einheits-Reynoldszahl bezieht sich auf eine charakteristische Länge von $l = 1$ m. Prüflinge weisen typischerweise kleinere charakteristische Längen, die die Werte für die endgültige Test-Reynoldszahl skalieren. Die Das Diagramm enthält Betriebslinien mit konstantem statischem Kammerdruck (vor f-durchgezogen blau) und dynamischer Druck (q_{re} f-gestrichelt blau), der für verschiedene absolute Kanal Höhen von 250 bis 500 mm. Höchste Machzahlen am Testabschnittsauslass (Einlass zum Prüfling) kann für die kleinste Kanalhöhe von 250 mm erreicht werden. Für größere Kanalabmessungen führt der maximal verfügbare Massenstrom zwangsläufig zu geringeren erreichbaren maximale Machzahlen, siehe vorheriges Diagramm. Die minimale Einheits-Reynoldszahl ist begrenzt durch den absoluten Kammerdruck etwas weniger als $p_{re} f = 40$ hPa (I), was wiederum wird durch die beiden NASH Flüssigkeitsring-Vakuumpumpen begrenzt, deren nominaler absoluter Druck Der Mindestdruck beträgt 33 hPa. Die Kammer kann innerhalb von 60 min. Die Kompressordrehzahlbegrenzungen begrenzen die minimale und maximale Machzahl (II und V). Die maximale Reynoldszahl ergibt sich aus der verfügbaren elektrischen Leistung Begrenzung des maximalen dynamischen Drucks $q_{re} f$ (II I) und der Behälterstrukturfestigkeit bei 1200 hPa (IV). Die schattierten Bereiche visualisieren den erweiterten Betriebsbereich der neuen HGK ab sofort und nach Verfügbarkeit der vollen Leistung (neue HGK*) gegenüber der alten HGK für kleinste und größte Kanalabmessungen. Insbesondere die Möglichkeit zur Prüfung an höhere Reynoldszahl wird deutlich verlängert. Die neue HGK* in ihrer Endphase nach der Die Überarbeitung wird Tests bei viel höheren Mach- und Reynoldszahlen als bisher ermöglichen (z. B. bis zu 50% höhere Reynoldszahl unter atmosphärischen Bedingungen), was oft wurde in der Vergangenheit vielfach angefragt, konnte aber mit der alten HGK nicht bedient werden. Außerdem Tests können nun bei stabilen Betriebsbedingungen über mehrere Stunden durchgeführt werden, auch bei sehr niedrige Mach-Zahl, was in der Vergangenheit auch aufgrund von Einschränkungen der hydraulische Kupplung.

Das Leistungsdiagramm in Abbildung 5 unterstützt hauptsächlich den Entwurf des Kaskadentests Probe vor dem Testen auf gezielte aerodynamische Testbedingungen unter verschiedenen Design Nebenbedingungen, also unter anderem die charakteristische Blattgröße l zu skalieren. Am Ende ist es immer ein Kompromiss zwischen der bestmöglichen lokalen Auflösung für die jeweilige Messung Aufgaben/Testziele und bestmögliche Ablaufperiodizität unter Berücksichtigung der geforderten maximale Mach- und Reynoldszahlen.

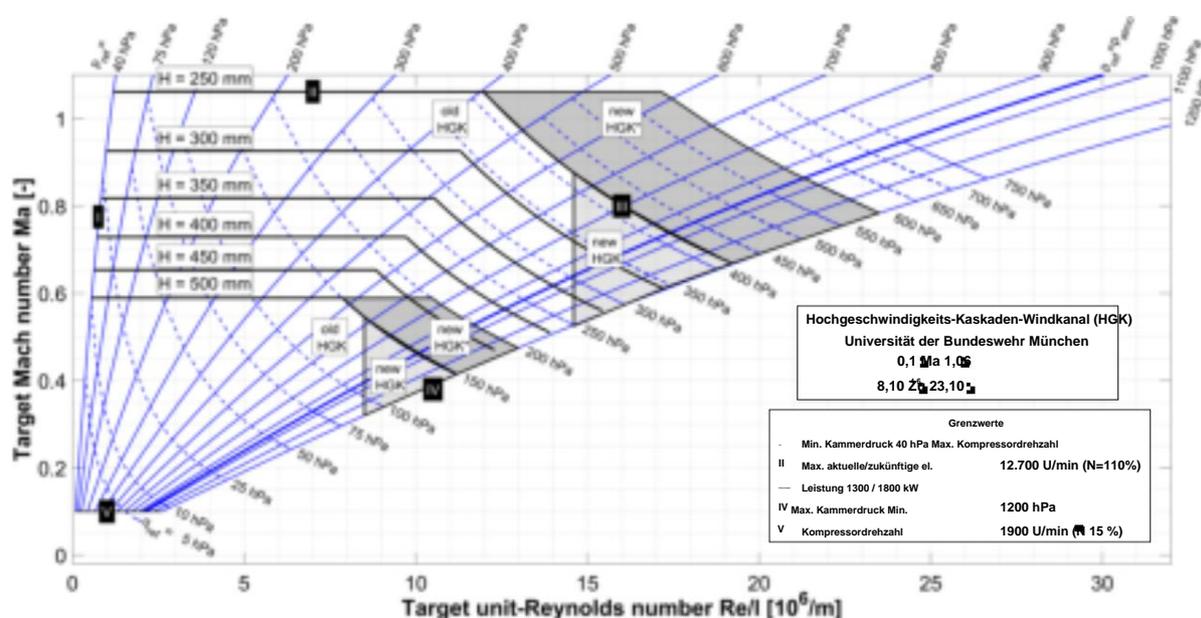


Abbildung 5. Kennfeld der HGK für unterschiedliche Messstreckenhöhen H über dem statischen und dynamischen Anlagendruck Bereich $p_{re} f$ (durchgezogen blau) bzw. $q_{re} f$ (gestrichelt blau) (bei $T_t = 30$ °C).

3. Betriebspunkt- und Kompressorzustandsüberwachung

Der HGK wird je nach Testmatrix typischerweise mehrere Stunden lang unter konstanten Mach- und Reynoldszahlbedingungen betrieben. Da der neue Elektromotor frequenzgeregelt ist, ist die Einstellung und Stabilität des Staudrucks im Vergleich zum alten Antriebsstrang mit hydraulischer Kupplung wesentlich präziser. Die Drehzahl der Hochgeschwindigkeitswelle, die den Kompressor antreibt, ist um weniger als 0,1 % stabil.

Die Planung einer Versuchskampagne erfordert die Definition von Mach- und Reynolds-Zielzahlen. Diese Testbedingungen werden normalerweise lange vor dem Test festgelegt. Die gewünschten Ma- und Re-Bedingungen werden durch die Messung und Überwachung von nur drei Strömungseigenschaften gesteuert: dem Stagnationsdruck p_t , dem Referenzdruck p_{ref} und der Gesamttemperatur T_t , die definieren: die Betriebsbedingungen für eine gegebene Blattsehnenlänge l gemäß den Gleichungen (1) und (2)

$$Ma = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2} \quad (1)$$

$$Re/l = \frac{\rho \cdot c}{\mu} \cdot \frac{Ma \cdot p_{ref}}{C_1} \cdot \frac{T_t}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2} + C_2 \cdot \frac{T_t}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2} \quad (2)$$

R , C_1 und C_2 stellen die spezifischen Gaskonstanten sowie die Sutherland-Konstantenwerte für Luft dar und p_{ref} wird bei Kompressor tests an der Einlassebene der Kaskade und im Fall einer Turbinentestprobe an der Auslassebene gemessen. Ein Präzisionsdruckscanner Mensor CPG 2500 wurde installiert, der es ermöglicht, den statischen Referenzdruck p_{ref} und den dynamischen Druck q_{ref} ($= p_t \sqrt{\gamma} p_{ref}$) bezogen auf den atmosphärischen Druck mit einer Genauigkeit von 0,008 % des Skalenendwerts (d. h. 7,5 Pa bzw. 10 Pa) zu messen. **Und**

Im Zuge der Überarbeitung wurde die Windkanalsteuerung auf eine hochmoderne SPS (Speicherprogrammierbare Steuerung) umgestellt, die alle relevanten Statuswerte für die Betriebspunkt- oder Systemzustandsüberwachung kontinuierlich überwacht und steuert und ein 10-Hertz-Datenprotokoll exportiert. Alle Maßnahmen sowie die dedizierten Grenzwerte für die experimentelle Sicherheit werden von der SPS bereitgestellt und gesteuert. Die Überwachungsdaten umfassen die Windkanalumgebung (z. B. alle Betriebsdrücke und -temperaturen) sowie den Antriebsstrang- und Kompressorstatus (z. B. tatsächliche Leistungsangaben, Motor- und Kompressordrehzahl, Vibrationssensoren, Temperaturen in Einlass, Auslass und Lagern und Kompressorverhältnis) und alle Sekundärsysteme (z. B. Kühlleistung, Öldrücke oder Aktuatorpositionen). Insbesondere wurde die Kompressorstabilitätsgrenze (d. h. die Pumpgrenze) während Inbetriebnahmeläufen in der HGK-Testanlage von MAN vor allen Messkampagnen experimentell ermittelt. Seitdem werden alle relevanten Werte zur Verhinderung von Kompressorvibrationen kontinuierlich überwacht. Wird die Pumpgrenze während des Betriebs kritisch erreicht, zwingt ein zweistufiges Warnsystem den Bediener (und künftig auch den voll integrierten Bypass-Stellantrieb, siehe oben) einzugreifen und die kritische Betriebspunkteinstellung aufzuheben. Werden die Grenzwerte dennoch überschritten, schaltet das System ab und schaltet kontrolliert ab. Da die Änderung eines Betriebsollwertes ohnehin meist langsam innerhalb einiger Sekunden erfolgt, sind eine instationäre Überwachung oder verzögerungsfreie Stellantriebe nicht erforderlich.

Aufgrund der vollständigen Online-Datenverfügbarkeit wurde kürzlich ein Software-Controller implementiert, der einen vollautomatischen Betrieb auf längere Sicht ermöglicht. Derzeit wird dieser Steueralgorithmus intensiv getestet und unter verschiedenen Betriebspunkt-kombinationen trainiert, einschließlich der Annäherung an Sicherheitsgrenzen und der Wiederherstellung. Erste vollautomatische Tests ohne Benutzereingabe wurden im Sommer 2021 erfolgreich durchgeführt, müssen jedoch

Die Auswertung der drei wichtigsten Strömungseigenschaften, die die Zielbedingungen für Mach und Reynoldszahl definieren, aus dem kontinuierlichen Datenprotokoll ermöglicht eine Beurteilung der Betriebspunktstabilität, wie in Abbildung 6 dargestellt.

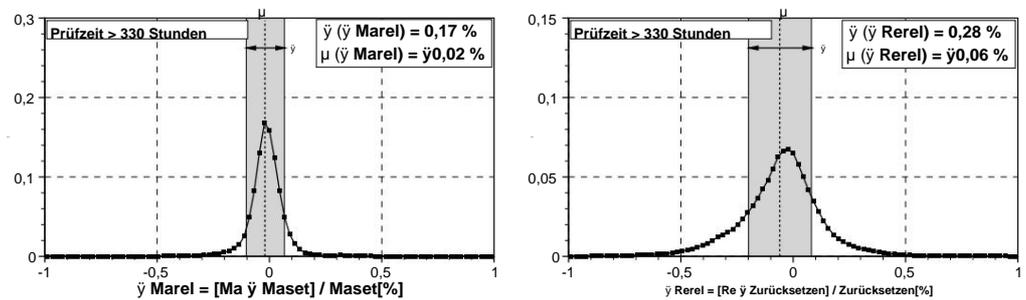


Abbildung 6. Statistik der Betriebspunktstabilität für Machzahl (links) und Reynoldszahl (rechts) extrahiert aus den kontinuierlichen Protokollen von über 330 Stunden HGK-Tests.

Die Daten stammen aus den letzten Teststunden (>330 h) im gesamten Wind Tunnels. Die statistischen Größen μ und \ddot{y} ergeben sich aus der Anpassung aller Daten durch eine Normalverteilung, wobei μ die mittlere Abweichung und \ddot{y} die Standardabweichung ist Abweichung und damit ein quantitatives Maß (z. B. 1-, 2- oder 3-Sigma) für die Abweichung von die tatsächlichen Ma- und Re- Werte von ihren Zielwerten. Daher ist die langfristige operative Die Punktstabilität für die Ziel-Mach- und Reynoldszahl wird mit $\ddot{y}_{Ma} = 0,17 \%$ bestimmt. und $\ddot{y}_{Re} = 0,28\%$. Als Beispiel für eine Niederdruckturbinenkaskade mit getestet bei $Ma = 0,65$ und $Re = 100.000$ ergibt dies $\ddot{y}_{Ma} = 0,0011$ und $\ddot{y}_{Re} = 280$. zu erwarten, dass durch das vollautomatische Testen die Standardabweichung noch weiter reduziert werden kann, insbesondere um den statischen Kammerdruck und damit die Reynoldszahl zu steuern.

Die Wiederholbarkeit und zeitliche Stabilität von Ma und Re werden hauptsächlich bestimmt durch die Genauigkeit und Leckagerate des Absperrventils, das die Referenzpumpe der HGK steuert Druck im Tank. Es befindet sich in der peripheren Infrastruktur des Windkanals in zwischen dem Druckbehälter und den Vakuumpumpen. Angesichts des relativ großen Volumens des Schiffes von 150 m^3 , Der Betriebsdruck kann langfristig stabilisiert werden innerhalb absoluter Referenzdruck besser als vor $f = \pm 50 \text{ Pa}$ und dynamischer Druck besser als $q_{re} = \pm 10 \text{ Pa}$. Aufgrund der großen Vakuumkammer entsteht eine große Menge an Wärme f Energie führt zu einer langsamen Temperaturstabilisierung und einer kontinuierlichen Wärmeabstrahlung vom Gefäß zum Laborgebäude, das leider nicht temperaturgeregelt ist. Daher Die Vorlauftemperatur kann typischerweise besser als $0,3 \text{ K}$ stabilisiert und gemessen werden während mehrere Stunden Testen.

4. Datenerfassung

Neben der kontinuierlichen Protokollierung des Betriebs wurde auch die Hauptarchitektur für die Testdatenerfassung (DAQ) auf die Echtzeitplattform PXI-8880 von National Instruments migriert. kombiniert mit einer hochmodernen, selbst entwickelten LabView-Benutzeroberfläche. Das neue Plattform ermöglicht die direkte Anwendung einer Vielzahl von Onboard-Messgeräten oder die vernetzte Steuerung von Prüfgeräten Dritter. Ein kurzer Überblick über die Das verfügbare Portfolio der HGK wird im letzten Kapitel dieser Arbeit vorgestellt.

Das DAQ ermöglicht die Aufzeichnung von Echtzeit-Streaming-Daten und die Steuerung von Hardware- in-the-Loop-Prozessen (HIL) bei Hochfrequenz (HF) bis 250 kHz und bei bis zu $1,25 \text{ MSamples/s}$ auf verschiedenen digitalen Kanälen (aktuell 96 HF und 12 Ultra-HF Kanäle). Ein lokales Datenstreaming-Netzwerk ermöglicht die Integration der RJ-45-basierten Kommunikation mit mehr als 384 Druckkanälen (Pressure Systems NetScanner Typ 98-RK1 und Typ 9116) und einer fünffachen Verfahrenheit. Die Messdaten einschließlich aller Metadaten des Anlagenstatus werden in einem TMDS-Binärformat gespeichert, das ermöglicht hohe Streaming-Raten, was besonders bei langzeitigen instationären Datenaufzeichnungen wichtig ist. Typische DAQ-Abtastraten von 10 bis 20 Hz über mehrere Sekunden bis Zustandsmessungen ermöglichen die Berechnung von Unsicherheit und Standardabweichungen für alle Datenkanäle, während die Langzeitstabilität über einen Testtag im kontinuierliche Datenprotokollierung wie oben beschrieben.

5. Qualifizierung des Strömungsfeldes in der Gittereinlaufebene

Die Strömungsqualität der alten HGK-Anlage war ausgezeichnet. Die alte Anlage wurde ohnehin weitgehend analog betrieben und überwacht. Es bestand kein großer Bedarf an einer Verbesserung der Strömungsqualität, sondern lediglich an einem Austausch der alten Komponenten und einer Erweiterung der Grenzen des Betriebsbereichs. Eine allgemeine Vorgabe war, dass die neuen Komponenten eine vergleichbar gute oder sogar bessere Zulaufqualität zum Prüfling bieten sollten, um einen Vergleich zwischen den Daten der alten und der neuen Testanlage zu ermöglichen. Daher wurde die Strömungsqualität im Testabschnitt nach der Wiederinbetriebnahme durch Das Ziel dieser Experimente war die Qualifizierung der Strömungshomogenität in der Austrittsebene des Windkanals, in der der Testkörper normalerweise installiert ist. Der Einfachheit halber wurde der Windkanalausstritt für diese Experimente vertikal eingestellt, sodass der Austrittsvektor mit dem Koordinatensystem des Windkanals übereinstimmte. Die horizontale Kanalbreite wurde konstant bei $W = 300$ mm gehalten, während drei verschiedene Kanalhöhen $H = [250; 310; 500]$ mm charakterisiert wurden, beginnend 15 mm stromabwärts der Austrittsebene des Testabschnitts. Um eine ganzheitliche Sicht auf das Strömungsfeld über den gesamten Betriebsbereich zu erhalten, wurden Überfahrten mit einer Fünfloch-Drucksonde mit Kugelkopf (5HP) und einer Gesamttemperatursonde in Tandem-Konfiguration durchgeführt, die den gesamten Kanalquerschnitt normal zur Hauptströmungskomponente mit jeweils bis zu 315 Datenpunkten abdeckten. Beide Sonden ermöglichten die Beurteilung der Homogenität der Strömungseigenschaften p_t , p und T_t , die norma

Die thermodynamischen Daten wurden durch 3-Komponenten-Strömungsgeschwindigkeitsfelder ergänzt, die mit weitaus höherer räumlicher Auflösung mittels stereoskopischer Particle Image Velocimetry (2D-3C PIV) an denselben Betriebspunkten und Kanalhöhen wie oben gemessen wurden. Diese PIV-Messungen wurden in einer vertikalen Ebene stromabwärts des Testabschnittsauslasses durchgeführt, die von der Ebene der Sondentraversen ausging und parallel zur Hauptströmungsrichtung auf halber Kanalbreite ausgerichtet war. Ähnlich der in Chemnitz und Niehuis [8] vorgestellten Arbeit wurden bis zu 10.000 PIV-Bilder aufgezeichnet, um die statistische Relevanz einer konvergierenden Turbulenzintensität zu ermitteln. Die PIV-Bilder wurden für jeden Betriebspunkt mit einer hochmodernen kommerziellen PIV-Bildverarbeitungs-Toolbox analysiert, die auf Abfragefenster-Kreuzkorrelation basiert. Der Kürze halber und um sich auf die allgemeinen Beweise zu konzentrieren, wird hier auf eine detaillierte Diskussion des Versuchsaufbaus verzichtet und der Leser

Diese Kampagne umfasst die Charakterisierung der Auslassebene an einem sauberen Testabschnittskanal (d. h. ohne installiertes Turbulenzgitter) mit dem Bodenturbulenzniveau des Windkanals sowie bei erhöhten Turbulenzniveaus, die durch zwei separat installierte Gitter erzeugt werden, genannt VIIIk und IXgK. Diese Gitter werden typischerweise bei Kaskadentests verwendet, um für Turbomaschinen relevante Turbulenzintensitäten zu simulieren, siehe Abbildung 7 oder Kiock et al. [

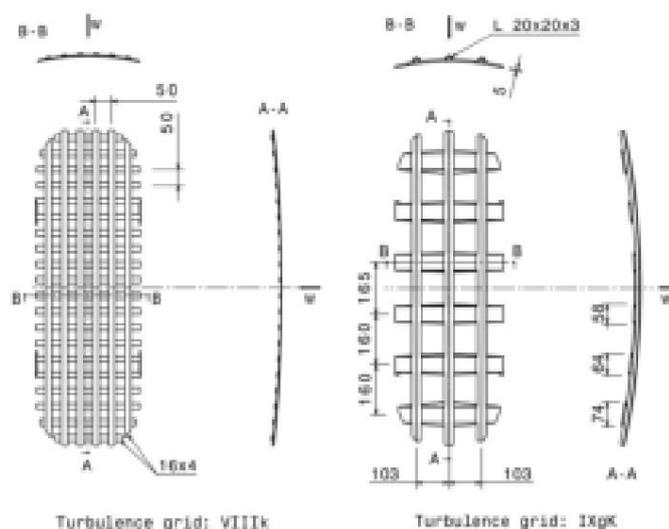


Abbildung 7. Geometriedetails von zwei häufig verwendeten Turbulenzgittern VIIIk (links) und IXgK (rechts).

Zunächst werden in **Abbildung 8** links Ausflussprofile für verschiedene Auslass-Machzahlen im Bereich von 0,1 bis 0,9 angezeigt. Diese Profile wurden aus den PIV-Feldern in 310 mm Kanalhöhe entlang der Schnittlinie zwischen dem PIV und der 5HP-Ebene extrahiert. Die mittleren und rechten Diagramme von **Abbildung 8** zeigen Profile der lokalen PIV-Messunsicherheit sowie der Turbulenzintensität TI , die aus den PIV-Daten an denselben Positionen für den sauberen Testabschnitt (schwarz) abgeleitet und einzeln mit den beiden Turbulenzgittern (blau und orange) für zwei typische Turbinen- und Kompressorkaskadeneinlass-Machzahl-niveaus $Ma = [0,3; 0,59]$ ausgestattet wurden. Alle Profile sind über ~75 % der normalisierten Tunnelhöhe weitgehend homogen, mit Ausnahme der Grenzschichtbereiche in der Nähe der unteren und oberen Kanalwände. Da die Verlustcharakterisierung bei Kaskadentests normalerweise für die zentralen Schaufeln durchgeführt wird, die sich etwa in der Mitte der Kanalhöhe befinden, ist die Strömungshomogenität sehr gut und das Defizit in den Grenzschichtregimen ist von geringerer Bedeutung.

Offensichtlich weist die TI -Verteilung ein spezifisches Profil auf, das eine Folge der installierten Turbulenzgitter ist. Die Ergebnisse beweisen jedenfalls, dass die Profile der Geschwindigkeitsschwankungen im sauberen Testabschnitt über einen großen Kanalbereich weitgehend homogen sind und dass die Homogenität für eine zuverlässige Verlustcharakterisierung von Tragflächen im Kernströmungsbereich weitgehend perfekt ist. Beachten Sie, dass Kaskadentests normalerweise nicht ohne Verwendung eines Turbulenzgitters durchgeführt werden. Da die Strömung in Turbomaschinen höhere Turbulenzgrade aufweist, wird normalerweise entweder das Gitter VIII

Für die Darstellung in **Abbildung 9** wurde jedes einzelne TI -Profil über $y/H = \pm 10\%$ Kanalhöhe um die Mittellinie für alle verfügbaren PIV-Ergebnisse über das gesamte Leistungskennfeld des HGK gemittelt. Die Symbole in der **Abbildung** repräsentieren alle gemessenen Betriebspunkte. Die farbigen Bereiche geben den TI -Bereich für eine bestimmte Turbulenzeinstellung zwischen der kleinsten und größten Kanalhöhe und über den getesteten Betriebsbereich an. Der Linienstil unterscheidet zwischen hohen (gestrichelten) und niedrigen (durchgezogenen) Reynolds-Zahlen, d. h. $Re/l \approx 4,8 \times 10^6$ bzw. $Re/l \approx 1 \times 10^6$. Im Fall der größten Kanalhöhe ist ein geringer Einfluss der Reynolds-Zahl zu beobachten. In Kombination mit dem oben besprochenen Leistungskennfeld ermöglicht dieses Diagramm die Bewertung der zu erwartenden Turbulenzintensität an der Gittereinlasssebene während der Planung von Testkampagnen.

Eine ganzheitliche Bewertung der Strömungsqualität in den Messebenen wird in **Abbildung 10** anhand einiger beispielhafter Ergebnisse gegeben. Die einzelnen Felder zeigen alle erfassten Daten aus den pneumatischen, thermischen und Geschwindigkeitsfeldmessungen für drei Mach- und Reynoldszahlkombinationen (links: $Re/l = 1 \times 10^6$ bei $Ma = 0,3$, Mitte: $Re/l = 4,8 \times 10^6$ bei $Ma = 0,3$, rechts: $Re/l = 4,8 \times 10^6$ bei $Ma = 0,59$), alle dargestellt für den sauberen Testabschnittskanal ohne Turbulenzgitter. Zu diesem Zweck wurden die Daten der Fünflochsonde in absolute Strömungsgeschwindigkeiten (U5HP) umgerechnet. Sowohl die PIV- als auch die 5HP-Geschwindigkeitsfelder wurden auf die Zielgeschwindigkeit des jeweiligen Betriebspunktes ($U_{set} = 103 \text{ m/s}$ bzw. $U_{set} = 196 \text{ m/s}$) normalisiert. Die Geschwindigkeitsfelder sowohl in der Axial- als auch in der Lateralebene stimmen sehr gut miteinander überein und zeigen weitgehend homogene Kernströmungsbereiche. Die gestrichelten Isothermen stellen die Differenz zwischen der lokalen Totaltemperatur T_t und der Solltemperatureinstellung des jeweiligen Betriebspunktes dar. In den Auslauftemperaturfeldern sind örtlich streuende Abweichungen von nur einigen Zehntel Kelvin vorhanden. Die Messunsicherheit von konventionellen Widerstands-Thermosonden, die in der Beruhigungskammer zur Regelung der Betriebstotaltemperatur installiert werden, liegt meist in der gleichen Größenordnung. Dies zeigt eine sehr gute Homogenität des Temperaturfeldes, solange der Hauptkühler nicht an seiner Leistungsgrenze betrieben wird. Beim Betrieb des Hauptkühlers a

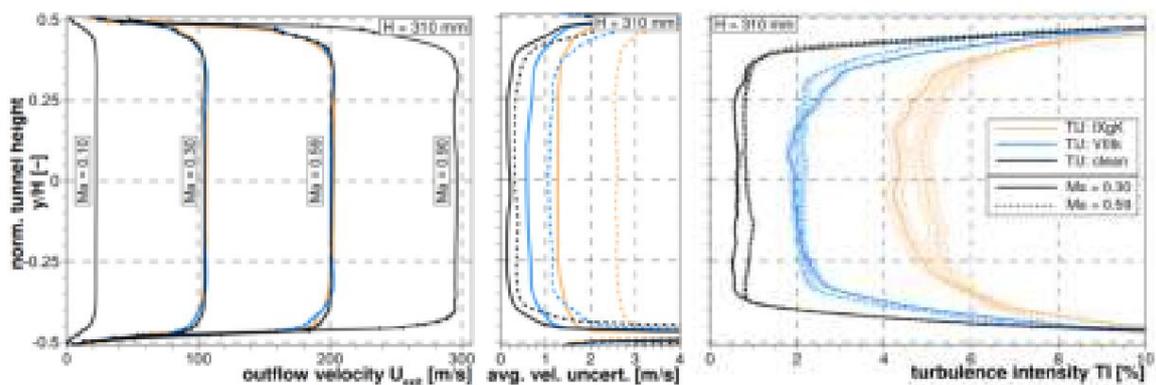


Abbildung 8. Links: Ausflussgeschwindigkeitsprofile über die gesamte Kanalhöhe von $H = 310$ mm bei verschiedenen Betriebs-Mach-Zahlen, gemessen mit 2D-3C PIV; Mitte: absolute Geschwindigkeitsunsicherheit des durchschnittlichen Vektorfelds; rechts: zugehörige Turbulenzintensitätsprofile einschließlich der lokalen Fehlerbalken für den sauberen Testabschnittskanal (schwarz-sauber) und ausgestattet mit den Turbulenzgittern (blau-VIIIK; orange-IXgK) bei zwei Ausfluss-Mach-Zahlen $Ma = 0,3$ (durchgezogen) und

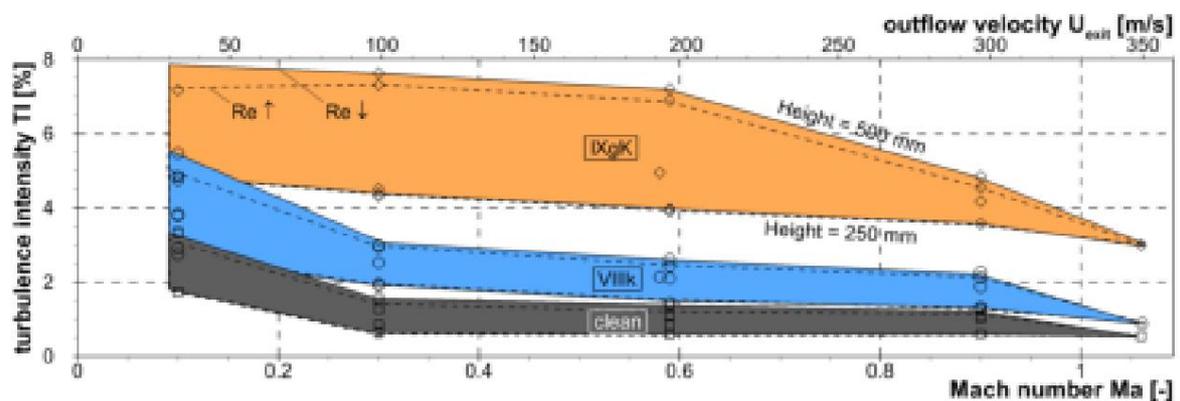


Abbildung 9. Verteilung der integralen Turbulenzintensität TI über die gesamte Leistungskarte des HGK. TI wurde mit 2D-3C PIV gemessen und zwischen $y/H = \pm 0,1$ ohne Turbulenzgenerator (schwarz-sauber) und für beide Turbulenzgitter (blau-VIIIK) und (orange-IXgK) gemittelt.

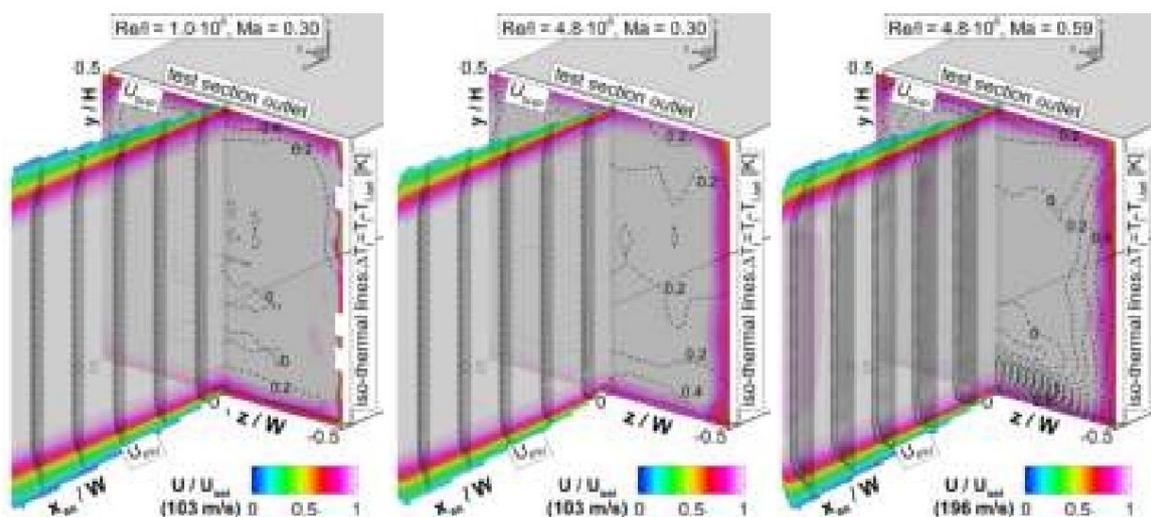


Abbildung 10. Abflusstopologie am Teststreckenauslass der HGK gemessen mit 5-Loch-Sonde, Stereo-PIV und einer Totaltemperatursonde für $Re/l = 1 \times 10^6$ m^{-1} bei $Ma = 0,30$ (links), $Re/l = 4,8 \times 10^6$ m^{-1} bei $Ma = 0,30$ (Mitte) und $Re/l = 4,8 \times 10^6$ m^{-1} bei $Ma = 0,59$ (rechts). Die gestrichelten Isothermenlinien zeigen den lokalen Unterschied der Vorlauftemperatur entsprechend der Totaltemperatureinstellung $T_t = 30$ $\ddot{y}C$.

6. Wiederholbarkeit der Testergebnisse in der alten und neuen

Anlage Insbesondere im Hinblick auf die Charakterisierung der Leistungsfähigkeit der Tragflächen (z. B. Bestimmung des Profilverlusts oder des Abströmwinkels) musste nachgewiesen werden, dass die Ergebnisse der alten und der überarbeiteten Windkanalanlage nach der Wiederinbetriebnahme quantitativ miteinander vergleichbar sind. Die Wiederholbarkeit wurde an einem transsonischen Niederdruckturbinengitter getestet, das spätestens vor der Revision und direkt nach der Wiederinbetriebnahme mit der völlig neuen HGK-Anlage untersucht wurde. Da ein Betriebspunkt bei einer transsonischen Machzahl bekanntermaßen sehr empfindlich auf Änderungen reagiert, die z. B. durch neu installierte Hardwarekomponenten im Windkanal verursacht werden, wurde für diese spezielle Bewertung die Austritts-Machzahl des Gitters von 0,95 gewählt. Exemplarische Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in **Abbildung 11** in Bezug auf den lokalen Gesamtdruckverlustkoeffizienten $\bar{\gamma}$ und den Abströmwinkel $\bar{\gamma}$ dargestellt, wobei der Verlustkoeffizient mit dem Integralwert aus der Testkampagne vor der Revision normalisiert wurde. Die Daten wurden in einer Nachlauftraverse bei 40 % axialer Sehnenlänge hinter dem transsonischen Turbinengitter über den zentralen Schaufelddurchgang mit einer miniaturisierten Keilsonde aus eigener Entwicklung gemessen. Sowohl die Verlustkoeffizienten als auch die Ausströmwinkelverteilungen zeigen vor und nach der Überarbeitung des HGK eine überwältigende Übereinstimmung. Der Unterschied im integralen Gesamtverlust beträgt nur 0,11 % und nur 0,06° für den Ausströmwinkel, was durch die durch die Fehlerbalken in **Abbildung 11** angegebene Messunsicherheit bestimmt werden kann. Diese Experimente belegen sowohl eine unverändert hochwertige Testumgebung nach der Übera

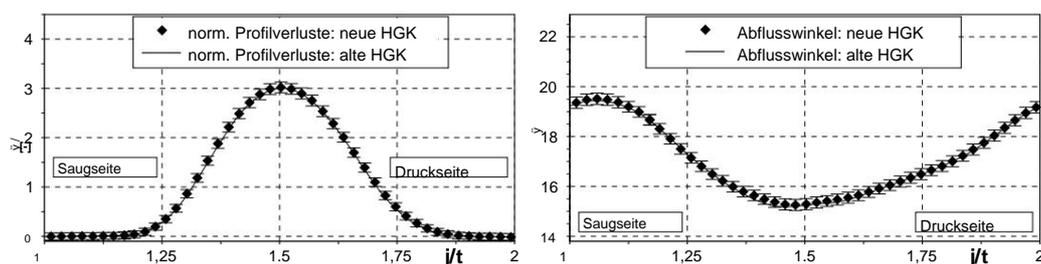


Abbildung 11. Profilverlustcharakterisierung (links) und Ausflusswinkelmessungen (rechts) an einer transsonischen Turbinenkaskade vor und nach der Revision.

7. Verfügbare Messtechniken

Im HGK wird routinemäßig ein breites Spektrum an Messtechniken für alle Anforderungen an die Charakterisierung stationärer oder instationärer Strömungen eingesetzt, darunter sowohl sondenbasierte als auch nicht-intrusive optische Techniken, wie in **Abbildung 12** dargestellt. Eine besondere Herausforderung für alle diese Techniken ist die Prüfumgebung bei sehr niedrigem Umgebungsdruck bis zu einigen Hekto-Pascal und der eingeschränkte Zugang zum Prüfling im Druckbehälter. Dies erfordert, dass die Mehrzahl der aufgeführten Techniken für den spezifischen Einsatz im HGK angepasst werden muss. Aus Platzgründen kann in diesem Dokument nur eine kurze Zusammenfassung des Prüfgeräteportfolios gegeben werden und der Leser wird auf die neuesten Veröffentlichungen des Instituts verwiesen.

Details zum Design und zur additiven Fertigung der bereits im obigen Abschnitt erwähnten miniaturisierten Fünffloch-Keilsonde finden sich bei Börner und Niehuis [10]. Diese Sonde wurde speziell für zuverlässige Nachlaufdurchquerungen bei hohen Austritts-Machzahlen bis zu $Ma = 1,55$ kalibriert. Unter diesen Bedingungen versagen herkömmliche stumpfe Fünfflochsonden mit kugelförmigem Kopf. Aberle-Kern et al. [11] haben erfolgreich eine Methode zur Verlustbestimmung hinter Kaskaden unter Berücksichtigung thermischer Gradienten in nicht-adiabatischen Strömungsfeldern vorgeschlagen, indem sie eine neu entwickelte kombinierte Thermo- und Mehrlochsonde verwendet haben.



Abbildung 12. Portfolio der in der HGK üblicherweise angewandten Messtechniken.

Neben den neuesten sondenbasierten Druckmessungen hat in den letzten Jahren die Anwendung nicht-invasiver optischer Strömungssensortechniken, d. h. Particle Image Velocimetry (PIV), druck- und temperaturempfindliche Farben (P-/TSP) oder Infrarot-Thermografie (IR-T), stark zugenommen. Da alle diese Diagnosemethoden mindestens eine Kamera benötigen, ist der optische Zugang zum Prüfling unabdingbar. Falls das Testdesign die Anwendung einer dieser Techniken erfordert, muss der Prüfling entsprechend konstruiert sein. Aktiv gekühlte LED-Lichtquellen sowie CCD- oder CMOS-Kameras beleuchten und erfassen die Strömungsbilder auch in der Niederdruckumgebung perfekt. Um kalibrierte Kameras (z. B. IR-Kameras) vor den Vakuumbedingungen zu schützen, ist normalerweise ein spezielles Gehäuse erforderlich, was einen Versuchsaufbau erschweren kann. Ein PIV-Laseraufbau ist im Vergleich zu einer atmosphärischen Windkanalanlage auch komplexer, da der Laserkopf bei atmosphärischen Bedingungen außerhalb der Druckkammer platziert werden muss und der Verlegeweg innerhalb der Testkammer sehr lang sein kann. Daher ist es unabdingbar, den Strahl in eine Umgebung mit geringer Dichte und einem stark unterschiedlichen Brechungsindex einzukoppeln und ihn mit mehreren Spiegeln zum interessierenden Ort umzulenken. Dies wird durch ein Präzisionsfenster und eine sehr sorgfältige Ausrichtung des optischen Pfads erreicht. Ab 2016 präsentierten Bitter et al. [12] die Anwendung kombinierter PIV- und PSP-Messungen im HGK, um auf einen Blick einen ganzheitlichen Überblick über das Strömungsfeld um eine LPT-Schaufel zu erhalten. Chemnitz und Niehuis [8] berichteten über erfolgreiche Turbulenzmessungen im 3D-Strömungsfeld hinter einer LP-Turbinenkaskade bei hohen Unterschall-Machzahlen, wobei sie 2D-3C-PIV-Messungen mit 3D-Hitzdrahtanemometrie unter Bedingungen geringer Dichte verglichen. Bitter und Niehuis [13] verwendeten dieselbe PIV-Technik, um den Einfluss periodisch wechselnder Einlassturbulenzen auf statistische Strömungsmengen im Nachlauf einer LPT-Kaskade zu charakterisieren. Auf dieser Grundlage wurden inzwischen langjährige Erfahrungen mit der Anwendung nicht-intrusiver Techniken im HGK-Umfeld gesammelt. Die jüngsten Erfolge waren die präzise Messung instationärer Oberflächendruckschwankungen auf einer LPT-Kaskade im Bereich von mehreren Pascal mithilfe von instationärer druckempfindlicher Farbe (iPSP) bei einer Abtastrate von 6 kHz, wie in Bitter et al. [14] berichtet wurde. Jüngste Aktivitäten zielen darauf ab, instationäre optische Temperaturmessungen mithilfe von instationärer temperaturempfindlicher Farbe (iTSP) anzupassen. E

Eine Methode zur stationären Oberflächentemperaturerfassung für präzise Schätzungen des Wärmeübergangs auf Basis der Infrarot-Thermografie ist im HGK bereits verfügbar, siehe Aberle et al.

8.

Zusammenfassung Nach über 60 Jahren intensiven und erfolgreichen Betriebs des Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanals an der Universität der Bundeswehr München wurde diese einzigartige Testanlage kürzlich einer umfassenden Revision und Modernisierung unterzogen. In diesem Zusammenhang wurden der gesamte Antriebsstrang, der Axialkompressor, das Ölsystem und der Hauptluftkühler durch leistungsstärkere Komponenten mit modernster Technologie ersetzt. Für die anspruchsvollste Komponente, den Axialkompressor, konnte schließlich eine sehr attraktive und maßgeschneiderte Lösung zum Austausch gefunden werden. Innerhalb einer bemerkenswert kurzen Stillstandszeit von nur vier Monaten wurden die gesamte Revision durchgeführt. Die neue HGK verfügt nun endlich über einen erweiterten Betriebsbereich (z. B. bis zu 50 % höhere Reynoldszahl), der das Forschungsportfolio auf stationäre Gasturbinenanwendungen oder HPT- Untersuchungen (Hochdruckturbinen) ausdehnt, die in der Vergangenheit oft angefragt, aber nie durchgeführt werden konnten. Die Prüfanlage mit ihren neuen Funktionen und Ausstattungen erfüllt nun alle Anforderungen an eine moderne Prüfanlage. Die neuen Aktuatoren zusammen mit den Steuerungssystemen ermöglichen sehr bald lang andauernde Testkampagnen unter sehr stabilen und automatisch gesteuerten Betriebsbedingungen bis zu $\dot{y}Ma = 0,17\%$ und $\dot{y}Re = 0,28\%$, die in der Vergangenheit nie erreicht wurden. Eine große Vielfalt an Maschinenbetriebsdaten vereinfacht nicht nur die Fehlersuche während des Tests, sondern auch die Datenauswertung. Mit einem leistungsstarken Echtzeit-Datenerfassungssystem in Kombination mit vielen klassischen und modernen Messtechniken ist das neue HGK nun gut gerüstet und noch attraktiver für die Forschungsanforderungen und Herausforderungen der Zukunft.

Beiträge der Autoren: Untersuchung, Methodik, Software, Visualisierung und Validierung, MB; Konzeptualisierung, Schreiben, Überprüfen und Bearbeiten, formale Analyse und Datenkuratierung, RN und MB; Ressourcen, Projektverwaltung, Überwachung und Finanzierung, RN. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu .

Finanzierung: Die Autoren danken dem Kanzler der Universität der Bundeswehr München, Siegfried Rapp, ganz besonders für seine freundliche Unterstützung des Projekts und die Bereitstellung des notwendigen

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Erklärung zur Datenverfügbarkeit: Die Autoren stellen keine ergänzenden Daten zur Verfügung.

Danksagung: Die Autoren danken der Ingenieurbüro Isler AG für die Planung, Projektleitung und erfolgreiche Durchführung der gesamten Revision. Dank gebührt auch der Firma MAN für die Unterstützung und Bereitschaft, einen maßgeschneiderten Kompressor für die HGK zu entwickeln und herzustellen. Insbesondere war es Kai Ziegler von MAN, der ein offenes Ohr für alle Wünsche und Anforderungen des Instituts hatte und die erfolgreiche Zusammenarbeit von Anfang an ermöglichte. Besonderer Dank gilt den beiden Technikern des Instituts, Wilfried Ehrlich und Franz Grabendorfer, die die Revision tatkräftig unterstützt haben, sowie dem ehemaligen Chefindingenieur des Instituts, Reinaldo Gomes, der mit seiner profunden Erfahrung während der Planungsphase eine sehr wertvolle Unterstützung war.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

5 PS Fünflochsonde

HGK Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanal an der Universität der Bundeswehr München

IR-T Infrarot-Thermografie

LPT Niederdruckturbinen

PIV Particle Image Velocimetry

P-/TSP Druck-/Temperaturempfindliche Farbe ref
Referenzzustand

Symbole

H; W	Abmessungen der Messstrecke (Höhe, Breite)
l	charakteristische Länge
Frau	Mach-Zahl
M	Massenstrom
N	Wellendrehzahl
p; pt	statisch; Gesamtdruck
P	elektrische Leistung
q	dynamischer Druck
Re; Re/l	Reynoldszahl; Re bezogen auf die Längeneinheit l = 1 m
T; Tt	statisch; Gesamttemperatur
Tl	Turbulenzintensität
U	Geschwindigkeitsvektor $U = [u; v; w]$
γ	Kaskadenausflusswinkel
γ	spezifisches Wärmeverhältnis
$\mu; \bar{\gamma}$	Statistische Größen zur Betriebsstabilität
$\bar{\gamma}$	Gesamtdruckverlustkoeffizient $(pt,1 - pt,2)/(pt,1 - pre f)$

Verweise

- Schlichting, H. Der Variable Density High Speed Cascade Wind Tunnel der Deutschen Forschungsanstalt für Luftfahrt Braunschweig; AGARD-Bericht; NATO: Paris, Frankreich, 1956; Band 91.
- Scholz, N.; Hopkes, U. Der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal der Deutschen Forschungsanstalt für Luftfahrt Braunschweig. Forsch. Auf Dem Geb. Des Ingenieurwesens 1959, 25, 5. (Auf Deutsch) [\[CrossRef\]](#)
- Sturm, W.; Fottner, L. Der Hochgeschwindigkeitskaskaden-Windkanal der Universität der Bundeswehr München. In Proceedings of das 8. Symposium über Messtechniken für transsonische und Überschallströmungen in Gittern und Turbomaschinen, Genua, Italien, 24.–25. Oktober 1985.
- Europäische Kommission. Flightpath 2050 Europe's Vision for Aviation, Bericht der hochrangigen Gruppe für Luftfahrtforschung; Europäische Kommission: Brüssel, Belgien, 2011. [\[CrossRef\]](#)
- Acton, P.; Fottner, L. Die Erzeugung instationärer Strömungsverhältnisse im Hochgeschwindigkeits-Kaskaden-Windkanal der Deutschen Universität der Bundeswehr München. In Proceedings des 13. Symposiums für Messtechnik, Zürich, Schweiz, 5–6 September 1996.
- Ziegler, K.; Eisenberg, B.; Hörmeyer, K.; Emmrich, R.; Rissing, H. Entwicklung einer neuen Axialkompressor-Generation für Industrielle Anwendungen – Teil 1: Kompressor-design und -leistung. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2014, Düsseldorf, Deutschland, 16.–20. Juni 2014.
- Anding, D.; Rissing, H.; Hörmeyer, K.; Pisch, R.; Ziegler, K. Entwicklung einer neuen Axialkompressor-Generation für die industrielle Anwendungen – Teil 2: Schaufelmechanik. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2014, Düsseldorf, Deutschland, 16.–20. Juni 2014.
- Chemnitz, S.; Niehuis, R. Ein Vergleich der Turbulenzgrade aus Particle Image Velocimetry und konstanter Temperatur Anemometrie hinter einer Niederdruckturbinenkaskade bei Hochgeschwindigkeitsströmung. J. Turbomach 2020, 142, 071008. [\[Querverweis\]](#)
- Kiock, R.; Laskowski, G.; Hoheisel, H. Die Erzeugung höherer Turbulenzgrade in der Messstrecke des Hochgeschwindigkeits- Gitterwindkanales, Braunschweig, zur Simulation Turbo-Maschinenähnlicher Bedingungen; Technischer Bericht, DFVLR-FB 82-25; DFVLR: Braunschweig, Deutschland, 1982.
- Börner, M.; Niehuis, R. Entwicklung einer additiv gefertigten miniaturisierten Keilsonde, optimiert für 2D-transsonisches Nachlaufverhalten Durchflussmessungen. In Proceedings des XXIV. zweijährlichen Symposiums über Messtechniken in Turbomaschinen, Prag Tschechische Republik, 29.–31. August 2018.
- Aberle-Kern, S.; Niehuis, R.; Ripplinger, T. Verlustbestimmung an einer linearen Kaskade unter Berücksichtigung thermischer Effekte. Aeronaut. J. 2020, 124, 1592–1614. [\[CrossRef\]](#)
- Bitter, M.; Kurz, J.; Kähler, C.J.; Niehuis, R. Untersuchungen einer Niederdruckturbinenschaukel mittels simultaner optischer Geschwindigkeits- und Druckmessungen. In Proceedings des 18. Internationalen Symposiums über Anwendungen von Lasertechniken zur Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, 4.–7. Juli 2016.
- Bitter, M.; Niehuis, R. Auswirkungen periodischer Einströmturbulenzen auf die Statistik im Nachlauf eines linearen LPT-Gitters an einem Relevante Testbedingungen. In Proceedings des 13. Internationalen Symposiums Particle Image Velocimetry-ISPIV 2019, München, Deutschland, 22.–24. Juli 2019.
- Bitter, M.; Stotz, S.; Niehuis, R. Über hochauflösende Druckamplituden- und Phasenmessungen im Vergleich zu Fast-Response Druckmessumformer und instationäre druckempfindliche Farbe. J. Turbomach 2021, 143, 031012. [\[CrossRef\]](#)
- Aberle, S.; Bitter, M.; Hoefler, F.; Carretero Benignos, J.; Niehuis, R. Implementierung einer In-situ-Infrarot-Kalibrierungsmethode für Präzise Wärmeübertragungsmessungen an einer linearen Kaskade. J. Turbomach 2019, 141, 021004. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Einfluss der Designparameter auf Verluste und Durchflussfeldgleichmäßigkeit im Überschall-ORC-Radialeinstrom Turbinen-Statoren

Alessandro Cappiello * und Raffaele Tuccillo

Fakultät für Wirtschaftsingenieurwesen, Universität „Federico II“ Neapel, 80125 Neapel, Italien;
raffaele.tuccillo@unina.it

* Korrespondenz: alessandro.cappiello@unina.it

Zusammenfassung: Die Konstruktion von Organic Rankine Cycle (ORC)-Turbinen erfordert häufig den Umgang mit transsonischen Strömungen aufgrund der Anforderungen an die Zykluseffizienz und der Anpassung der Temperaturprofile an Wärmequellen und -senken sowie der Natur organischer Fluide, die häufig ein hohes Molekulargewicht aufweisen. Folglich hat sich die Verwendung konvergent-divergenter Turbinenstatoren in der veröffentlichten Literatur weithin als Lösung für den Einsatz in Maschinen mit axialer und radialer Zuströmung etabliert. Insbesondere im Hinblick auf die letztgenannte Anordnung sind die verfügbaren Konstruktionsrichtlinien noch begrenzt. Die vorliegende Arbeit zeigt die Ergebnisse einer Untersuchung einer Reihe konvergent-divergenter ORC- Düsen mit radialer Zuströmung, die sich hinsichtlich der Schaufelzahl und des konstruierten Metallwinkels des Auslasses unterscheiden. Diese Statoren wurden konstruiert, indem der divergente Teil einer scharfkantigen Düse minimaler Länge, die mithilfe der an dichte Gase angepassten Charakteristikmethode (MoC) konstruiert wurde, in einen Turbinenstator mit radialer Zuströmung eingebaut wurde. Die Geometrien wurden mittels stationärer RANS-CFD-Berechnungen analysiert und die Ergebnisse wurden verwendet, um den Einfluss der Konstruktionsparameter auf die Düsenverluste und die Gleichmäßigkeit des nachgeschalteten Strömungsfelds zu beurteilen. Dabei zeigte sich, dass es widersprüchliche Trends zwischen optimaler Statorengeometrie und

Schlüsselwörter: organischer Rankine-Zyklus; Charakterisierungsmethode; Überschallstator; Radialturbine



Zitat: Cappiello, A.; Tuccillo, R.

Einfluss der Designparameter auf die Verluste und Downstream-Flow-Feld

Gleichmäßigkeit in Überschall - ORC-

Radialeinstrom-Turbinenstatoren.

Turbomach. Propuls. Power 2021, 6, 38. [https://](https://doi.org/10.3390/ijtp6030038)

doi.org/10.3390/ijtp6030038

Wissenschaftlicher Herausgeber: Francesco Martelli

Empfangen: 26. Mai 2021

Akzeptiert: 12. August 2021

Veröffentlicht: 6. September 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt

neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.

ationen.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel

vertrieben unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

([https://creativecommons.org/licenses/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

[by-nc-nd/4.0/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)).

1. Einleitung

Organic Rankine Cycles (ORC) benötigen ein organisches Medium, um thermodynamische Zustände zu durchlaufen, die durch die Anpassung der Temperaturprofile an Wärmequellen und -senken bestimmt werden, was oft zu großen Expansionsverhältnissen führt. Darüber hinaus führt das hohe Molekulargewicht, das organische Fluide oft aufweisen, zu niedrigen Schallgeschwindigkeiten [1], was wiederum zu stark überschallschnellen Strömungen am Statorauslass führt [2]. Die Autoren [3] führten eine Untersuchung des Auslegungsraums von Radialturbinen (RIT) mithilfe eines Mittellinienmodells und parametrischer Analysen durch und zeigten, dass zur Erzielung einer zufriedenstellenden Effizienz mit typischen Zykluskonfigurationen im zweistelligen Kilowattbereich die Mach- Zahlen am Statorauslass Werte erreichen.

In Bezug auf die Konstruktion konvergent-divergenter Düsen profitiert die Axialturbinenkonfiguration vom breiteren, bereits vorhandenen Wissen über ideale Gase, z. B. [4–6], das hauptsächlich aus früheren Erfahrungen mit hochbelasteten Stufen [7] und Hilfsturbinen wie Raketenturbopumpen [8] stammt. Auf der anderen Seite ist die veröffentlichte Literatur über die Verwendung von RIT-Übershallstatoren für die Expansionsluft oder andere ideale Gase spärlich. Eine bemerkenswerte Ausnahme ist die Arbeit von Reichert und Simon [9], die die Konstruktion und Analyse konvergent-divergenter RIT-Düsen für verschiedene Auslass-Machzahlen vorstellten.

Die gängige Entwurfspraxis für transsonische Statoren, unabhängig davon, ob die Turbine in axialer oder radialer Anordnung angeordnet ist, verwendet die bekannte Kennlinienmethode [10] für den Entwurf des divergierenden Abschnitts, der da

Düsenreihe. Das herkömmliche MoC, das annimmt, dass das Fluid ein ideales Gas ist, kann jedoch nicht für organische Medien verwendet werden, und seine erste Erweiterung auf dichte Gasdämpfe wurde von Aldo und Argrow [11] berichtet. Seitdem haben sich mehrere Autoren mit dem Entwurf und der Analyse einzelner Testfälle von konvergent-divergenten ORC-Statoren mit radialem Zufluss befasst, z. B. der Anpassung des vorhandenen RANS-Lösers an reale Gasströmungen [12], und anschließend dem Vergleich verschiedener Strömungslöser, Turbulenzmodelle und Fluidmodelle [13], sowie Studien zur Formoptimierung, z. B. [14,15]. Darüber hinaus wurden im Laufe der Jahre mehrere Entwurfsmethoden für den Entwurf von Überschall-Leitschaufeln mit radialem Zufluss vorgestellt, z. B. die von Wheeler und Ong [16] unter der Annahme einer polytropen Beziehung bei der Fluidmodellierung und die von Anand et al. [17]. Darüber hinaus wurde von White et al. [18] der Ersatz des Arbeitsfluids für radial angeströmte Überschallstatorer untersucht. Für einige der Konstruktionsvariablen fehlen jedoch noch umfassende Konstruktionsrichtlinien.

Von Axialturbinengittern ist bekannt, dass unter Überschall-Auslassbedingungen die Form der hinteren Saugseite eine entscheidende Rolle spielt, da sie die Expansionswellen aus der Prandtl-Meyer-Expansion um die Hinterkante (TE) herum sowie die Stoßwellen reflektiert, die an der TE der benachbarten Schaufel entstehen. Schließlich wäre eine gekrümmte, unbedeckte Saugseite auch für die Bildung zusätzlicher Wellen verantwortlich. Daher kann die Form der hinteren Saugseite die Gleichmäßigkeit des stromabwärts gelegenen Strömungsfelds beeinflussen.

Bei konvergenten-divergenten RIT-Düsen zeigte sich, dass eine gerade, unbedeckte Saugseite die Ungleichmäßigkeit stromabwärts erhöht, was sich auf die Mach-Zahl und die Verteilung des Strömungswinkels im Abstand voneinander auswirkt [17]. Dies kann letztendlich durch den resultierenden Mischprozess zu erhöhten Verlusten sowie zu verstärkter Instabilität in der nachfolgenden Laufschaufelreihe führen, was auch aus struktureller Sicht bedenklich sein kann. Diesbezüglich führten Rinaldi et al. [19] instationäre Berechnungen mit einem hochüberschallschnellen ORC RIT durch und fanden heraus, dass das Drehmoment stark schwankte (unter bestimmten Betriebsbedingungen sogar das Vorzeichen änderte) und dass auf das Rotorblatt tangentielle und radiale Kräfte infolge der auf das Rotorblatt auftreffenden und sich davon lösenden Stoßwellen wirken. Darüber hinaus wurde als einer der Hauptfaktoren für die Verluste die

Das Statorerdesign zielt darauf ab, einige typische Spezifikationen zu erfüllen, wie etwa die Mach-Zahl am Auslass und den Strömungswinkel. Die zur Erreichung dieser Ziele ausgewählten unabhängigen Variablen sind die Anzahl der Leitschaufeln und der Metallwinkel an der Hinterkante. Diese Wahl ermöglicht die Aktivierung eines Designverfahrens für den Statorer durchgang, dessen Wirksamkeit dann mithilfe einer CFD-Basisströmungssimulation überprüft wird. In Bezug auf die erste Variable sind widersprüchliche Trends vorstellbar: Eine Erhöhung der Leitschaufelanzahl verbessert die Strömungsführung, erhöht aber andererseits auch die benetzte Fläche und schließlich die Verluste. Unter Überschall-Auslassbedingungen wird das Bild noch komplizierter durch das Vorhandensein von Wellen, die an der unbedeckten Saugseite reflektiert werden und eine Rolle spielen. Aus Effizienzgründen ist es wünschenswert, den Winkel des Auslassstroms zu erhöhen (insbesondere bei niedrigen spezifischen Drehzahlen) [20]. Bei konvergent-divergenten Statoren von Axialturbinen wurde nachgewiesen, dass eine Erhöhung des Winkels des Auslassstroms zu höheren Mischverlusten und Ungleichmäßigkeiten des Strömungsfelds führt, da sich das Nachlaufelement näher an der Saugseite der benachbarten Leitschaufel befindet [21]. Andererseits gibt es kaum Literatur zu diesem Thema bezüglich konvergent-divergenter RIT-Düsen. Schließlich bestimmt die Auslass-Mach-Zahl den Grad der Kompressibilität und die Größe der Verluste durch Stoßwellen, wenn eine Überschallentladung stattfindet.

Ziel dieser Arbeit ist es, den Einfluss kombinierter Effekte der konvergenten und divergenten ORC-Leitschaufelanzahl und des Metallauslasswinkels auf Verluste und Gleichmäßigkeit des Strömungsfelds nachgeschaltet zu bewerten und die Existenz optimaler Kombinationen dieser Parameter zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurde eine Reihe konvergenter und divergenter RIT-Düsen mit unterschiedlichen Werten für Leitschaufelanzahl und Metallauslasswinkel mithilfe eines internen Codes auf Grundlage der an dichte Gase angepassten Charakteristikmethode (MoC) entwickelt. Anschließend wurden die Geometrien mithilfe von CFD-Berechnungen analysiert und verglichen.

2. Methodik Dieser

Abschnitt beschreibt die Methodik, die zum Einrichten und Analysieren der Testfälle verwendet wurde und ist wie folgt gegliedert: Der Abschnitt „Methode der Charakteristiken“ beschreibt die Implementierung des Algorithmus zur Dimensionierung der divergenten Seite der RIT-Düse. Der Abschnitt „Radialschaufeldesign“ präsentiert die Methoden, die zum Einpassen des divergenten Teils der Düse in eine radiale Schaufel verwendet wurden, sowie die Methode zur Schaufelparametrisierung und ihre Eingabedaten. Und „CFD- Setup“ beschreibt die Einrichtung numerischer Berechnungen zur Analyse und zum Vergleich mehrerer Geometrien.

2.1. Methode der Charakterisierung

Wie allgemein bekannt ist, ermöglicht die Annahme einer Form für die Schalllinie, den Überschallbereich einer transsonischen Düse unabhängig vom Unterschallbereich zu gestalten [22]. Letzterer kann dann so gestaltet werden, dass er die gewünschte Form der Schalllinie erzeugt [23]. Die Gestaltung des divergierenden Teils erfolgt üblicherweise mit Hilfe des MoC [10], obwohl für die Anwendung auf dichte Gase eine Anpassung erforderlich ist.

In der vorliegenden Studie wird der divergente Teil von Überschalldüsen mit Hilfe einer angepassten Kennlinienmethode für eine zweidimensionale scharfkantige Düse minimaler Länge mit einer geraden Schalllinie unter der Annahme einer stationären, isentropen, reibungsfreien Strömung entworfen. Der Code wird in einer MATLAB-Umgebung implementiert und die Fluideigenschaften werden über eine Verknüpfung mit der thermodynamischen Bibliothek CoolProp

Die Auslegung des divergierenden Bereichs erfordert die Festlegung der Gesamttemperatur und des Gesamtdrucks am Düseneintritt, die denen am Düseneintritt entsprechen, sowie der Ziel-Machzahl am Düsenaustritt zusammen mit der Spezifikation des Arbeitsfluids. Der entsprechende statische Druck an der Düsenverengung ($M = 1$) und die Ziel-Machzahl (beide durch eine isentropische Expansion erreicht) werden iterativ mithilfe der Klammermethode berechnet. Anschließend wird die Prandtl-Meyer-Funktion \ddot{y} , die der Ziel-Machzahl entspricht, durch numerische Integration des Systems der Gleichungen (1)–(4) berechnet, das von Cramer und Crickenberger [25] adaptiert wurde, wobei die anfänglichen Werte der Strömungseigenschaften an der

Wenn die gesamte Prandtl-Meyer-Funktion bekannt ist, die erforderlich ist, um das Fluid auf die gewünschte Mach-Zahl am Auslass zu bringen, werden die divergierende Düsenform und die Berechnung der Strömungseigenschaften auf dem Charakteristiknetzwerk basierend auf dem Algorithmus von Vanco und Goldma

$$\frac{d\ddot{y}}{dV} = \frac{M^2 \ddot{y}^2}{VM^2} \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dV} = \frac{M}{V} J \quad (2)$$

$$J = 1 - \ddot{y}^2 - M \ddot{y}^2 \quad (3)$$

$$\ddot{y} = \text{EoS}(V, s\ddot{y}) \quad (4)$$

Die an der Engstelle entstehende Prandtl-Meyer-Expansion wird in eine benutzerdefinierte Anzahl rechtslaufender (RR) Wellen diskretisiert, blaue Linien in Abbildung 1a, die an der Mittellinie als linkslaufende (LR) Wellen reflektiert werden, rote Linien in Abbildung 1a. Die letztere Wellenfamilie trifft auf die obere Düsenkontur, die so geformt ist, dass sie sich aufhebt.

Strömungswinkel \ddot{y} , Prandtl-Meyer-Funktion \ddot{y} und Mach-Winkel μ in jeder der durch das Charakteristiknetz begrenzten Zellen können wie im idealen Gasfall berechnet werden; da jedoch die in [26] verwendete Beziehung zwischen \ddot{y} , lokaler Geschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit in der Engstelle und lokaler Mach-Zahl nicht auf dichte Gase anwendbar ist, wird der Algorithmus unter Verwendung der \ddot{y} -Mach-Zahl-Beziehung aus Ref. [25] modifiziert. Die Steigungen der Mach-Linien für RR- und LR-Wellen sind durch $\tan(\mu + \ddot{y})$ bzw. $\ddot{y} \tan(\mu - \ddot{y})$ gegeben. Wie in Ref. [26] werden Durchschnittswerte benachbarter Zellen verwendet.

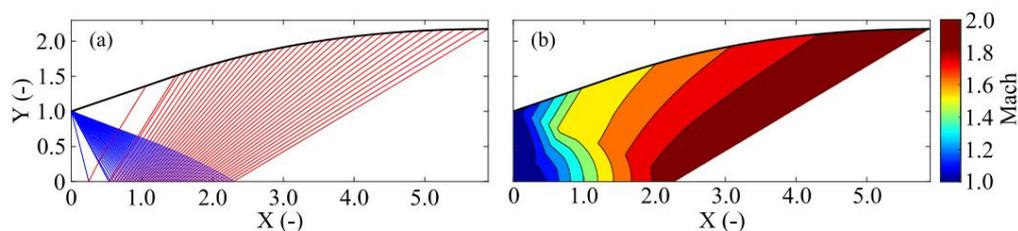


Abbildung 1. Konvergent-divergentes Düsendesign: (a) Charakteristisches Netz – blaue Linie: rechtslaufende Wellen, rote Linien: linkslaufende Wellen; (b) Mach-Zahl-Kontur des divergierenden Düsenbereichs aus der Charakteristikmethode.

Die Kenntnis der Steigungen der charakteristischen Linien ermöglicht die Identifizierung der Position (in Bezug auf die X- und Y- Koordinaten) jedes Schnittpunkts zwischen charakteristischen Linien und damit den Aufbau des charakteristischen Netzes (Abbildung 1a), obwohl für Innenpunkte, Düsenmittellinien und Düsenkonturpunkte unterschiedliche Gleichungen erforderlich sind. Weitere Einzelheiten zum Berechnungsverfahren finden sich in Ref. [26].

Die Anwendung der an dichte Gase angepassten Charakteristikenmethode führt zur Berechnung der dimensionslosen Düsenkonturform in Bezug auf die halbe Halsweite zusammen mit der Verteilung der Strömungseigenschaften beginnend bei $M = 1$ (gerade Schalllinie am divergierenden Kanaleinlass) bis zu einem einheitlichen Ziel-Machzahlwert am Düsenauslass. Abbildung 1 zeigt das resultierende charakteristische Netz (mit einer reduzierten Anzahl von Wellen zur besseren Lesbarkeit), das vom MoC für eine Probe einer Halbdüse erhalten wurde, die R245fa auf eine Ziel-Machzahl von 1,89 erweitert; blaue und rote Linien beziehen sich jeweils auf RR- und LR-Wellen. Abbildung 1b zeigt die zugehörige Machzahlverteilung, die vom MoC für dieselbe D

Abbildung 2 zeigt die resultierende obere Halbform (die durch die Einlassbreite dimensionslos gemacht wurde) des divergenten Düsenabschnitts, die mittels des angepassten MoC für mehrere Arbeitsfluide erhalten wurde, die sich bei demselben reduzierten Gesamtdruck (p_0/p_c) und derselben Gesamttemperatur (T_0/T_c) wie in Abbildung 1 ausdehnen, und zwar für zwei Ausstoß-Mach-Zahlenwerte. Diese Abbildung gewährt einen eindrucksvollen Einblick in die Wirkung sowohl des Arbeitsfluids als auch der Ziel-Mach-Zahl auf die Düsenabmessungen. In dieser Hinsicht ist in Abbildung 2 ersichtlich, dass das Arbeitsfluid bei einem gegebenen Ziel-Mach-Zahlenwert sowohl die Länge als auch die Ausstoßfläche der Düse beeinflusst. Letztere lässt sich besser anhand der Nahaufnahme des Auslassbereichs in Abbildung 2a veranschaulichen, die auch den durchschnittlichen Polytropenexponenten k angibt. Dieser Parameter wird durch eine lineare Regression von $\log(\dot{y}/\dot{y}_0)$ und $\log(p/p_0)$ entlang von 1000 Punkten innerhalb der isentropischen Expansion vom Einlass- zum Auslassdruck berechnet. Dieser Ansatz ermöglicht ein qualitatives Verständnis der Auswirkungen des Arbeitsfluids auf die Düsenform, obwohl größere Abweichungen beim Prandtl-Meyer-Funktionswert \dot{y} beobachtet werden können, dass bei einem Ziel-Mach zwischen dem Durchschnittswert von k und der lokalen Steigung von $\log(p/p_0)$ und $\log(\dot{y}/\dot{y}_0)$ kritischen Punkt nahe kommt. Es ist jedoch erwähnenswert, dass in allen dargestel

Wie man in Abbildung 2a erkennen kann, sind Düsenlänge und Auslassbreite umso größer, je niedriger der durchschnittliche Polytropenexponent k ist. Dies ist eine Folge der Auswirkung von k auf den Prandtl-Meyer-Funktionswert \dot{y} . Tatsächlich ist bekannt, dass bei einer Ziel-Machzahl eine Verringerung des k -Werts zu einem höheren erforderlichen Prandtl-Meyer-Funktionswert \dot{y} und letztendlich zu einer größeren Düsengröße führt [16]. Wie erwartet vergrößert eine Erhöhung der Ziel-Machzahl die Düsenlänge und die Auslassbreite, Abbildung 2.

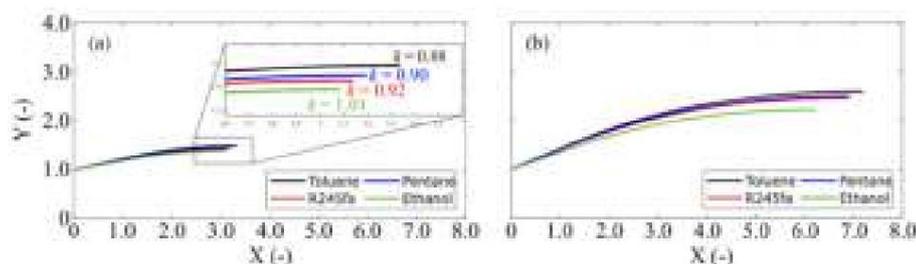


Abbildung 2. Obere Hälfte des divergenten Düsenabschnitts aus angepasstem MoC für mehrere organische Flüssigkeiten bei $p_{0r} = 0,767$, $T_{0r} = 1,028$: (a) Ziel-Machzahl = 1,6; (b) Ziel-Machzahl 2,0.

2.2. Entwurf radialer

Leitschaufeln Nachdem die dimensionslose Form des divergierenden Düsentails berechnet wurde, kann diese in der Größe verändert und gemäß dem folgenden Verfahren in einer RIT-Leitschaufel angeordnet werden.

Zunächst muss die Düsenkontur auf die richtige Größe skaliert werden, um den Auslegungsmassenstrom einzuhalten. Dabei ist zu beachten, dass die Schaufelhöhe grundsätzlich nicht frei wählbar ist, sondern sich meist aus der Rotorvork

Folglich wird er bei der vorliegenden Entwurfsmethode als benutzerdefinierter Wert behandelt und zur Berechnung der tatsächlichen Halsbreite wie folgt verwendet:

$$A^* = \frac{\dot{M}}{\rho^* \bar{c}^* A^* b^*} \quad (5)$$

Anschließend wird die Düsenkontur mit $A^*/2$ skaliert und ihre spiegelnde Hälfte in Bezug auf die horizontale Achse erstellt. In diesem Zusammenhang ist zu beachten, dass zur Berechnung der Düsenhalsbreite (A^*) keine Grenzschichtkorrektur angewendet wird, was zu einem etwas niedrigeren Massenstrom als dem vorgesehenen führen kann.

Darüber hinaus wurde die Eignung der Näherungen anhand von CFD- Ergebnissen geprüft. Das Ergebnis schien zufriedenstellend zu sein, da die massengewichtete Mach-Zahl aus CFD bei $A^* 1,04$ beträgt und die Differenz zwischen dem massengewichteten Durchschnitt aus CFD und der Ziel-Mach-Zahl bei AE ebenfalls im Bereich von 1 % liegt.

Die erste Hinterkante (TE) wird gezeichnet, indem ein Halbkreis mit Radius R_{TE} bei den Koordinaten $(0, R_{out} + R_{TE})$ gesetzt und am Konstruktionswinkel des Metallausses ausgerichtet wird, Abbildung 3. Dann wird der rechtsskalige divergierende Bereich der Düse so verschoben, dass der letzte Punkt der Kontur auf der rechten Seite bei Punkt f liegt, und er wird gedreht, um in Bezug auf die radiale Richtung am Metallausswinkel ausgerichtet zu sein.

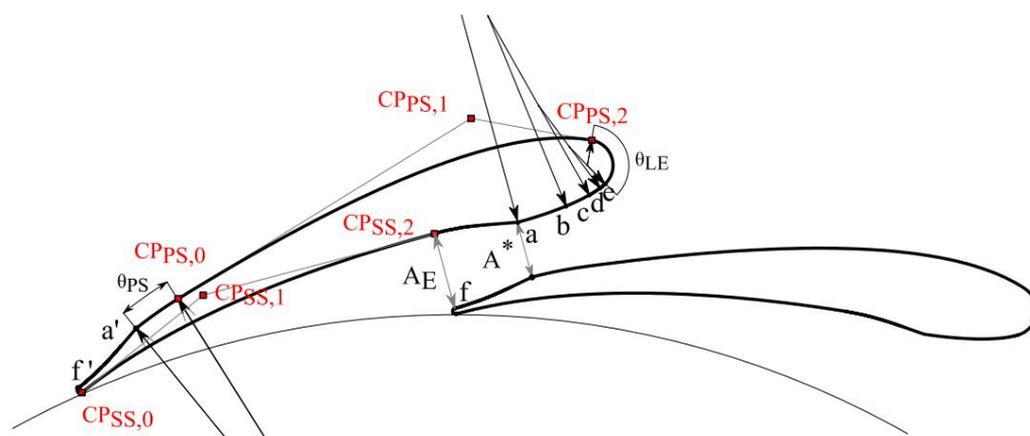


Abbildung 3. Methode zur Parametrisierung von Turbinenleitschaufeln mit radialem Zufuss.

Die TE und die rechte Düsenkontur sind um einen Winkelabstand von $2\bar{\gamma}$ ($2\bar{\gamma}/Z$) gedreht, wodurch der Überschallteil der Leitschaufeldruckseite ($a'-f'$) entsteht.

Die nicht abgedeckte Saugseite wird mittels eines Bézier-Polynoms zweiter Ordnung erstellt, dessen beide Schenkel das Ende der Düsenkontur auf der Saugseite und den TE-Kreis tangieren; die Kontrollpunkte CPSS, 0, CPSS, 2 und CPSS, 1 ergeben sich aus dem ersten Punkt des gedrehten TE-Kreises, dem letzten Punkt der Düsenkontur auf der Saugseite bzw. dem Schnittpunkt der beiden Tangenten an CPSS, 0 bzw. CPSS, 2.

Der Unterschallteil der Saugseite wird zusammen mit der Vorderkante (LE) entsprechend der Schaufelparametrisierung von Reichert und Simon [9] durch eine Reihe von Kreisbögen mit abnehmendem Radius von der inneren Engstelle (A in Abbildung 3) bis zur Vorderkante aufgebaut, so dass der Krümmungsradius dort größer ist, wo die Gradienten höher sind.

Der Unterschallteil der Druckseite besteht aus einem Kreis (a'-CPPS,0) mit demselben Radius und derselben Winkelausdehnung (γ_{PS}) wie der erste Kreis der Unterschall-Saugseitenkonstruktion (a–b) und einem Bézierpolynom 2. Ordnung, das wie im Fall der nicht abgedeckten

Abschließend sei darauf hingewiesen, dass die Anzahl der Leitschaufeln zwar eine unabhängige Variable ist, das vorliegende Entwurfsverfahren jedoch keine Aussage über die Festigkeit der Leitschaufelreihen zulässt, da sich die Leitschaufelsehne aus dem Entwurfsverfahren ergibt.

2.3. CFD-Einrichtung

Die Konstruktionspezifikationen des Stators, wie z. B. Ein- und Auslassströmungswinkel und Leitschaufelhöhe, sind einem der Testfälle entnommen, die in der früheren Arbeit der Autoren [3] untersucht wurden. Darin wird ein vorläufiger RIT-Entwurf beschrieben, der mithilfe eines internen Mean-Line-Codes erstellt wurde, der mit der thermodynamischen Bibliothek CoolProp verknüpft ist [24]. Genauer gesagt geht der ausgewählte Testfall von R245fa als Arbeitsmedium aus, das ein volumetrisches Expansionsverhältnis von 14 mit einer Gesamttemperatur und einem Gesamtdruck vor dem Stator von 439 K bzw. 28 bar durchläuft. Der Turbinenkandidat wurde aus den konvergierten Fällen der parametrischen Analyse ausgewählt, wobei diejenigen mit nicht realisierbaren Geometrien, übermäßiger Rotorströmungsdrehung und zu geringer Leitschaufelhöhe (unter 2 mm) verworfen wurden.

Die mit dem oben beschriebenen Verfahren gebauten RIT-Leitschaufeln wurden anschließend mittels viskosen, stationären RANS-3D-CFD-Berechnungen untersucht, die mit dem ANSYS Fluent®- Solver v 17.1 durchgeführt wurden. Alle Berechnungen wurden mit einem dichtebasierten Solver mit impliziter Formulierung und einer Courant-Zahl von 5 durchgeführt. Als Flussschema wurde die Roe-FDS-Methode ausgewählt. Bezüglich der räumlichen Diskretisierung wurde für die Gradientenrekonstruktion ein auf kleinsten Quadraten basierendes Schema verwendet, während für Strömung und Turbulenz die Aufwind-Diskretisierung zweiter Ordnung ausgewählt wurde. Schließlich wurde das $k-\epsilon$ -SST-Modell zur Lösung des Turbulenzproblems verwendet. Die thermodynamischen Eigenschaften realer Gase wurden mittels REFPROP [27] über die integrierten Fluent-Routinen ausgewertet. Bezüglich der Konvergenzprüfung wurde eine Lösung erster Ordnung erreicht, bevor zur räumlichen Diskretisierung zweiter Ordnung gewechselt wurde.

Der Fluidbereich, der in Abbildung 4 zusammen mit dem Netz für den Fall mit 15 Leitschaufeln–75° Metallwinkel am Auslass gezeigt ist, wurde in Bezug auf die Leitschaufel stromaufwärts und stromabwärts erweitert, um nicht-physikalische Lösungen mit rotationsperiodischen Randbedingungen an den Seiten des Bereichs zu vermeiden. Nabe, Mantel und Laufschaufelwände wurden als adiabatisch mit Haftbedingungen betrachtet. Die Strömungsrandbedingungen wurden in Bezug auf Gesamtdruck und Temperatur sowie Strömungsrichtungswinkel am Einlass und statischen Druck am Auslass festgelegt. Ein statischer Auslassdruck von 3,25 Bar wurde zugewiesen, um an der Rotoreinlassebene (R4 in Abbildung 4) einen statischen Druck zu erreichen, der nahe an dem durch den oben erwähnten vorläufigen Turbinenentwurf berechneten Druck liegt. Schließlich wurde eine Option zur starken Mittelung aktiviert, um eine Wellenreflexion an der Auslassgrenze zu vermeiden.

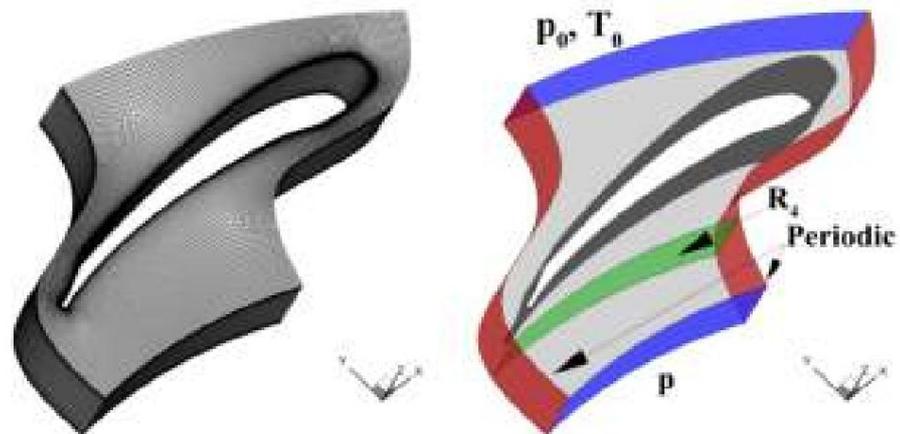


Abbildung 4. Netz und Berechnungsbereich für das Gehäuse mit 15 Flügeln und 75° Metallauslasswinkel.

Alle Netze wurden in ANSYS TurboGrid erstellt. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wurde an den Wänden auf 25 eingestellt, wobei Wandfunktionen genutzt wurden.

2.4. Netzempfindlichkeit

Eine Netzsensitivitätsanalyse wurde an einer einzelnen Geometrie mit Zwischenmerkmalen in Bezug auf den untersuchten Satz von Profilen, wie in Tabelle 1 berichtet. Vier Merkmale in Bezug auf den untersuchten Satz von Profilen, wie in Tabelle 1 berichtet. Für die Gitterkonvergenzstudie wurden Gittergrößen verwendet, die durch Verfeinerung der durchschnittlichen Abstand $h = \sqrt[3]{\text{Volumen/Zellenzahl}}$ und unter Beibehaltung des Verfeinerungsfaktors $r = h_{\text{größer}}/h_{\text{feiner}}$ immer über 1,3 von jeder Maschenweite zur feineren, Tabelle 2.

Tabelle 1. Merkmale der Flügel der Netzsensitivitätsanalyse.

Empf.	Ma4	c (mm)	Z	$\gamma_m (^\circ)$	A* (mm)	R3 (mm)
5,86 × 106	1,66	12.8	15	75	1,36	γ_{22}

Tabelle 2. Maschendaten für die Gitterkonvergenzanalyse.

Maschenzahl	Volumen (m ³)	Zellenzahl (10 ⁶)	h (m)	R
1	1,54 × 10 ⁷	0,122	1,08 × 10 ⁴	-
2	1,54 × 10 ⁷	0,287	8,12 × 10 ⁵	1,33
3	1,54 × 10 ⁷	0,679	6,10 × 10 ⁵	1,33
4	1,54 × 10 ⁷	1.604	4,58 × 10 ⁵	1,33

Nummer.

Tabelle 3 gibt die Variation mit der Maschenweite der massengemittelten Ergebnisse der Leistungskoeffizienten und mehrerer interessierender Größen an, ausgedrückt als prozentuale Differenz in Bezug auf das feinste Netz. Wie man sehen kann, sind solche Unterschiede bereits sehr gering ab der zweiten Masche. Trotz dieser sehr kleinen Variationen der 5,86 gemittelten Massenmengen, mit der Maschenweite ist die Analyse der Verteilungen in der Mitte der Spannweite (bei Rotoreintrittsradius R4) in Abbildung 5 zeigt sehr starke Schwankungen. Letzteres kann sowohl durch Expansionsventilatoren als auch durch Stoßwellen erklärt werden, die von der Hinterkante der Schaufel ausgehen, das durch die gröberen Gitter deutlich geglättet erscheint.

	1,08
1,54	8,12
1,54	6,10
1,54	4,58

Tabelle 3. Prozentuale Variation relevanter Größen mit Maschenweite: Als Referenz wird die feinste Masche verwendet.

	Maschenzahl			
	1	2	3	4
$\dot{y}p4$ (%)	2,2710	1,0476	0,4601	0
$\dot{y}4$ (%)	0,2484	0,0786	0,0418	0
$\dot{y}Ek4$ (%)	$\dot{y}0,7188$	$\dot{y}0,3013$	$\dot{y}0,0959$	0
$\dot{y}M4$ (%) $\dot{y}\dot{y}$	$\dot{y}0,3212$	$\dot{y}0,2014$	$\dot{y}0,1476$	0
(%) \dot{y}	$\dot{y}8,4196$	$\dot{y}2,3310$	0,6954	0
(%) $\dot{y}s$	$\dot{y}12,031$	$\dot{y}3,8900$	0,0304	0
(%) $\dot{y}s$	0,6587	0,1997	$\dot{y}0,0247$	0
(%) $\dot{y}p4$	2,2710	1,0476	0,4601	0

Nummer.

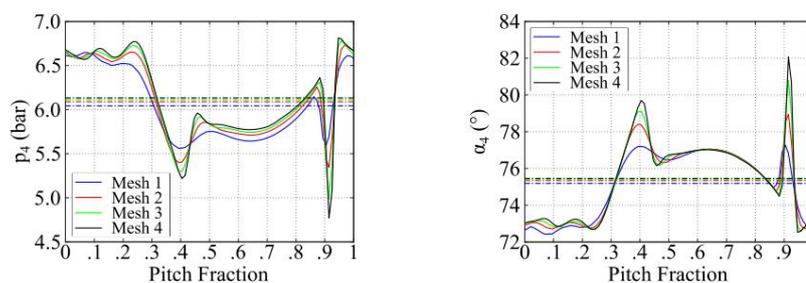


Abbildung 5. Einfluss der Maschenweite auf die Teilungsverteilung in Spanweitenmitte am Rotoreintrittsradius (durchgezogene Linie) und Durchschnittswert (Strich-Punkt-Linie): statischer Druck; absoluter Strömungswinkel.

Insbesondere berechnete Druck- und Strömungswinkelverteilungen in Spanweitenmitte

Im Fall der größten Maschen, Abbildung 5, gibt es Unterschiede mit Spitzenwerten von etwa 20 % bei in Bezug auf das feinste Netz. Basierend auf diesen Überlegungen, da der Schwerpunkt der Arbeit hauptsächlich auf die Gleichmäßigkeit des Strömungsfeldes nachgeschaltet ist, wurde beschlossen, mit einem durchschnittlicher Maschenabstand h , der dem der dritten Masche entspricht. Diese Wahl ermöglichte eine **Verbesserung der Auflösung der Expansionsventilatoren und Stoßwellen, die den sind die Hauptverursacher der Ungleichmäßigkeiten im Spielfeld.**

3. Ergebnisse

Verschiedene RIT-Leitschaufeln wurden mit Hilfe der Methode entworfen, die im Methodikabschnitt. Die neun Geometrien für die parametrische Analyse unterscheiden sich durch die Anzahl der Schaufeln Z (10, 15 und 20) und Auslassmetallwinkel $\dot{y}m$ ($70\dot{y}$, $75\dot{y}$ und $80\dot{y}$). Der Abstand zwischen Stator Hinterkante und Rotoreinlass wurden für alle Fälle konstant gehalten und entsprechen dem Wert im Mittelliniendesign gefunden. Die TE-Dicke wurde als Prozentsatz der inneren Halsfläche festgelegt (A^*), um in jedem Fall die gleiche Blockadewirkung zu erzielen. Auf diese Weise wird die tatsächliche Blockade nur abhängig von der des Grenzschichtwachstums. Das resultierende TE-Dicken-zu-Abstand-Verhältnis Das Verhältnis beträgt ungefähr $1,49 \times 10\dot{y}2$.

Bezüglich der Ziel-Machzahl (ME), die für die Charakteristikmethode eingegeben wird, wurde beschlossen, den Wert bei 1,55 zu belassen. Letzterer liegt unter dem Mach-Wert an der Statoraustrittsebene aus der Mittellinienkonstruktion (1,66) und gewährleistet so, dass die Strömung erfährt eine weitere Expansion bis zum Statoraustrittsblech. Diese Expansion vom Düsenkern Auslass (Ebene E in Abbildung 3) zur TE-Ebene könnte eine stabilisierende Wirkung auf die Grenze haben Schicht und könnte daher von Vorteil sein. Die daraus resultierenden Auslegungsausdehnungsverhältnisse in der Düse Kern (Kehleebene E) und Halbschaufelbereich betragen 2,14 bzw. 1,27.

Nachfolgend werden die Ergebnisse der numerischen Berechnungen der Geometrien vorgestellt. Zunächst werden statischer Druck, Machzahl und Gesamtdruckverteilung in Spanweitenmitte sind für den Fall von 15 Schaufeln und 75° Metallauslasswinkel in Abbildung 6 dargestellt, mit der Überlagerung von Stromlinien. Dies ermöglicht die Visualisierung von Expansionsfächern und Kompressionswellen, die kann deutlich anhand der Stromlinienablenkung, Bild 6a,b, und durch die Totaldruckdefekt im Nachlauf hinter der Hinterkante, Abbildung 6c.

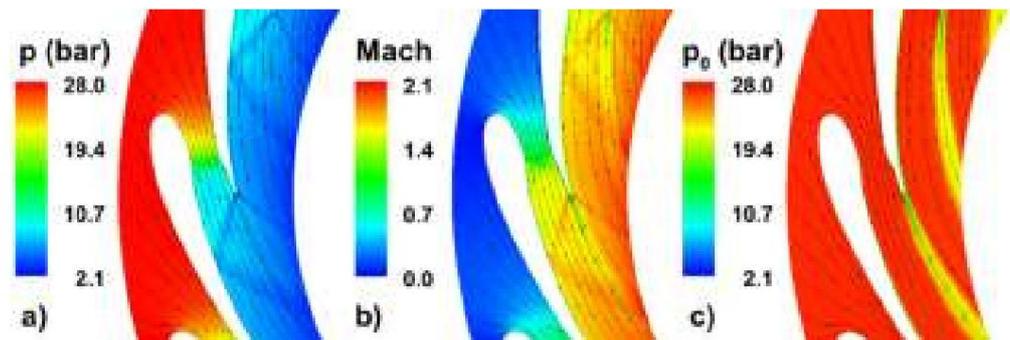


Abbildung 6.15 Leitschaufeln – 75° Auslassmetallwinkelverteilungen in der Spannweitenmitte: (a) statischer Druck; (b) Mach- Zahl; (c) Gesamtdruck.

Einen genaueren Einblick in die Merkmale des Strömungsfelds und in die Ungleichmäßigkeiten stromabwärts wird im nächsten Abschnitt durch die Konturen von Blatt zu Blatt in der Mitte sowie die Verteilungen nach der Teilung in der Mitte der Spannweite gewährt, wodurch die Beurteilung des Einflusses von Metallwinkel

3.1. Strömungsstrukturen

Um die charakteristischen Merkmale der Strömungsstrukturen sowie den Einfluss der Konstruktionsparameter zu untersuchen, werden Druckgradientenverteilungen von Schaufelblatt zu Schaufelblatt in der Mitte für die 9 Geometrien in Abbildung 7 dargestellt. Einige gemeinsame Merkmale können in Form von rechtslaufenden (RR) und linkslaufenden (LR) Expansionsfächern an der inneren Engstelle A* in Abbildung 3 identifiziert werden, zusammen mit dem bekannten Überschallströmungsmuster an der Hinterkante, das auch für Axialturbinenstatorer typisch ist. Letzteres besteht insbesondere aus:

- LR-Expansionsfächer (Markierung A, Abbildung 6);

- LR-Stoß (Markierung B), der sich nach dem Expansionsfächer A befindet; den erwähnten Wellensätzen, einer weiteren besonderen Struktur (Markierungen E' und E'') und
- RR-Expansionsfächer, die sich dann auf der Saugseite der benachbarten Schaufel widerspiegeln (Markierung E'').

- LR-Expansionswelle (Tag C);
- RR-Stoß, der als LR-Stoß (Markierung E) auf der Saugseite der benachbarten Leitschaufel reflektiert wird. Neben den oben erwähnten Wellensätzen ist eine weitere besondere Struktur zu erkennen, nämlich zwei Sätze von LR-Kompressionswellen im Durchgang, die durch die nicht-gerade Form der hinteren Saugseite entstehen. Die erste befindet sich ungefähr am Anfang der unbedeckten Saugseite (Markierung E', Abbildung 7), und die zweite kann in Richtung der Hinterkante erkannt werden (Markierung E'', Abbildung 7). Es ist erwähnenswert, dass die Stellen direkt nach der Austrittsebene des Düsenkerns zu finden sind (Markierung E'). Umgekehrt scheinen die LR-Kompressionswellen im Durchgang stark von der Leitschaufelanzahl und dem Auslasswinkelkombination aus Metall beeinflusst zu werden, was sich aus der Methode zur Parametrisierung der Leitschaufeln ergibt.

Tatsächlich kann in den Fällen mit dem höchsten Metallwinkel nur die Kante der LR-Kompressionswellen im Durchgang (Markierung E'') gefunden werden, die sich direkt hinter der Austrittsebene des Düsenkerns befindet (Markierung E'). Umgekehrt ist in den Fällen mit dem mittleren Metallwinkel, in denen nur der zweite Satz (Markierung E'') vorhanden ist, der erste Satz (Markierung E') stromabwärts verschoben und der zweite Satz Kompressionswellen (obwohl von sehr geringer Intensität) kann in Richtung der Hinterkante (Markierung E'') gesehen werden.

Schließlich ist in den Fällen mit niedrigem Metallwinkel nur der zweite Satz (Markierung „E'') vorhanden, da die Krümmungsverteilung der hinteren Saugseite unterschiedlich ist. Schließlich ist anzumerken, dass im Fall mit 20 Leitschaufeln und 70° Metallwinkel am Auslass (Abbildung 7) die Platzierung der LR-Kompressionswellen im Durchgang so nahe an der Hinterkante liegt, dass es ziemlich schwierig ist, sie von der LR-Stoßwelle an der Hinterkante (Markierung „B'') zu unterscheiden. Tatsächlich verschmelzen solche Wellen fast, während sie stromabwärts wandern, wodurch der Expansionsfächer (Markierung

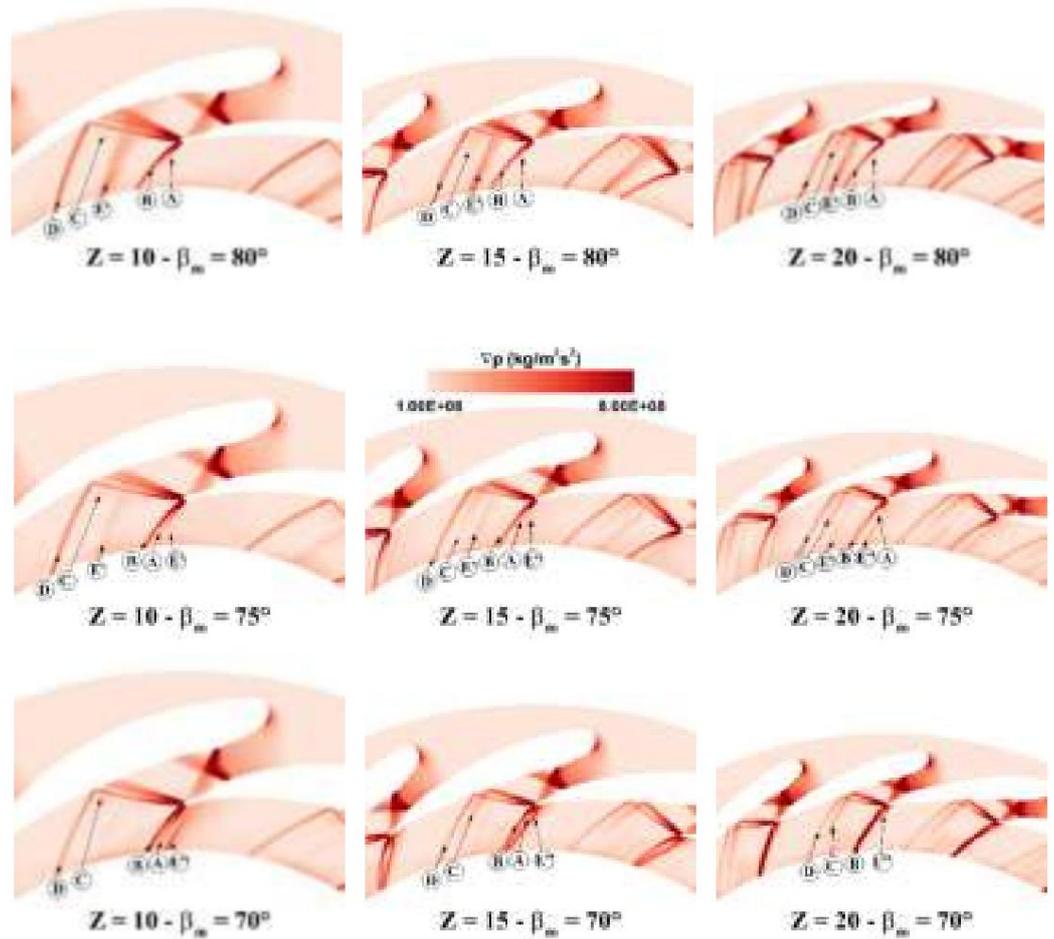


Abbildung 7. Druckgradientenkonturen.

3.2. Tonhöhen-spezifische Verteilungen

Die Abbildungen 8 und 9 zeigen die Druckverteilung in der Mitte der Spannweite (ausgedrückt als prozentuale Abweichung vom Durchschnittswert) am Rotoreinlassradius (R4) als Funktion der relativen Winkelkoordinate in Bezug auf den Winkelanstieg. Es ist erwähnenswert, dass ein Steigungsanteil von Null der rechten Ecke des Berechnungsbereichs Tag E'' entspricht und praktisch mit dem Trail- (Abbildung 4) verschmilzt, während die Einheit der linken Ecke entspricht

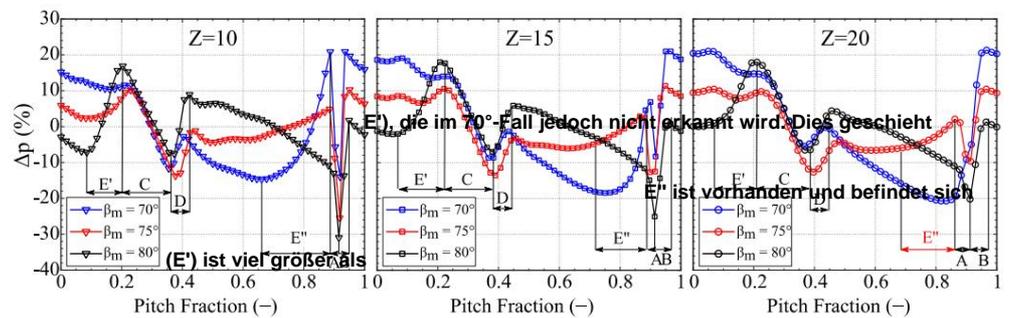


Abbildung 8. Statische Druckverteilung in der Mitte der Spannweite am Rotoreintrittsradius, ausgedrückt als prozentuale Abweichung vom Mittelwert, gruppiert nach der Anzahl der Leitschaufeln.

Tag E'' (die sich in diesem Fall befinden

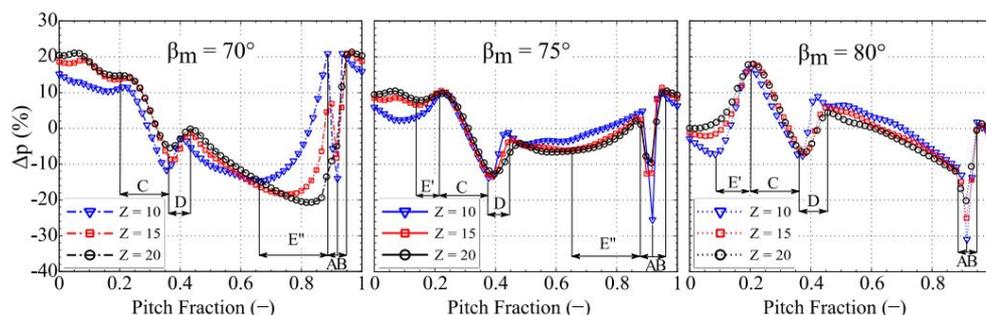


Abbildung 9. Statische Druckverteilung in der Mitte der Spannweite am Rotoreinlassradius, ausgedrückt als prozentuale Abweichung in Bezug auf den Mittelwert, gruppiert nach Auslassmetallwinkel.

Bezogen auf die 10 Leitschaufelkonfigurationen (Abbildung 8, $Z = 10$) ist in der Verteilung hinter der Hinterkantenposition (niedrigste Anteile der Steigung) ein leicht abnehmender Trend zu erkennen, der auf den Nachlaufeffekt zurückzuführen ist.

Dann zeigen Fälle mit Metallauslasswinkeln von 75° und 80° einen plötzlichen Druckanstieg (aufgrund von Kompressionswellen E' im Durchgang), der im Fall von 70° hingegen nicht erkannt wird. Dieses Phänomen kann durch die Druckgradienten in Abbildung 7 erklärt werden, wenn man beobachtet, dass in Fällen von 70° nur der zweite Satz von LR-Kompressionswellen E'' im Durchgang vorhanden und in der Nähe der Hinterkante angeordnet ist. Darüber hinaus ist im Fall von 80° der Druckanstieg aufgrund der LR-Kompressionswellen (E') im Durchgang viel größer als im Fall von 75° , was mit der stärkeren Krümmung übereinstimmt, die im Fall von 80° direkt nach dem Auslassabschnitt des I

Bei der Bewegung in Richtung höherer Steigungsanteile erfahren alle drei Verteilungen eine schnelle Expansion von vergleichbarer Intensität aufgrund der Präsenz des reflektierten, nach links laufenden Expansionsfächers (Markierung C in Abbildung 7). Nach dem Tal steigt der Druck wieder an, da die Flüssigkeit durch die reflektierte, nach links laufende Stoßwelle strömt (Markierung D in Abbildung 7).

Wenn man sich weiter in Richtung des Einheitsteilungsanteils bewegt, lassen sich je nach Metallwinkel unterschiedliche

Trends erkennen: Im Fall von 70° beginnt die Druckverteilung nach einem anfänglichen Abfall aufgrund der Kompressionswellen im Durchgang, Markierung E'' (die sich in diesem Fall (Markierung E') als Folge der unbedeckten Krümmungsverteilung auf der Saugseite fast an der Hinterkante der Leitschaufel befinden), sehr steil anzusteigen.

Umgekehrt zeigt der 80° -Fall aufgrund einer geringeren Krümmung des Endteils der Saugseite der Schaufel einen abnehmenden Trend.

Ein Zwischentrend findet in der 75° -Anordnung statt (die auch durch einen schwachen zweiten Satz von Kompressionswellen in der Passage gekennzeichnet ist, Markierung E''). In diesem Fall folgt auf einen anfänglich abnehmenden Trend aufgrund der Kompressionswellen ein zunehmender Trend.

Anschließend ist in allen drei Fällen eine plötzliche Expansion zu erkennen (wenn auch im 70° -Fall viel größer), und zwar aufgrund des linkslaufenden Expansionsfächers, Markierung A in Abbildung 7. Der Druck steigt in allen drei Fällen erneut aufgrund der linkslaufenden Stoßwelle, Markierung B, Abbildung 7. Schließlich tritt in allen diesen Fällen eine leichte Expansion hinter der Hinterkante auf.

Das gleiche Druckmuster findet sich in Abbildung 8 ($Z = 15$ und 20), allerdings mit unterschiedlichen Werten. Die einzige relevante Ausnahme tritt bei der 20-Flügelanordnung, bei der der zweite Satz von Kompressionswellen im Durchgang, Markierung „E“, praktisch mit der Stoßwelle an der Hinterkante verschmilzt.

3.2.1. Schaufelzahleffekt

Wie aus Abbildung 9 ersichtlich, ist der Gesamteffekt der Schaufelanzahl besonders in den Fällen mit einem Metallauslasswinkel von 75° und 80° gering. Die größten Unterschiede liegen zum einen beim LR-Expansionsfächer (Markierung A, Abbildung 7) und der LR-Stoßwelle (Markierung B, Abbildung 7), mit schärferen Trends im Fall mit der niedrigsten Schaufelanzahl und zum anderen bei der Größe des Druckanstiegs aufgrund der Kompressionswellen im Durchgang (Markierung E').

Unterschiede, die durch die Anzahl der Schaufeln verursacht werden, sind nur bei den 70° -Auslassmetallschaufeln deutlicher. In den Fällen im Bereich zwischen der reflektierten LR-Stoßwelle (Tag D) und dem LR-Expansionsfächer (Tag A), Abbildung 9. Tatsächlich sind in dieser Region solche Fälle durch die Anwesenheit der Kompressionswellen im Durchgang (Markierung E, Abbildung 7), die viel früher auftreten, als die Schaufelzählung verringert wird.

3.2.2. Entladungsmetallwinkel

Deutlich unterschiedliche Trends lassen sich in den 80° - und 75° -Metallwinkeln erkennen, Abbildung 9, innerhalb des Bereichs zwischen reflektierter LR-Stoßwelle (Tag D, Abbildung 7) und LR Expansionsventilator (Tag A, Abbildung 7). Insbesondere im ersten Fall eine monoton abnehmende Trend zu erkennen ist, während im letzteren Fall nach einer gewissen Zeit ein zunehmendes Muster vorliegt Tonhöhenanteil, als Folge einer schwächeren Kompressionswelle im Durchgang (Tag E“). In Bezug auf die 70° Fall ist ein monoton abnehmender Trend bis zum Druckanstieg zu beobachten, der durch durch Kompressionswellen im Durchgang (Markierung E“).

Darüber hinaus weisen 80° -Metallwinkelgehäuse immer das tiefere Tal auf, das mit der LR-Erweiterungslüfter (Markierung A).

Da die meisten der oben genannten Merkmale der Druckverteilungen in Bezug auf die Tonhöhe durch Stromlinien verursacht werden, die Mach-Wellen kreuzen, lassen sich ähnliche Trends erke für Strömungswinkelverteilungen in Bild 10. In diesem Fall jedoch maximal Abweichungen vom Mittelwert nicht mehr als 15% betragen, bei unveränderter Schaufelzahl und Auslass Metallwinkel.

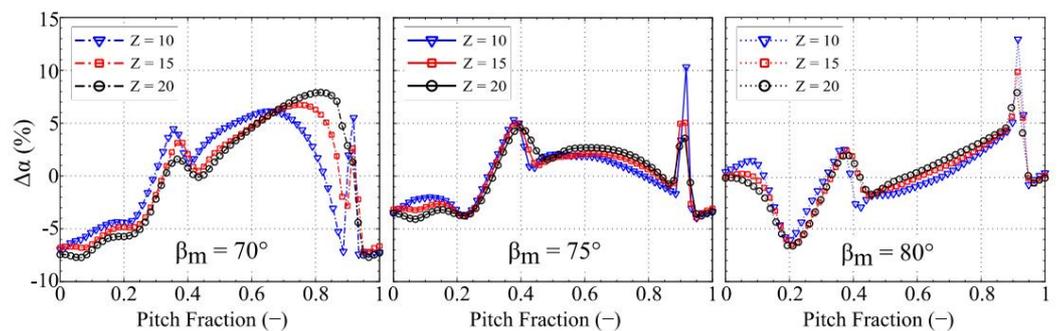


Abbildung 10. Verteilung des Strömungswinkels in Spannweitenmitte (abs. Referenzrahmen) am Rotoreinlassradius ausgedrückt als prozentuale Abweichung vom Mittelwert, gruppiert nach Metallauslasswinkel.

3.3. Globale Trends

Mehrere Gütezahlen wurden berücksichtigt, um eine globale Skizze jedes Stators zu erstellen Leistung in Bezug auf Verluste und Gleichmäßigkeit des Strömungsfeldes nachgeschaltet. Für was betrifft Statorwirkungsgrad Ersteres, Gesamtkoeffizient Verlustkoeffizient $\dot{\gamma}$ und Statorwirkung berücksichtigt. In Gleichung (6) werden die Auslasseigenschaften an der Rotoreinlassradiusoberfläche ausgewertet.

$$Y = \frac{p_0 \text{ Eingang } \dot{\gamma} p_0 \text{ Ausgang}}{p_0 \text{ aus } \dot{\gamma} \text{ paus}} \cdot 100 \quad \dot{\gamma} = \frac{\frac{2}{\text{raus}} \frac{\dot{\gamma}}{\text{ist}} \frac{2}{\text{ist}} \dot{\gamma} 100 \text{ v}}{2} \cdot 100 \quad \dot{\gamma} = \frac{\dot{\gamma}_0 \text{ in } \dot{\gamma} \text{ hout}}{\dot{\gamma}_0 \text{ in } \dot{\gamma} \text{ hout ist}} \dot{\gamma} 100 \quad (6)$$

Der Grad der Ungleichmäßigkeit der einzelnen Geometrien wurde für mehrere Größen in Bezug auf die Verteilung in Feldmitte am Rotoreintrittsradius, mittels der Gütezahl, die in Gleichung (7) definiert ist, wobei $\dot{\gamma}$ eine allgemeine Größe ist von Interesse. Diese Zahl quantifiziert die durchschnittliche Abweichung jeder Verteilung von ihrem Durchschnitt Wert (durch den Überstrich gekennzeichnet), normalisiert durch die Winkelneigung.

$$\frac{\dot{\gamma}_{\text{Neigung}}}{\dot{\gamma}_{\text{Neigung}}} = \frac{\int_0^{100} |\dot{\gamma} - \bar{\dot{\gamma}}| d\dot{\gamma}}{\bar{\dot{\gamma}}} \cdot 100 \quad (7)$$

Statorwirkungsgrad als Funktion der Leitschaufelzahl Z und des Metallaustrittswinkels $\dot{\gamma}$

niedrige Schaufelzahl Z und hoher Metallaustrittswinkel $\dot{\gamma}$

Abbildung 11 zeigt die Konturdiagramme für Gesamtdruckverlust, kinetischen Verlustkoeffizienten und Statorwirkungsgrad als Funktion der Leitschaufelzahl Z und des Metallauslasswinkels β_m . Für alle drei Parameter lässt sich ein klarer und konsistenter Trend erkennen. Tatsächlich treten sowohl bei niedriger Leitschaufelzahl Z als auch bei hohem Metallauslasswinkel β_m höhere Verluste auf, und es tritt eine fortschreitende Abnahme auf, wenn die Leitschaufelzahl erhöht und der Metallauslasswinkel verringert wird. Ein Mindestniveau wird in der gegenüberliegenden Ecke der Karte erreicht, bei dem niedrigsten Metallauslasswinkel und der höchsten Leitschaufelzahl.

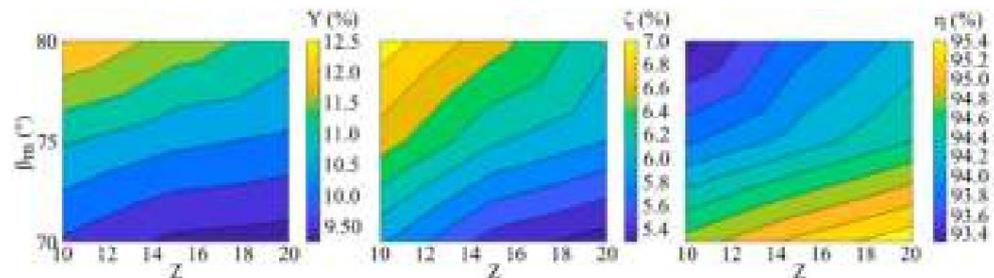


Abbildung 11. Verteilung des Statorleistungsindex als Funktion der Leitschaufelzahl und des Metallauslasswinkels : Gesamtdruckverlust Y , kinetischer Verlustkoeffizient ζ , Statorwirkungsgrad η .

Abbildung 12 zeigt die Konturdiagramme des Ungleichmäßigkeitsindex für die Machzahl und den Auslassströmungswinkel in Spannenmitte (beide im absoluten Referenzrahmen) am Rotoreinlassradius als Funktion der Schaufelanzahl Z und des Auslassmetallwinkels β_m . Es ist bemerkenswert, dass in Bezug auf die Verluste ein entgegengesetzter Trend zu beobachten ist, da die niedrigsten Ungleichmäßigkeitskoeffizienten durch Konfigurationen mit niedriger Schaufelanzahl und hohem Auslassmetallwinkel erreicht werden. Darüber hinaus scheint der Ungleichmäßigkeitsgrad des Auslassströmungswinkels nur schwach von der Schaufelanzahl beeinflusst zu werden. Generell gilt, dass trotz der schärferen Trends in Abbildung 9 niedrigere Schaufelanzahlen insgesamt niedrigere Ungleichmäßigkeitskoeffizienten aufweisen.

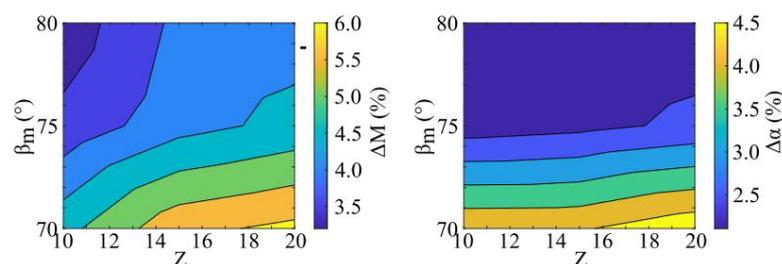


Abbildung 12. Verteilung des Ungleichmäßigkeitsindex als Funktion der Schaufelanzahl und des Metallauslasswinkels: Mach-Zahl und absoluter Strömungswinkel.

Abschließend sei bemerkt, dass sich in den Abbildungen 11 und 12 insgesamt widersprüchliche Trends zwischen den Optima aus Verlustperspektive und der Gleichmäßigkeit des Strömungsfelds stromabwärts zeigen, was auf die Notwendigkeit von Optimierungsstrategien mit mehreren Zielen schließen lässt.

4. Schlussfolgerungen

Die vorliegende Arbeit basierte auf einer Anpassung der Charakteristikmethode an dichte Gase zur inversen Gestaltung des divergierenden Abschnitts scharfkantiger Minimallängendüsen.

Die angepasste Charakterisierungsmethode wurde verwendet, um Überschallschaufeln von Radialturbinen für organische Rankine-Kreisläufe zu entwerfen, und zwar mittels einer einfachen Schaufelparametrisierungsmethode, bei der die umgekehrte Konstruktion des divergierenden Düsenabschnitts in die Methode passt gut in ein herkömmliches Konstruktionsverfahren und ermöglicht es dem Konstrukteur, die Schaufelhöhe (normalerweise in der vorläufigen Konstruktionsphase festgelegt), die Schaufelanzahl und den Auslassmetallwinkel unabhängig voneinander einzustellen.

Mit dieser Methode wurde der kombinierte Effekt der Schaufelanzahl und des Metallwinkels am Auslass auf die Statorverluste und die Gleichmäßigkeit des nachgeschalteten Strömungsfelds für neun Statoren untersucht.

um R245fa zu erweitern und gleichzeitig die gleiche MoC-Ziel-Mach-Zahl (bei AE) niedriger zu halten als die Stator -Entladungs-Mach-Zahl.

Die Randbedingungen sowie die vorläufigen Konstruktionspezifikationen wurden einer früheren Veröffentlichung der Autoren entnommen, in der ein interner Mean-Line-Code verwendet wurde, um die vorläufige Turbinenkonstruktion zu erstellen und eine parametrische Analyse des Konstruktionsraums durchzuführen. Die CFD-Analysen der neun Geometrien enthüllten widersprüchliche Trends zwischen optimaler Statoreffizienz und Gleichmäßigkeit des nachgeschalteten Strömungsfelds, sodass mehrzielige Optimierungsstrategien erforderlich wurden. Um weitere Einblicke in die Mechanismen zu gewinnen, die dieses Phänomen verursachen, wurden Druckgradienten in der Spannweite verwendet, um die Mach-Wellenmuster zu visualisieren. Ihr Einfluss wird mit den teilungsweisen Verteilungen in der Spannweite am Rotoreinlass korreliert, und die Auswirkungen der Leitschaufeln. Der Gesamteffekt der Schaufelanzahl schien gering zu sein, auch wenn lokal schärfere Trends zu beobachten sind, wenn die Schaufelanzahl reduziert wird. Der Metallwinkel am Auslass hatte offenbar einen größeren Effekt auf die Gesamtverteilung in der Mitte der Spannweite am Statorauslass und insbesondere auf den Trend im hinteren Saugseitenbereich. Darüber hinaus waren die lokalen Trends umso schärfer, je höher der Metallwinkel am Auslass war.

Trotz der einfachen Methode zur Parametrisierung der Leitschaufeln, die in dieser Arbeit verwendet wurde, liefern die Ergebnisse neuartige Beiträge, insbesondere hinsichtlich der Auswirkungen des Metallwinkels am Auslass und der Leitschaufelanzahl sowie der widersprüchlichen Trends hinsichtlich optimaler Statoreffizienz und Gleichmäßigkeit des nachgeschalteten Strömungsfelds.

Zu den Entwicklungen der vorliegenden Arbeit gehört die instationäre Simulation der Wechselwirkung zwischen Stator und Rotor [28]. Mögliche zukünftige Arbeiten könnten die Untersuchung der Auswirkung der Ziel-Mach-Zahl für den MoC im Hinblick auf die Aufteilung des Expansionsverhältnisses zwischen beschaukeltem und halbbeschaukeltem Teil des Leitschaufelkanals umfassen. Verbesserungen der Leitschaufelparametrisierungsmethode könnten die Verwendung von Bezier-Polynomen höherer Ordnung speziell für die hintere Saugseite umfassen, wodurch mehr Freiheitsgrade für die Krümmungsverteilung ermöglicht werden, obwohl die Benutzerfreundlichkeit zur Generierung einer ersten geschätzten Geometrie verbessert werden kann.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, AC und RT; Methodik, AC und RT; Software, AC; Validierung, AC, RT; Untersuchung, AC und RT; Datenkuratierung, AC; Schreiben – Vorbereitung, Überprüfung und Bearbeitung des Originalentwurfs, AC und RT; Visualisierung, AC; Überwachung, RT. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Die in dieser Studie präsentierten Daten sind auf Anfrage beim entsprechenden Autor erhältlich.

Danksagungen: Die Charakteristikmethode und die Überschall-Radialschaufel-Designmethode sind in MATLAB R2019a implementiert. CFD-Berechnungen wurden in ANSYS Fluent® 17.1 durchgeführt.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

Abkürzungen

EoS	Zustandsgleichung
ORC	Organischer Rankine-Zyklus
LE	Vorderkante
LR	Links läuft
MoC	Methode der Charakterisierung
PS	Druckseite
RIT	Radialturbine
RR	Rechtslauf

RR	Rechtslauf
SS	Saugseite
TE	Hinterkante

Symbole

A	Bereich
M	Mach-Zahl
R	Radius
V	Spezifisches Volumen
Y	Gesamtdruckverlust
Z	Anzahl der Schaufeln
A	Schallgeschwindigkeit
B	Flügelhöhe
C	Akkord
H	Maschenabstand
P	Druck
R	Netzverfeinerung
S	Entropie
—	Fließgeschwindigkeit

Griechen

\ddot{y}	Grundlegende Ableitung der Gasdynamik
\dot{y}	Absoluter Fließwinkel (\dot{y})
$\ddot{y}m$	Metallwinkel (\ddot{y})
\ddot{y}	Winkel
μ	Mach-Winkel
\ddot{y}	Prandtl-Meyer-Funktion
\ddot{y}	Dichte
\ddot{y}	Fließwinkel in MoC
\ddot{y}	Effizienz
\ddot{y}	Kinetischer Verlustkoeffizient

Indizes

0	Gesamtmenge
3	Statoraustrittsfläche
4	Rotoreintrittsfläche
E	Düsenkernausgang
C	Kritischer Punkt
R	Reduziert
In	Einlass
Ist	Isentrop
aus	Auslauf

Hochgestellte Zeichen

*	Eigentum an der Kehle
---	-----------------------

Verweise

1. Astolfi, M.; Martelli, E.; Pierobon, L. Thermodynamische und technoökonomische Optimierung von Organic Rankine Cycle-Systemen Organic Rankine Cycle (ORC)-Energiesysteme; Woodhead Publishing: Sawston, Großbritannien, 2017; S. 173–249. [\[CrossRef\]](#)
2. Colonna, P.; Casati, E.; Trapp, C.; Mathijssen, T.; Larjola, J.; Turunen-Saaresti, T.; Uusitalo, A. Organic Rankine Cycle Power Systeme: Vom Konzept zur aktuellen Technologie, Anwendungen und einem Ausblick in die Zukunft. J. Eng. Gas Turbines Power 2015, 137, 100801. [\[CrossRef\]](#)
3. Capiello, A.; Tuccillo, R. Design und CFD-Analyse einer Radial-Einströmungsturbine für ORC-Anwendungen im kleinen Maßstab. In Proceedings des 75. Nationalen ATI-Webkongresses der E3S – Nr. 7 Saubere Energie für alle (ATI. 2020), Rom, Italien, 15.–16. September 2020; Band 197, S. 11005. [\[CrossRef\]](#)

4. Moffitt, TP Maximale theoretische tangentielle Geschwindigkeitskomponente möglich von geraden konvergierenden und konvergierend-divergierenden Statoren bei überkritischen Druckverhältnissen, Cleveland. 1958. Online verfügbar: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19930085040> (abgerufen am 10. November 2019).
5. Ohlsson, GO Überschallturbinen. *J. Eng. Power* 1964, 86, 7–12. [\[CrossRef\]](#)
6. Goldman, LJ Supersonic Turbines. In NASA-SP-290; NASA: Washington, DC, USA, 1994; S. 249–278. Online verfügbar: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19950015924> (abgerufen am 20. Mai 2019).
7. Johnston, IH; Dransfield, DC The Test Performance of Highly Loaded Turbine Stages Designed for High Pressure Ratio, London, 1959. Online verfügbar: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.227.2268&rep=rep1&type=pdf> (abgerufen am 23. September 2019).
8. Fu, C.; Zou, Z.; Kong, Q.; Cheng, H.; Zhang, W. Aerodynamisches Design und numerische Analyse einer Überschallturbinen für Turbo Pumpe. *Int. J. Turbo Jet-Engines* 2016, 33. [\[CrossRef\]](#)
9. Reichert, AW; Simon, H. Konstruktion und Strömungsfeldberechnungen für transsonische und Überschall-Radialeinströmungs-Turbinenleitschaufeln. *J. Turbomach.* 1997, 119, 103–113. [\[CrossRef\]](#)
10. Shapiro, A.; Edelman, G. Charakteristikmethode für zweidimensionale Überschallströmung: Grafische und numerische Verfahren; Massachusetts Institute of Technology: Cambridge, MA, USA, 1947.
11. Aldo, AC; Argrow, BM Überschall-Düsendesign mit minimaler Länge für dichte Gase. Im fünften jährlichen Workshop zur Wärme- und Flüssigkeitsanalyse; NASA, Lewis Research Center: Cleveland, OH, USA, 1993. Online verfügbar: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19940019183> (abgerufen am 11. März 2020).
12. Hoffren, J.; Talonpoika, T.; Larjola, J.; Siikonen, T. Numerische Simulation des realen Gasflusses in einem Überschallturbinen-Düsenring. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2002, 124, 395–403. [\[CrossRef\]](#)
13. Harinck, J.; Turunen-Saaresti, T.; Colonna, P.; Rebay, S.; Van Buijtenen, J. Computergestützte Untersuchung eines radialen Organic Rankine Cycle-Turbinenstators mit hohem Expansionsverhältnis. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2010, 132, 054501. [\[CrossRef\]](#)
14. Harinck, J.; Pasquale, D.; Pecnik, R.; van Buijtenen, J.; Colonna, P. Leistungssteigerung einer radialen Organic Rankine Cycle-Turbine mittels automatisierter rechnergestützter Strömungsdynamik. *Proc. Inst. Mech. Eng. Teil A J. Power Energy* 2013, 227, 637–645. [\[CrossRef\]](#)
15. Pasquale, D.; Ghidoni, A.; Rebay, S. Formoptimierung einer Radialturbinendüse mit Organic Rankine Cycle. *J. Eng. Gasturbinen Power* 2013, 135, 042308. [\[CrossRef\]](#)
16. Wheeler, APS; Ong, J. Die Rolle der dichten Gasdynamik bei der Leistung von Turbinen im organischen Rankine-Zyklus. *J. Eng. Gasturbinen Power* 2013, 135, 102603. [\[CrossRef\]](#)
17. Anand, N.; Vitale, S.; Pini, M.; Otero, GJ; Pecnik, R.; Otero-Rodríguez, GJ Entwurfsmethodik für radiale Überschallschaufeln Betrieb unter nichtidealen Strömungsbedingungen. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2018, 141. [\[CrossRef\]](#)
18. White, MT; Markides, CN; Sayma, AI Arbeitsfluidersatz in Überschall-Organic-Rankine-Cycle-Turbinen. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2018, 140, 091703. [\[CrossRef\]](#)
19. Rinaldi, E.; Pecnik, R.; Colonna, P. Instationärer Betrieb einer hochüberschallstarken Organic Rankine Cycle-Turbine. *J. Turbomach.* 2016, 138, 121010. [\[CrossRef\]](#)
20. Rohlik, HE Analytische Bestimmung der Geometrie von Turbinen mit radialer Einströmung für maximale Effizienz; National Aeronautics und Raumfahrtbehörde: Washington, DC, USA, 1968.
21. Anand, N.; Colonna, P.; Pini, M. Konstruktionsrichtlinien für Überschallstatoren, die mit Flüssigkeiten aus komplexen Molekülen betrieben werden. *Energie* 2020, 203, 117698. [\[CrossRef\]](#)
22. Argrow, BM; Emanuel, G. Vergleich von Düsen mit minimaler Länge. *J. Fluids Eng.* 1988, 110, 283–288. [\[CrossRef\]](#)
23. Argrow, BM; Emanuel, G. Computergestützte Analyse des transsonischen Strömungsfelds von zweidimensionalen Düsen mit minimaler Länge. *J. Fluids Eng.* 1991, 113, 479–488. [\[CrossRef\]](#)
24. Bell, IH; Wronski, J.; Quoilin, S.; Lemort, V. Bewertung der thermophysikalischen Eigenschaften reiner und pseudoreiner Fluide und die Open-Source-Bibliothek für thermophysikalische Eigenschaften CoolProp. *Ind. Eng. Chem. Res.* 2014, 53, 2498–2508. [\[CrossRef\]](#) [\[PubMed\]](#)
25. Cramer, MS; Crickenberger, AB Prandtl-Meyer-Funktion für dichte Gase. *AIAA J.* 1992, 30, 561–564. [\[CrossRef\]](#)
26. Vanco, MR; Goldman, LJ Computerprogramm für den Entwurf einer zweidimensionalen Überschalldüse mit scharfkantiger Kehle; NASA: Cleveland, OH, USA, 1968. Online verfügbar: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19680005278> (abgerufen am 14. März 2020).
27. Lemmon, EW; Huber, ML; McLinden, MO NIST Standard Reference Database 23, Referenz-Thermodynamische und Transporteigenschaften von Fluiden (REFPROP), Version 9.1; National Institute of Standards and Technology: Gaithersburg, MD, USA, 2013.
28. Cappiello, A.; Tuccillo, R. Einfluss von Überschalldüsen-Designparametern auf die instationäre Stator-Rotor-Interaktion in Radial-Einströmungsturbinen für Organic Rankine Cycles, ASME Paper GT2021-59123. In Proceedings der Turbo Expo Technical Conference, virtuelle Konferenz, 7.–11. Juni 2021.

Artikel

Einfluss des Abstands der Filmlöcher in Spann- und Stromrichtung auf die Wirksamkeit adiabatischer Filme für effusionsgekühltes Gas Turbinenschaufeln

Matthew Courtis ^{1,*} , Alexander Murray ¹ , Ben Coulton ¹ , Peter Ireland ¹ und Ignacio Mayo ²

¹ Oxford Thermofluids Institute, Universität Oxford, Oxford OX2 0ES, Großbritannien; alexander.murray@eng.ox.ac.uk (AM); ben.coulton@eng.ox.ac.uk (BC); peter.ireland@eng.ox.ac.uk (PI)

² Rolls-Royce PLC, Derby DE24 8BJ, Großbritannien; mayo@rolls-royce.com

* Korrespondenz: matthew.courtis@eng.ox.ac.uk oder matthew.courtis.10@gmail.com

Zusammenfassung: Um den Herausforderungen der erhöhten thermischen Belastungen und Leistungsanforderungen an Turbinenschaufeln von Flugzeugtriebwerken gerecht zu werden, sind fortschrittlichere Kühltechniken erforderlich. In dieser Studie wurde eine Modifikation der bekannten Goldstein-Gleichung verwendet, um die Filmwirksamkeit für ein einzelnes Filmkühlloch vorherzusagen, und die Sellers-Überlagerungsmethode angewendet, um diese Filme auf effusionsgekühlte Konfigurationen aufzutragen. Dabei wird ein relativ unproblematisches Problem von Filmlöchern in enger Spannweitennähe angegangen. In einem Versuchsaufbau wurden Infrarotkameras verwendet, um die Filmwirksamkeit von neun Geometrien mit unterschiedlichen Spannweiten- und Strömungsabständen zu bewerten. Eine höhere Porosität führte zu einem verbesserten Wärmeschutz, und der Spannweitenabstand hatte den größten Einfluss, wobei die Filmwirksamkeit bei 0,9 lag. Darüber hinaus wurde eine größere Gleichmäßigkeit in Spannweitenrichtung beobachtet. Die modifizierte Goldstein-Sellers-Methode zeigte eine gute Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen, obwohl die seitliche Vermischung unterschätzt wurde. Diese Methode stellt ein Werkzeug dar, das

Schlüsselwörter: Gasturbine; Effusionskühlung; Wärmeübertragung; Turbinenkühlung; Überlagerung



Zitat: Courtis, M.; Murray, A.; Coulton, B.; Ireland, P.; Mayo, I.

Einfluss der Filmlochabstände
in Spann- und Stromrichtung auf
Adiabatische Filmwirksamkeit für
Effusionsgekühlte Gasturbinschaufeln.

Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2021, 6, 37.

<https://doi.org/10.3390/ijtp6030037>

ijtp6030037

Wissenschaftlicher Herausgeber: Tony Arts

Erhalten: 15. Juni 2021

Akzeptiert: 30. August 2021

Veröffentlicht: 31. August 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

(<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

In den letzten Jahrzehnten ist die Betriebstemperatur von Gasturbinen jährlich um etwa 10 K gestiegen. Gemäß dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik führt ein Temperaturanstieg zu einer Erhöhung des Gesamtwirkungsgrads des Motors. Die Folge sind höhere Eintrittstemperaturen an der Turbine, die insbesondere den Leitschaufeln und den ersten Laufschaufelreihen hohe thermische Belastungen auferlegen. Um solche Probleme zu lösen und die Zuverlässigkeit der Motoren aufrechtzuerhalten, sind Kühlsysteme für die Turbinenschaufeln erforderlich. Wichtige Meilensteine wie Innenkühlung und Filmkühlung haben Eintrittstemperaturen von bis zu 2000 K ermöglicht. Der Kühlmitteldurchfluss muss minimiert werden, um aerodynamische Verluste zu begrenzen. Daher sind bei Temperaturen über 2000 K modernere Kühlmethode erforderlich. Eine höhere Motoreffizienz reduziert die Treibstoffkosten.

Bei der Transpirationskühlung werden poröse Wände genutzt, um Kühlmittel in den Strom einzuspritzen, wodurch ein Schutzfilm zwischen der Oberflächenwand und dem heißen Gas entsteht. Zur Kühlung sind

zwei Hauptprozesse beteiligt: 1. Konvektive Kühlung – zwischen Kühlfüssigkeit und poröser Wand; 2. Filmkühlung – eine Schicht aus Kühlluft über der Schaufel reduziert die Wärmeübertragung. Aus dem Heißgasquerstrom.

Folglich werden bei der Untersuchung der Turbinenkühlungsleistung im Allgemeinen zwei unterschiedliche Formen angewendet: Filmeffektivität und Metalleffektivität. Erstere stellt nur die Leistung der Filme dar und wird daran gemessen, wie nahe die adiabatische Wandtemperatur an der Kühlmitteltemperatur gehalten werden kann, wie in Gleichung (1) gezeigt. Die

sowohl die Filmkühlung als auch die interne Konvektionskühlung und bieten so eine Darstellung der Gesamtkühlleistung.

$$\dot{y}_f = \frac{T_f - T_{aw}}{T_f - T_c} \quad (1)$$

Obwohl die Transpirationskühlung seit vielen Jahren intensiv erforscht wird, wie beispielsweise in frühen Arbeiten von 1951 durch die NASA [2] oder in jüngerer Zeit durch Polezhaev [3], ist eine erfolgreiche Anwendung in Motoren aufgrund der begrenzten Anzahl verfügbarer poröser Materialien bisher nicht möglich gewesen. Darüber hinaus bleibt die genaue Modellierung der aerothermischen und mechanischen Spannungsfelder eine Herausforderung, da eine Kopplung zwischen den Strömungs-, Wärme- und mechanischen Feldern besteht. Die Komplexität wird noch weiter erhöht, wenn man die große Anzahl an Filmlöchern in hochporösen Kühlsystemen bedenkt.

Trotzdem gibt es einen Trend weg von traditionellen Filmkühlungsverfahren hin zur Effusionskühlung. Krewinkel [4] hob hervor, dass der Unterschied zwischen Transpirations- und Effusionskühlung nicht immer klar ist, obwohl erstere eher mit porösen Medien und letztere mit diskreten Filmlöchern in Verbindung gebracht wird. Dennoch stellt die Effusionskühlung einen Weg auf dem Weg zur Transpirationskühlung dar, die theoretisch eintritt, wenn Feststoff und Kühlmittel ein thermisches Gleichgewicht erreichen. In den letzten Jahren wurden zahlreiche Studien zur Effusionskühlung durchgeführt [5–9], was angesichts der großen Vorteile der Filmüberlagerung nicht überraschend ist. Diese tritt bei verringertem Abstand der Filmlöcher infolge der Filmstrahlinteraktion auf, was zu einem verbesserten Filmschutz führt, den jedes nachfolgende Filmloch nachgelagert bietet.

Die Superposition wurde erstmals von Sellers [10] vorgeschlagen. Er fand heraus, dass die Summierung der Filme aus einem einzigen Loch zur Replikation mehrerer Filmreihen genutzt werden kann. Dies entspricht der Form der Gleichung (2).

$$\dot{y}_f(x, y) = 1 - \prod_{i=1}^N \dot{y}_{f,i}(x, y) \quad (2)$$

Experimente von Muska et al. [11] und jüngst von Murray et al. [12] bestätigen die Superpositionsmethode und ihre Nützlichkeit bei der Vorhersage der mehrreihigen Filmkühlung. Letzterer verwendete eine modifizierte Goldstein-Gleichung [13] (später beschrieben, aber in der Form von Gleichung (3)), um die Filmverteilung eines einzelnen Lochs vorherzusagen und fand, in Kombination mit Sellers' Superposition, den additiven Effekt mehrerer Filmlochreihen. Jiang et al. [14] stellten fest, dass sogar eine zusätzliche versetzte Reihe (versetzt um die Hälfte des primären Abstands in Strom- und Spannweitenrichtung, x und y) eine viel höhere Filmwirksamkeit erzeugte. Sogar bei hohen Einspritzgeschwindigkeiten, bei denen sich der Kühlmittelstrom von der Metalloberfläche löste, drückten die Wirbelpaare der ersten Kühlreihe die Filme der zweiten Reihe in Richtung Oberfläche, was zu einem schnellen Wiederanhaften und verbesserten Filmschutz führte.

Murray et al. [15] verwendeten die Sellers-Methode als Teil eines entkoppelten Löser (der die internen und externen thermischen Felder separat löste) und zeigten eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen sowie ein Beispiel für effiziente numerische Studien für komplexe doppelwandige Effusionssysteme. Trotz dieser Erfolge wurde die Nähe benachbarter Löcher (spannweitige Betrachtung) nicht berücksichtigt und diese wurden daher als unabhängig betrachtet. Dies stellt ein Problem für porösere Geometrien dar, und die meisten Studien konzentrierten sich auf Filmkühlung mit relativ großen spannweitigen Abständen. Diese Studie baut auf dieser Arbeit auf, um die Methode in porösere Geometrien zu integrieren, die erforderlich sind, um von der Effusion zur transpirationsähnlichen Kühlung überzugehen.

Die vorliegende Studie untersucht den Einfluss des Abstands in Strömungs- und Spannweite auf die Wirksamkeit des Films mithilfe eines modifizierten Goldstein-Sellers-Ansatzes, der im nächsten Abschnitt erläutert wird. Eine Infrarotmethode misst die Kühlleistung für neun Geometrien bei sechs Kühlmitteldurchflussraten. Es werden numerische Ergebnisse für unterschiedliche Filmabstände präsentiert und ein fortschrittlicheres Kühllayout untersucht. Experimentelle Ergebnisse werden präsentiert, bevor ein Vergleich zwischen den beiden Ergebnissätzen ausgewertet wird. Die Arbeit

stellt einen ersten Schritt zum Verständnis der Bedeutung der Nähe der Filmlöcher dar und Erweiterungen der Goldstein-Sellers-Methode.

2. Materialien und Methoden

2.1. Forschungsobjekt

Die Leistung der Filmkühlung wurde anhand von Flachplattengeometrien beurteilt, die alle eine versetzte Anordnung von Filmöchern, die um 30° zur Plattenoberfläche geneigt sind, wie in Abbildung 1. Der Lochdurchmesser betrug in allen Fällen 4,0 mm, wobei auch zusätzliche Abmessungen angegeben wurden. Der Abstand zwischen den Filmöchern wurde sowohl in Strömungs- als auch in Spannweitenrichtung variiert für $S_x/D = 3,0, 4,5$ und $6,0$, und ähnliches für S_y/D , um eine Testmatrix mit neun Geometrien zu erstellen. Die Abdeckungsfläche der Filmöcher basierte auf einem 6×6 -Array für $S_y/D = S_x/D = 6,0$ und die anderen Abstände hatten mehr Zeilen und Spalten, um die gleiche Abdeckungsfläche zu erreichen.

Geometrische Eigenschaften	
D	4,0 mm
H	10 mm
S_x/D	3,0 , 4,5 , 6,0
S_y/D	3,0 , 4,5 , 6,0
Zeilen	11 , 8 , 6
Spalten	11 , 8 , 6
L/D	5,0
	248 mm
	178 mm
	20 mm
	29 mm
l_1	140 mm
l_2 l_3 l_4 $l_{i,x}$ $l_{i,y}$	100 mm
\tilde{y}	30 \tilde{y}

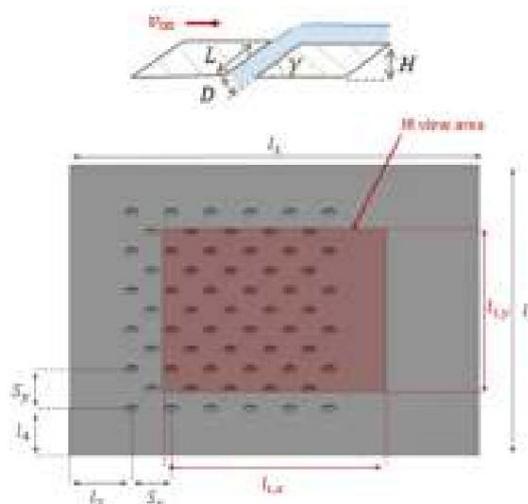


Abbildung 1. Eine schematische Darstellung der Abmessungen der flachen Plattengeometrie, wobei der rote Abschnitt der sichtbare Teil für die IR-Kamera. Die Abbildung hier zeigt die Geometrie $S_x/D = S_y/D = 6,0$.

Ein fortschrittlicheres Filmkühlsystem wurde ebenfalls numerisch untersucht. Es wurde ein Basisdesign (TD2) verwendet, das ein transpirationsähnliches Kühlsystem mit einem Porosität von 19 %. Dieses Design wurde ursprünglich nach dem Vorbild eines doppelwandigen Effusionssystems entwickelt. entwickelt von Murray et al. [16] am Oxford Thermofluids Institute (OTI) (Abgerufene URL 1. September 2021), jedoch mit einer Erhöhung der Anzahl der Filmöcher. Der Filmlochdurchmesser wurde ebenfalls auf $1/5$ der Größe herkömmlicher Löcher reduziert. Der Lochabstand betrug $S_x/D = S_y/D = 3,5$ bei einem Lochdurchmesser von 2 mm und einer „Lochverstopfung“ von 25 %. Letzteres ist definiert als das Verhältnis der Filmöcher, die aufgrund der Nähe zu internen Designmerkmalen entfernt werden (Sockel und Pralldüsen). Zum direkten Vergleich wurde der Abstand in Spannweitenrichtung variiert und der Abstand in Strömungsrichtung geändert, um die Porosität aufrechtzuerhalten, wie in Tabelle 1 aufgeführt. Die Wirksamkeit des Films wurde mit dem modifizierten Goldstein-Sellers-Ansatz für jede Konfiguration bei vier Blasverhältnissen ($M = 0,20, 0,25, 0,30, 0,35$) über den Umfang von die Domäne.

Tabelle 1. Eigenschaften für die TD2-Studie zur Filmabstandsvariation.

TD2 Studie Geometrische Eigenschaften					
D	2.0 mm				
S_x/D	4,9	4,1	3,5	3,1	2,7
S_y/D	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5

2.2. Numerische Methode

Ein interner MATLAB-Code wurde verwendet, um die Filmwirksamkeit eines beliebigen Films unter Verwendung einer modifizierten Goldstein-Korrelation vorherzusagen. Diese Methode versucht, den Zerfall von Filmen sowohl in Strom- als auch in Spannweitenrichtung zu modellieren und ist in Gleichung (3) definiert. M ist das Aufblasverhältnis des Films, angegeben als Produkt der Verhältnisse von Dichte und Geschwindigkeit zwischen Kühlmittel und frei strömendem Fluid, $M = (\rho_c v_c) / (\rho_f v_f)$. Dieser Parameter beeinflusst die folgenden Konstanten: turbulente thermische Diffusivität γ_t und x_{decay} , das Änderungen in Stromrichtung erfasst. Die Spannweiten-Distanzkonstante (c_1) und die Spannweiten-Formungskonstante (c_2), die den Spannweiten-Filmzerfall beeinflussen, sind Variablen, die sowohl vom Aufblasverhältnis M als auch von der Distanz stromabwärts des Filmlochs x abhängen. Die Werte hierfür basieren auf exper

$$\eta_f(x, y) = M \delta \gamma_t \frac{V_f D}{x/D + x_{Zerfall}} \exp \left(-\frac{j}{c_1} \right)^{c_2} \quad (3)$$

Die Filme wurden einzeln auf einem globalen Gitter platziert und der Sellers-Superposition unterzogen, wie in Abbildung 2 dargestellt. Diese Methode konnte variable Blasverhältnisse und jede Form räumlicher Konfiguration berücksichtigen. Es ist erwähnenswert, dass die verwendeten empirischen Daten ein Loch-Aspekt-Verhältnis (L/D) von 2,0 hatten, verglichen mit $L/D = 5,0$ für die in dieser Studie untersuchten Geometrien. Lutum und Johnson [18] haben gezeigt, dass ein niedrigeres Aspekt-Verhältnis die Filmwirksamkeit verringert, und daher kann die hier berechnete Filmwirksamkeit eine konservative Schätzung des tatsächlichen Wertes darstellen.

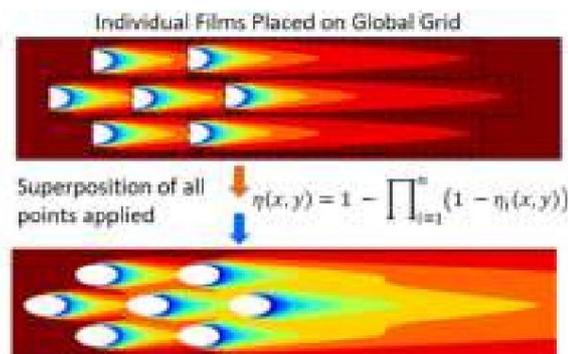


Abbildung 2. Visualisierung der Superpositionsmethode von Sellers.

2.3. Experimentelle Methode

2.3.1. Experimentelle Anlage

Für die experimentelle Studie wurde die **Double-Walled Effusion Cooling Aerothermal Facility (DECAF)** am **Oxford Thermofluids Institute** verwendet – siehe Abbildung 3. Die Anlage bietet Bedingungen für maßstabsgetreue Tests von Flachplatten-Kühlgeometrien. Murray et al. [19] liefern eine detaillierte Beschreibung der Anlage und des Messverfahrens, obwohl hier auch eine kurze Zusammenfassung bereitgestellt wird.

Die Anlage bietet eine Reynolds-Zahl, die den Bedingungen eines Triebwerks ähnelt, und ist auf Hochtemperaturtauglichkeit ausgelegt. ROHACELL wurde für Testgeometrien verwendet, um die Filmwirksamkeit unter Annahme einer adiabatischen Oberfläche zu untersuchen. Dieses Material wurde aufgrund seiner geringen Wärmeleitfähigkeit ($\gamma \approx 0,030 \text{ W/mK}$) ausgewählt, und es wurde eine hohe Qualität mit geschlossenzelliger Struktur ausgewählt (71 HERO), um den Einfluss der Rauheit auf Filmlöcher mit kleinem Durchmesser zu verringern. Die Filmwirksamkeit wird berechnet, indem die Oberflächentemperatur mit einer Infrarotkamera gemessen wird, und auch die Oberflächentemperatur der Rückseite wird überwacht. Für jede Geometrie wurde ein Bereich von Massenströmen zwischen $0,01 \text{ kg/s}$ und $0,035 \text{ kg/s}$ untersucht. Dies wurde erreicht, indem der Kühlmittelmassenstrom in den Verteilerraum variiert wurde, während die Hauptstromgeschwindigkeit konstant gehalten wurde. Die typischen experimentellen Hauptstrom-Reynolds-Zahlen basierend auf Filmlochdurchmesser, Hauptstromtemperatur, Kühlmittel-Hauptstrom-Te

Tabelle 2. Ungefähre Versuchsbedingungen.

$Re_{\dot{\gamma}}$	$T_{\dot{\gamma}}$	$T_c/T_{\dot{\gamma}}$	$\dot{\gamma}_c/\dot{\gamma}_{\dot{\gamma}}$
$1,12 \times 10^4$	373 K	0,8	1.2

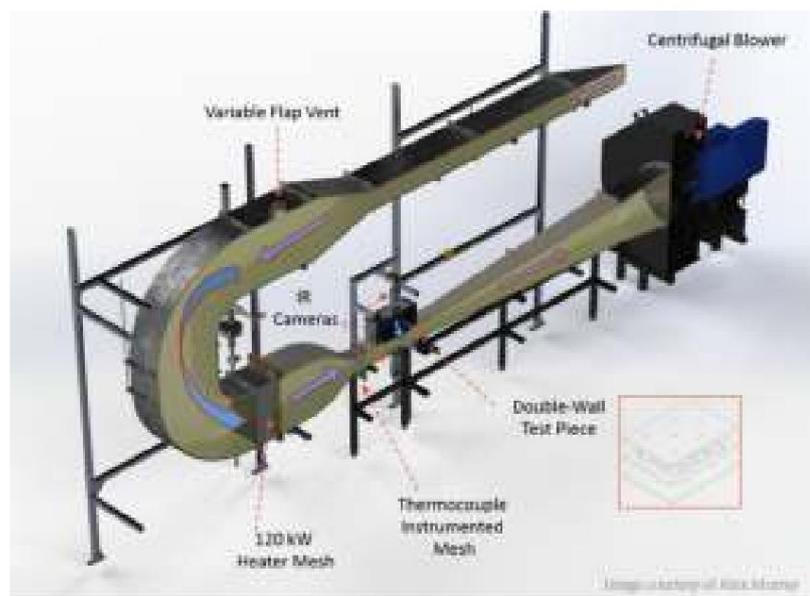


Abbildung 3. Kommentiertes Schema der OTI-Versuchsanlage.

2.3.2. Infrarot-Methodik

Die Temperaturen der Außenfläche wurden mithilfe von zwei FLIR A655sc Infrarotkameras gemessen, wobei der optische Zugang über Zinkselenidfenster gewährleistet wurde. Dünndraht-Thermoelemente wurden an den Außenflächen der Heißgas- und Kühlmittelkammer der Testgeometrie angebracht. Diese liegen im Sichtfeld der Infrarotkamera, was eine Kalibrierung vor Ort ermöglicht. Die Außenflächen wurden mattschwarz lackiert, um Infrarotreflexionen aus der Umgebung zu minimieren. Die Kalibrierungsmethode wird ausführlich von Murray et al. [19] beschrieben, wobei sowohl die Schwarzkörper- als auch die Graukörperkalibrierung verwendet wurden, um die Temperaturen aus den Rohdatenausgaben der Kameras zu berechnen. Erstere ermittelt die idealen Schwarzkörperparameter und letztere ermittelt Parameter aufgrund der nicht idealen Infrarotemission der Oberfläche. Die Bildfrequenz der Kamera wurde auf 25 Hz eingestellt, um eine Bewertung der Strömungsunstetigkeit zu ermöglichen, und die Daten werden über 10 s (250 Bilder) gemittelt, um eine mittlere stationäre Temperatur zu erhalten. Anhand dieser Temperaturen wurde die Filmwirksamkeit nach Gleichung (1) berechnet.

3. Ergebnisse und Diskussion

3.1. Numerische Ergebnisse

Um die Wirkung veränderter Abstände in Stromrichtung (S_x) und Spannweite (S_y) auf die Filmwirksamkeit zu ermitteln, wurde die modifizierte Goldstein-Methode mit Sellers-Überlagerung auf eine standardisierte Geometrie angewendet. Die erste Studie konzentrierte sich auf die Aufrechterhaltung eines konstanten Blasverhältnisses mit drei Reihen und drei Spalten für eine versetzte Anordnung, die als $3,0 \dot{\gamma} S_y/D \dot{\gamma} 5,0$ und $3,0 \dot{\gamma} S_x/D \dot{\gamma} 8,0$ variiert wurden. Eine Visualisierung hiervon sowie der Vergleichsbereich sind in Abbildung 4 zu sehen. Eine andere Reihe von Berechnungen basierte auf der Annahme eines konstanten Massenstroms zwischen den Geometrien. Um dies zu erreichen, wurde jede Geometrie so gestaltet, dass sie dieselbe Oberfläche abdeckt, und der Kühlmittelmassenstrom wurde konstant gehalten, wie in Abbildung 5 dargestellt.

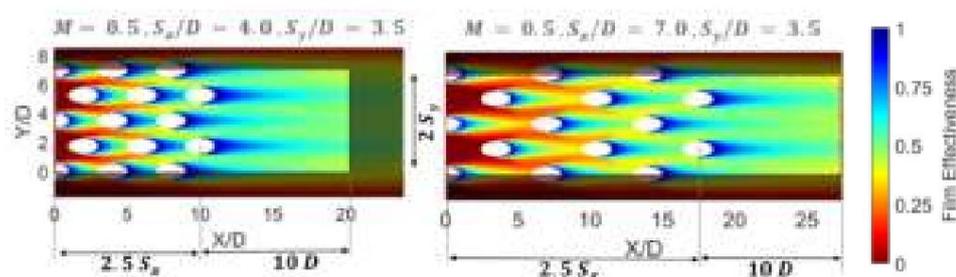


Abbildung 4. Vergleichsbereich für die mittlere Filmeffektivität bei unterschiedlichen S_x/D - und S_y/D - Werten unter Verwendung eines konstanten Blasverhältnisses. Bei verringertem Abstand in Strömungsrichtung tritt eine verstärkte Überlagerung auf.

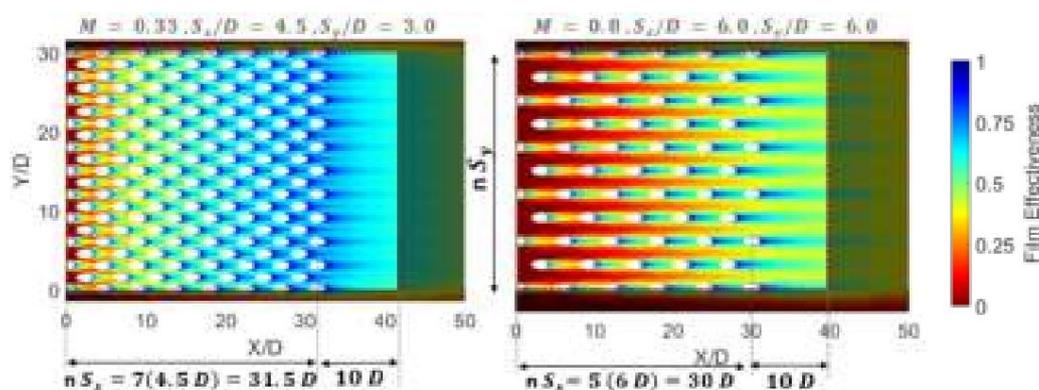


Abbildung 5. Vergleichsbereich für die mittlere Filmwirksamkeit bei unterschiedlichen S_x/D - und S_y/D - Werten mit einer Konstantspannung konstante Kühlmittelmasse von $\dot{m}_{\text{von}} = 2,56 \text{ kg/s/m}^2$. Heiße Streifen werden minimiert, wenn der Abstand in Spannweitenrichtung abnimmt.

Bei einem festen Massenstrom reduziert eine Erhöhung der Porosität das Blasverhältnis. Während dies die Leistung jedes einzelnen Films reduziert, kann die Nähe benachbarter Löcher diesen Nachteil kompensieren. Abbildung 5 zeigt, dass mit zunehmender Spannweitenentfernung die Filme isolierter werden und deutliche Heißstreifen zwischen den Filmsäulen beobachtet werden können. Mit abnehmendem S_y verringert sich das Ausmaß der Heißstreifen aufgrund der Nachbarschaft eines versetzten Films und ein kleinerer Teil der Außenwand ist der Hauptstromtemperatur ausgesetzt, ein Vorteil, auch ohne Berücksichtigung der Filmwechselwirkung. Darüber hinaus führte die geringere Spannweitenentfernung zum Verschmelzen der benachbarten Filme. Die Filmwirksamkeit wird durch Verringerung von S_x verbessert, wie es die Sellers-Überlagerung vorhersagen würde, aber da sich die Filme mit der Hauptstromströmung ausbreiten, ist die Nähe in Stromrichtung weniger einflussreich als in Spannweitenrichtung.

Die durchschnittliche Filmwirksamkeit für die erste Studie wird in Abbildung 6 mit der Porosität verglichen, wobei die Symbole einer Konstanten S_y entsprechen. Hier wird Porosität als geometrische Porosität definiert, d. h. als die Oberfläche der Filmlöcher (A_h) im Vergleich zu der Fläche, die diese Löcher bedecken (A_s), und ist in Gleichung (4) definiert.

$$\dot{\gamma} = \frac{A_h}{A_s} = \frac{\dot{\gamma}}{2(S_x/D)(S_y/D) \sin(\dot{\gamma})} \quad (4)$$

Bei Verringerung des Abstands in Spannweite nahm die flächengemittelte Filmwirksamkeit stärker zu als der Einfluss des Abstands in Strömungsrichtung. Dies wird in der Abbildung durch zwei Pfeile deutlich, die den allgemeinen Trend der Filmwirksamkeit bei einer Verringerung von S_y bzw. S_x anzeigen. Folglich waren Filme mit einem niedrigeren S_y für eine Erhöhung der Porosität und zur Verringerung des erforderlichen zusätzlichen Massenstroms vorteilhaft.

Um den konstanten Massenfluss über alle Geometrien hinweg zu untersuchen, wird in Abbildung 7 die flächengemittelte Filmeffektivität neben Isobaren konstanter Porosität dargestellt. Wenn man sich entlang einer Kurve konstanter Porosität bewegt, profitiert die Filmeffektivität von abnehmendem S_y und zu

Sx. Dies traf auf alle drei Massenströme zu und bestätigte, dass eine Erhöhung der Porosität die Gesamtwirksamkeit des Films steigert.

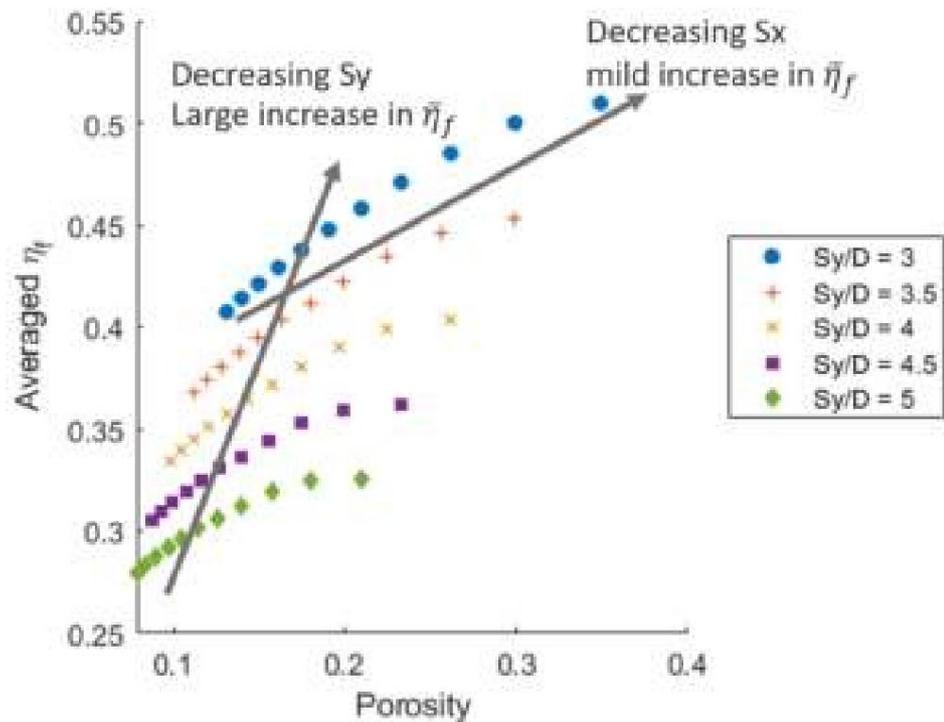


Abbildung 6. Der Einfluss des Filmabstands (S_x, S_y) auf die flächengemittelte Filmwirksamkeit bei $M = 0,5$

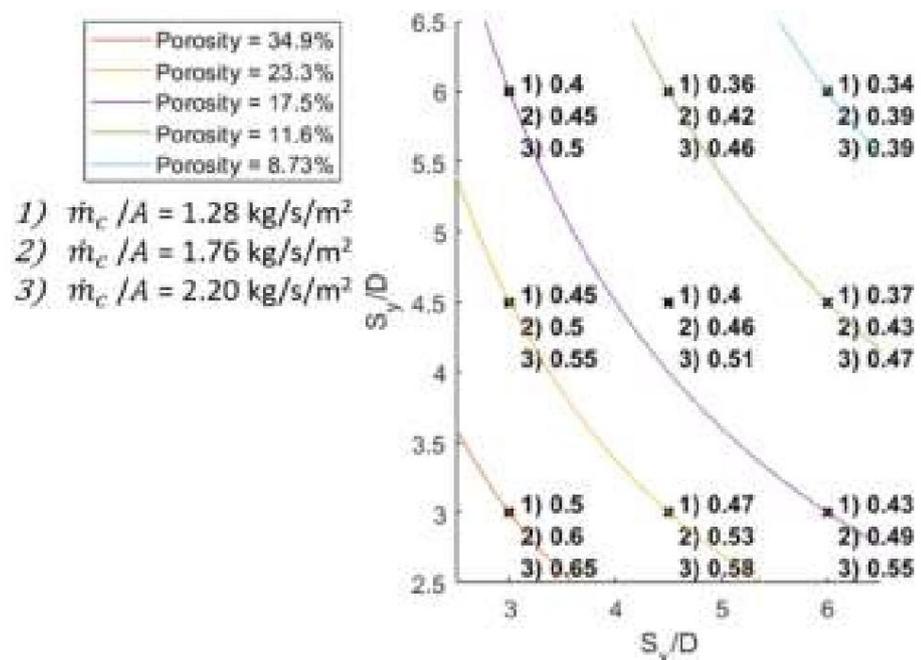


Abbildung 7. Die Auswirkung des Filmabstands (S_x, S_y) auf die flächengemittelte Filmwirksamkeit für drei Kühlmittelmassenströme. Es werden Isobaren mit konstanter Porosität angezeigt.

3.2. Td2-Ergebnisse

Sowohl TD2 als auch die Designvarianten zeigten eine hohe Filmwirksamkeit.

Abbildung 8 zeigt die flächengemittelte Filmwirksamkeit jeder Variante, charakterisiert durch die

Verhältnis von Abstand in Stromrichtung zu Abstand in Spannweite (S_x/S_y) für vier Blasverhältnisse. Es ist der gleiche Trend einer erhöhten Filmwirksamkeit bei einer Verringerung von S_y zu beobachten. Eine Erhöhung des Blasverhältnisses erhöhte die Filmwirksamkeit durchgehend, wenn auch mit abnehmenden Erträgen bei jeder Erhöhung des Blasverhältnisses. Die Konturen der Filmwirksamkeit für zwei TD2-Varianten und die Basisgeometrie sind in Abbildung 9 bei $M = 0,3$ dargestellt. Man kann erkennen, dass die Kurve ganz links (kleinstes S_y) eine erhöhte Gleichmäßigkeit in Spannweite und eine Verringerung der Hotspots aufweist, die an der Stelle beobachtet wurden, wo Filmlöcher entfernt wurden. Die erhöhte seitliche Ausbreitung gleicht ein fehlendes Filmloch aus und erhält die Gleichmäßigkeit der Filmbedeckung. Dies steht im Einklang mit den Ergebnissen von Yang et al. [20], die zeigten, dass das Verstopfungsverhältnis zwar ein wichtiger Parameter für die Filmwirksamkeit einer porösen Metallplatte ist, Verhältnisse von bis zu 30 % jedoch nur einen geringen Einfluss haben.

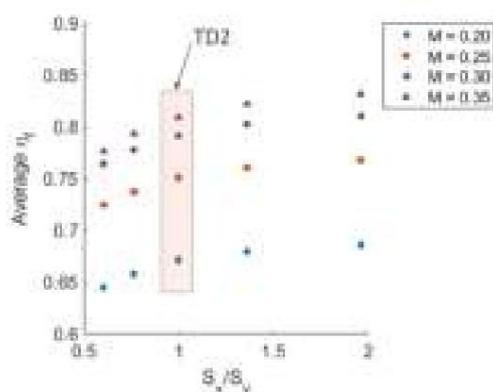


Abbildung 8. Die flächendurchschnittliche Filmwirksamkeit wird mit dem Verhältnis von Spannweiten- und Strömungsabstand für die TD2-Basisgeometrie für vier Blasverhältnisse verglichen. Das Originaldesign mit $S_x = S_y = 3,5D$ ist als Referenz hervorgehoben.

Bei strömungsmäßigen Säulen ohne Entfernung von Löchern (die zweite Säule von unten und die Abbildungen von links nach rechts bei $Y/D = 2,5$, $Y/D = 3,5$ und $Y/D = 4,5$) verringerte der vergrößerte strömungsmäßige Abstand den Überlagerungseffekt, aber da es sich hier um gut geschützte Bereiche handelt und die Sättigung erst nach mehreren Reihen erreicht wird, wäre zu erwarten, dass dies für die Gesamtkonstruktion der Rotorblätter kein Problem darstellt. Diese Ergebnisse legen nahe, dass bei weiteren doppelwandigen Effusionskonstruktionen, wenn möglich, die Implementierung geringer spannweitisger Abstände

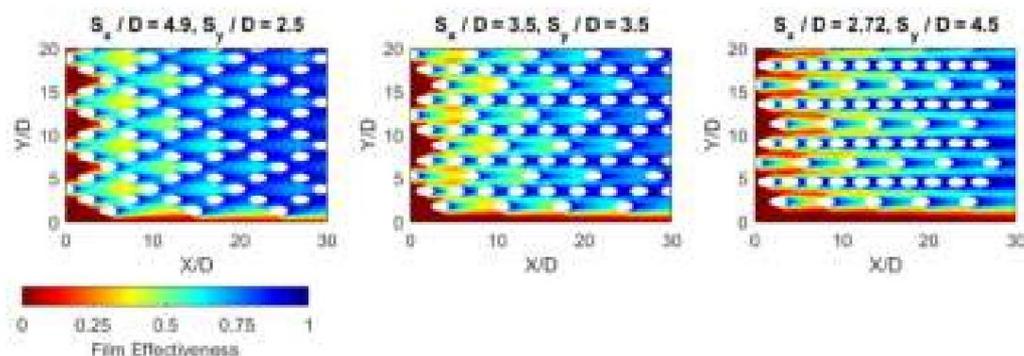


Abbildung 9. Konturen der Filmwirksamkeit für TD2 und zwei Filmabstandsvariationen, für $M = 0,30$. TD2 ($S_x = S_y = 3,5$) ist das zentrale Diagramm.

3.3. Versuchsergebnisse Um

die Unterschiede in der Tunnelgeschwindigkeit und den Fluideigenschaften zwischen den Versuchsdurchläufen zu berücksichtigen, wurde für den Vergleich ein dimensionsloser Massenstrom verwendet, der in Gleichung (5) definiert ist, wobei \bar{h} der mittlere Wärmeübergangskoeffizient (W/m²/K) und A die Oberfläche ist.

$$\dot{m}^+ = \frac{\dot{m}}{c_p \bar{h} A} \quad (5)$$

Die durchschnittliche Filmwirksamkeit für den sichtbaren Kamerabereich wurde für jede Bedingung berechnet und ist in Abbildung 10 dargestellt. Bei \dot{m}^+ nahe 1 gibt es drei verschiedene Gruppierungen der Filmwirksamkeit, jede mit konstantem S_y . Zwischen den drei Gruppen nimmt die Filmwirksamkeit zu, wenn S_y abnimmt. Bei höheren \dot{m}^+ -Werten divergieren diese Linien, und die Porosität (d.h. S_x) bestimmt den Bereich der Filmwirksamkeit. Der Übersichtlichkeit halber sind die Ergebnisse mit dem niedrigsten Abstand in Spannweite ($S_y/D = 3,0$) hervorgehoben, da sie über den gesamten \dot{m}^+ -Bereich die beste Leistung zeigten. Dies weist darauf hin, dass S_y für den Filmschutz wichtiger ist als S_x . Außerdem ist die mit Dreiecken ($S_x/D = 4,5$, $S_y/D = 6,0$) und Sternen ($S_x/D = 6,0$, $S_y/D = 4,5$) dargestellte Linie beim Vergleich zweier Geometrien mit gleicher Porosität zu sehen. Über den gesamten \dot{m}^+ -Bereich

Die letztere Geometrie weist mit einem niedrigeren S_y eine höhere durchschnittliche Filmwirksamkeit auf.

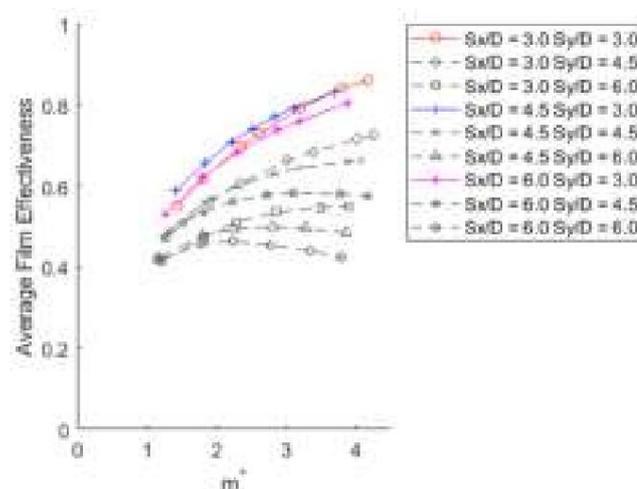


Abbildung 10. Experimentelle Gesamtwirksamkeit des Films gegen dimensionslosen Massenstrom (\dot{m}^+). Geometrien mit $S_y/D = 3,0$ sind hervorgehoben und bieten den höchsten durchschnittlichen Filmschutz, was die Vorteile eines geringen Filmabstands in Spannweite veranschaulicht.

Das allgemeine Merkmal dieser Kurven ist eine Erhöhung des Filmschutzes bei Kühlmittelfluss, der ein Plateau erreicht, wenn das Kühlmittel gesättigt ist, und bei Geometrien mit $S_y = 3,0$ nähern sie sich einer Filmwirksamkeit von 0,9. Bei geringerer Porosität wird nicht nur ein Plateau erreicht, sondern die Filmwirksamkeit nimmt ab. Dies ist eine Folge hoher Blasverhältnisse und des Auftretens von Strahlablösungen. Eine unerwartete Beobachtung war eine höhere durchschnittliche Filmwirksamkeit für $S_x/D = 4,5$, $S_y/D = 3,0$ im Vergleich zur porösesten Geometrie ($S_x/D = S_y/D = 3,0$) für alle außer dem höchsten Massenfluss, was weiter unten an

Konturen der Filmwirksamkeit für zwei Massenströme, etwa $\dot{m}^+ = 1,8$ und $\dot{m}^+ = 3,2$, sind in den Abbildungen 11 bzw. 12 dargestellt. Verbessertes Filmschutz ist bei den porösesten Geometrien ebenso erkennbar wie der Vorteil eines geringen Abstands in Spannweite. Das auffälligste Merkmal ist, dass die Nähe der Filmlöcher zu benachbarten („versetzten“) Reihen die Überlagerung der Filme verbessert. Dies ist bei $S_y/D = 4,5$ immer noch vorhanden, wenn auch in geringerem Ausmaß. Bei $S_y/D = 6,0$ ist es jedoch fast nicht vorhanden.

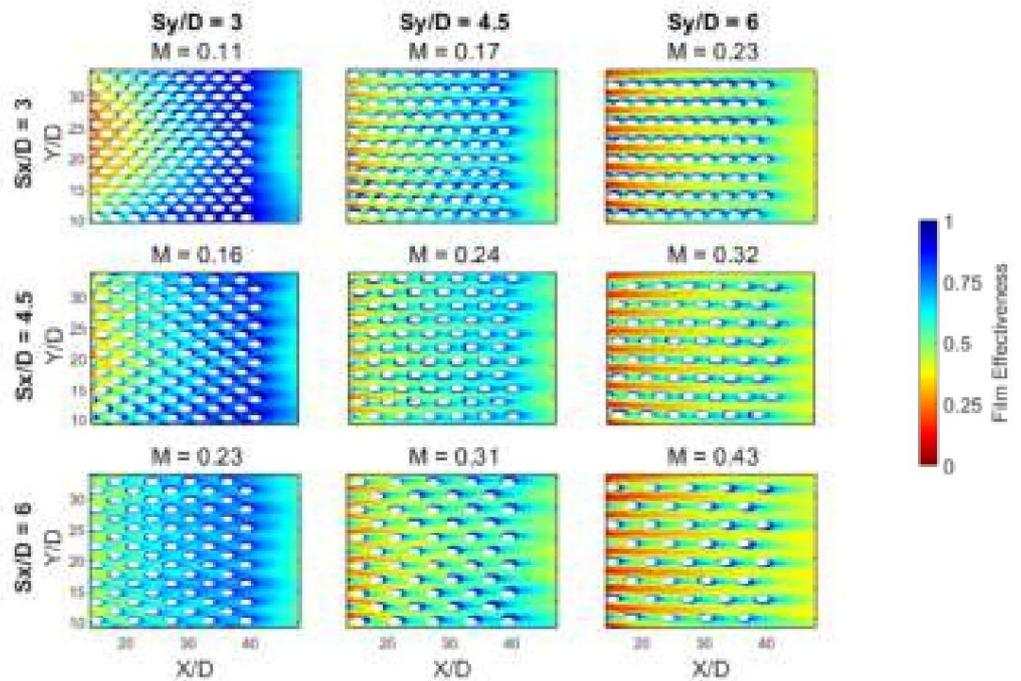


Abbildung 11. Konturen der experimentellen Filmwirksamkeit für $m \ddot{y} \ddot{y} 1,8$. Das Blasverhältnis (M) jeder Geometrie wird über jedem Konturdiagramm angezeigt. Im Allgemeinen führt eine erhöhte Porosität zu einer gleichmäßigeren Filmabdeckung.

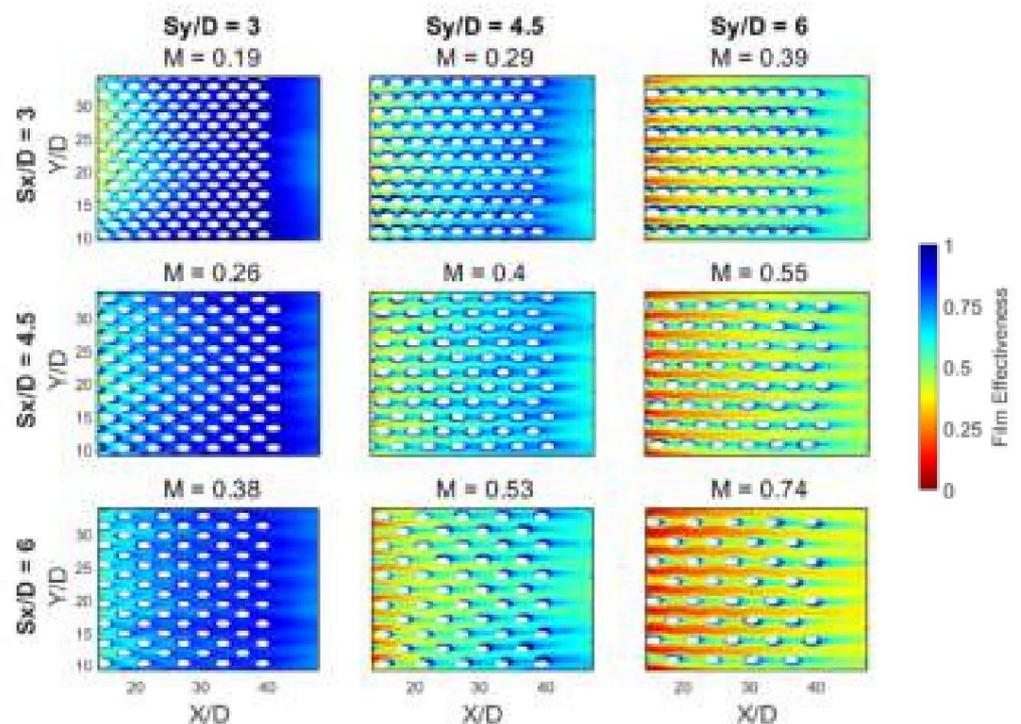


Abbildung 12. Konturen der experimentellen Filmwirksamkeit für $m \ddot{y} \ddot{y} 3,2$. Das Blasverhältnis (M) jeder Geometrie wird über jedem Konturdiagramm angezeigt. Geometrien mit hoher Porosität bilden gesättigte Filme, was zu einem gleichmäßigen und fast vollständigen Schutz führt. Bei einer geringeren Anzahl von Löchern führt ein höheres Blasverhältnis zum Abheben des Strahls, was die Filmwirksamkeit verringert.

Bei den beiden höchsten Porositäten mit $S_y/D = 3,0$ (S_x/D von 3,0 und 4,5) gibt es eine Variation der Filmwirksamkeit in Spannweitenrichtung. Ein ähnliches Merkmal wurde beobachtet.

von Murray et al. [12], wo eine flache Platte mit Lochabständen von $S_x/D = S_y/D = 3,0$ unter Verwendung von druckempfindlicher Farbe für eine Reihe von Blasverhältnissen untersucht wurde. Es wurde vermutet, dass dies das Ergebnis von Variationen des Blasverhältnisses zwischen den Filmlöchern über die Spannweite hinweg ist und ein Produkt der Seitenwandgrenzschicht, die die Hauptstromgeschwindigkeit in der Nähe der seitlichen Filmlöcher verringert. In dieser Studie wird angesichts des Abstands zwischen den Seitenwänden und dem Teststück eine andere Erklärung für die Variation des Blasverhältnisses geliefert. Bei großen Abständen über die Spannweite kann der Hauptstrom um einzelne Filmlöcher herum wandern, was durch heiße Streifen erkennbar ist. Wenn S_y jedoch abnimmt, muss der Hauptstrom auch um die nahe gelegenen versetzten Löcher herum umgeleitet werden. Folglich übt die zunehmende Aufwärtskrümmung des Hauptstroms einen erhöhten statischen Druck auf den Filmlochauslass aus. Angesichts der endlichen seitlichen Begrenzung der Kühlanordnung stellen Filmlöcher am Rand kein so großes Hindernis für den Hauptstrom dar, da dieser sich sowohl nach oben als auch seitlich krümmen kann; daher ist der statische Druck am Rand des Kühlarrays niedriger als in der Mitte. Dies erklärt die höhere durchschnittliche Filmwirksamkeit für $S_x/D = 4,5$, $S_y/D = 3,0$ im Vergleich zu $S_x/D = S_y/D = 3,0$, da das Kühlmittel zu den peripheren Löchern abgelenkt wird und nicht zu den zentralen. Darüber hinaus können die vorgelagerten zentralen Löcher bei letzterer Geometrie aufgrund des niedrigeren Blasverhältnisses Probleme haben, was zu einer Heißgasansaugung an den führenden zentralen Filmlöchern führen kann. Trotz dieser Eigenschaft weisen Geometrien mit $S_y = 3,0$ immer noch eine hohe Filmwirksamkeit im gesamten sichtbaren Bereich auf, sogar entlang der Mittellinie.

Die strömungsmäßig gemittelte Filmwirksamkeit wird hier eingeführt und in den Abbildungen 13 und 14 mit einem konstanten S_y für jedes Diagramm dargestellt. Diese Metrik ist ein Hinweis darauf, wie gleichmäßig der Schutz senkrecht zur Hauptströmung ist. Bei Filmlöchern mit einem Abstand von $S_y/D = 6,0$ beträgt der Unterschied zwischen der strömungsmäßig gemittelten Filmwirksamkeit auf Spitzen- und Talniveau ungefähr 0,4, verglichen mit 0,2 bei $S_y/D = 4,5$ und 0,15 bei $S_y/D = 3,0$.

Dies zeigt, dass eine Reduzierung von S_y die mittlere Filmwirksamkeit erhöht und die Varianz verringert. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass, wenn ein gleichmäßiger Schutz gewünscht wird, der Filmabstand in Spannweite für dieses Ziel entscheidend ist. Im Gegensatz dazu hat der Abstand in Strömungsrichtung nur einen geringen Einfluss darauf, erhöht aber die mittlere Filmwirksamkeit.

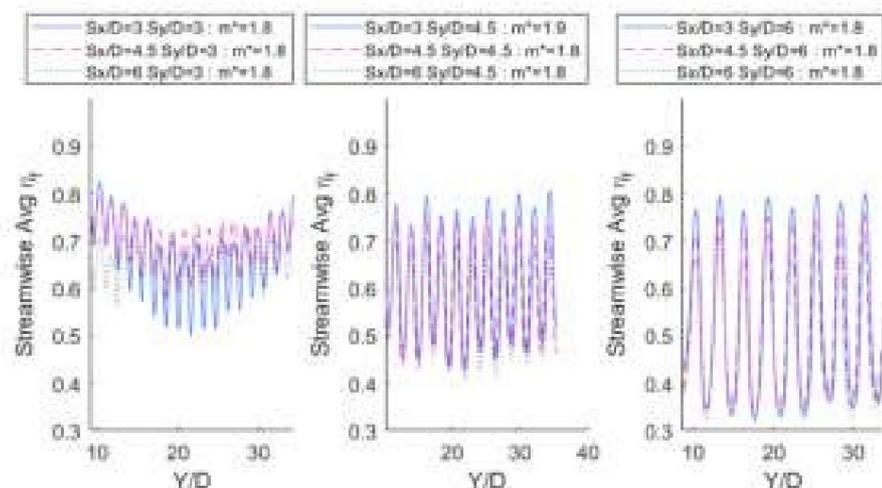


Abbildung 13. Durchschnittliche Filmeffektivität in Strömungsrichtung für $m^* = 1,8$. In jedem einzelnen Diagramm werden Geometrien mit konstantem S_y angezeigt.

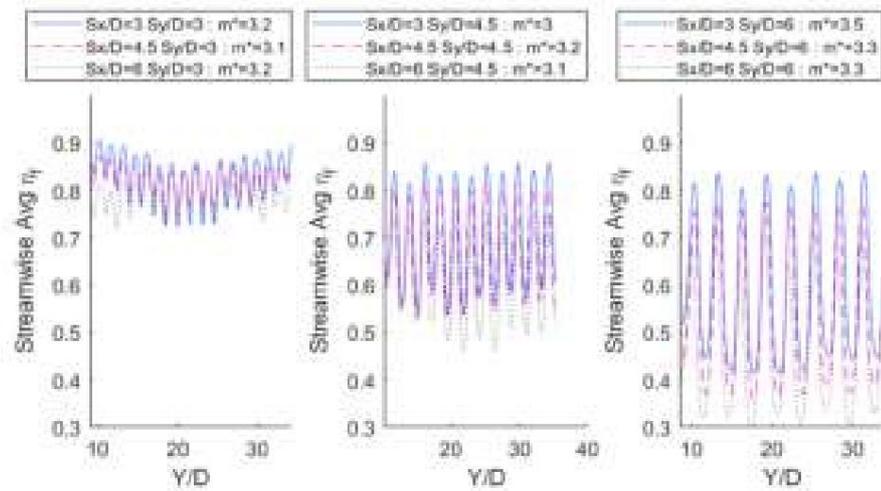


Abbildung 14. Durchschnittliche Filmeffektivität in Strömungsrichtung für $m̄ = 3,2$. In jedem einzelnen Diagramm werden Geometrien mit konstantem S_y angezeigt.

3.4. Numerischer und experimenteller Vergleich

Die spannenweiten- und strömungsmäßig gemittelte Filmwirksamkeit wurde mit dem modifizierten Goldstein-Sellers-Verfahren über dieselbe Fläche wie die Infrarotkamera berechnet: $14D < x < 48D$ und $9D < y < 34D$. Ergebnisse für $m̄ = 1,8$ sind in den Abbildungen 15 und 16 und Ergebnisse für $m̄ = 3,8$ in den Abbildungen 17 und 18 dargestellt, wobei die durchgezogene und die gestrichelte Linie experimentelle bzw. numerische Ergebnisse darstellen.

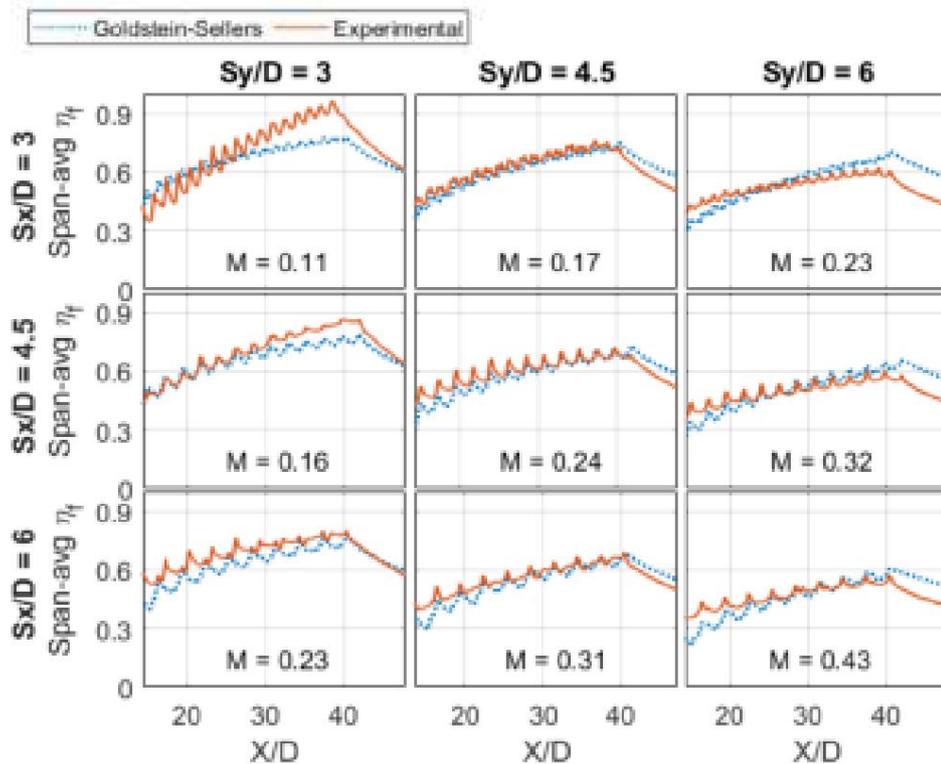


Abbildung 15. Ein Vergleich der numerischen und experimentellen spannenweitengemittelten Filmwirksamkeit für $m̄ = 1,8$.

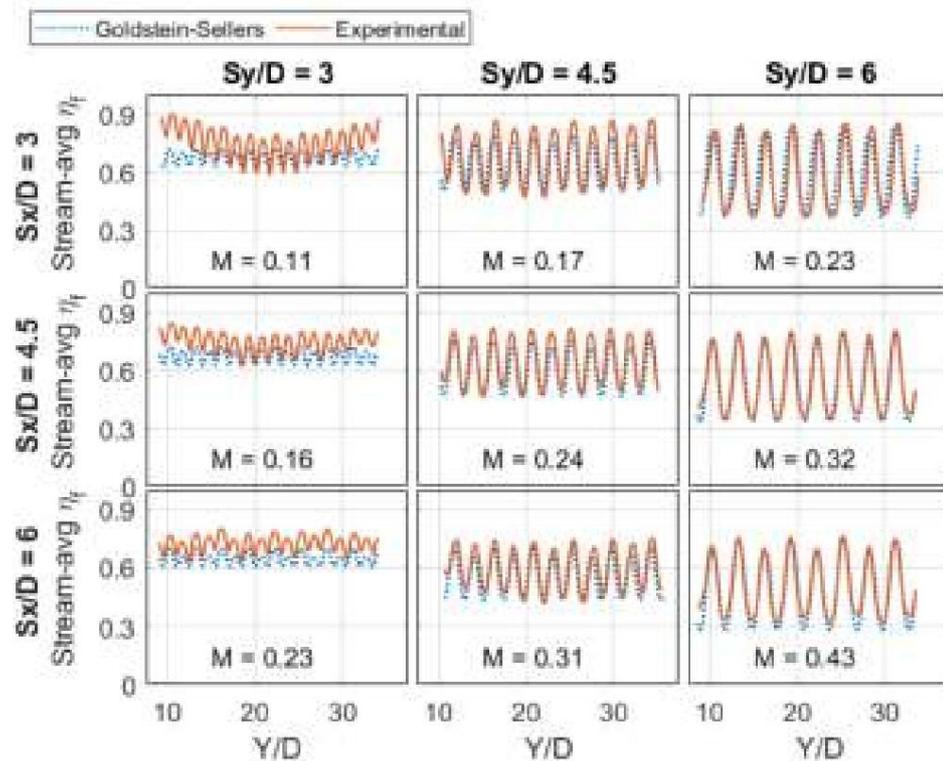


Abbildung 16. Ein Vergleich der numerischen und experimentellen stromliniengemittelten Filmwirksamkeit für $m\dot{y} = 1,8$.

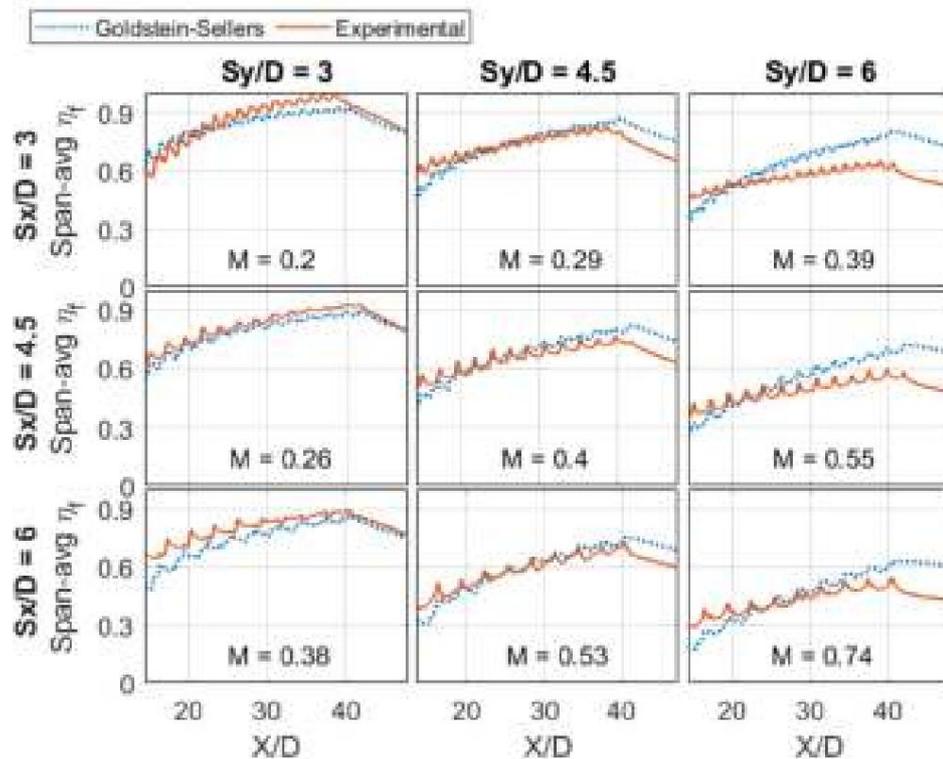


Abbildung 17. Ein Vergleich der numerischen und experimentellen spanweitengemittelten Filmwirksamkeit für $m\dot{y} = 3,8$.

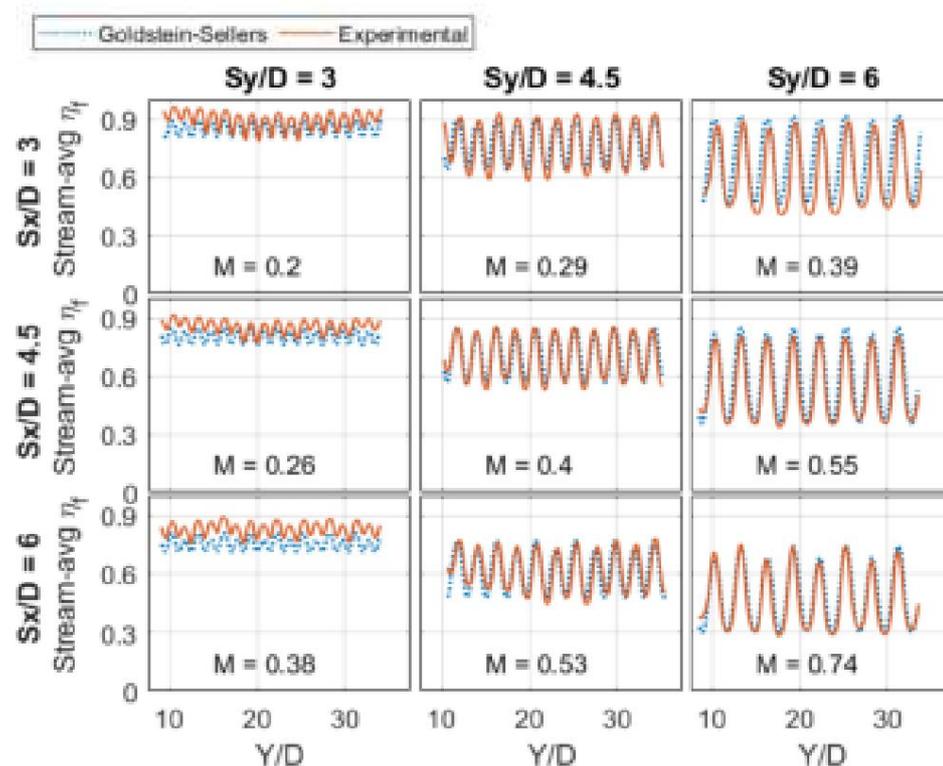


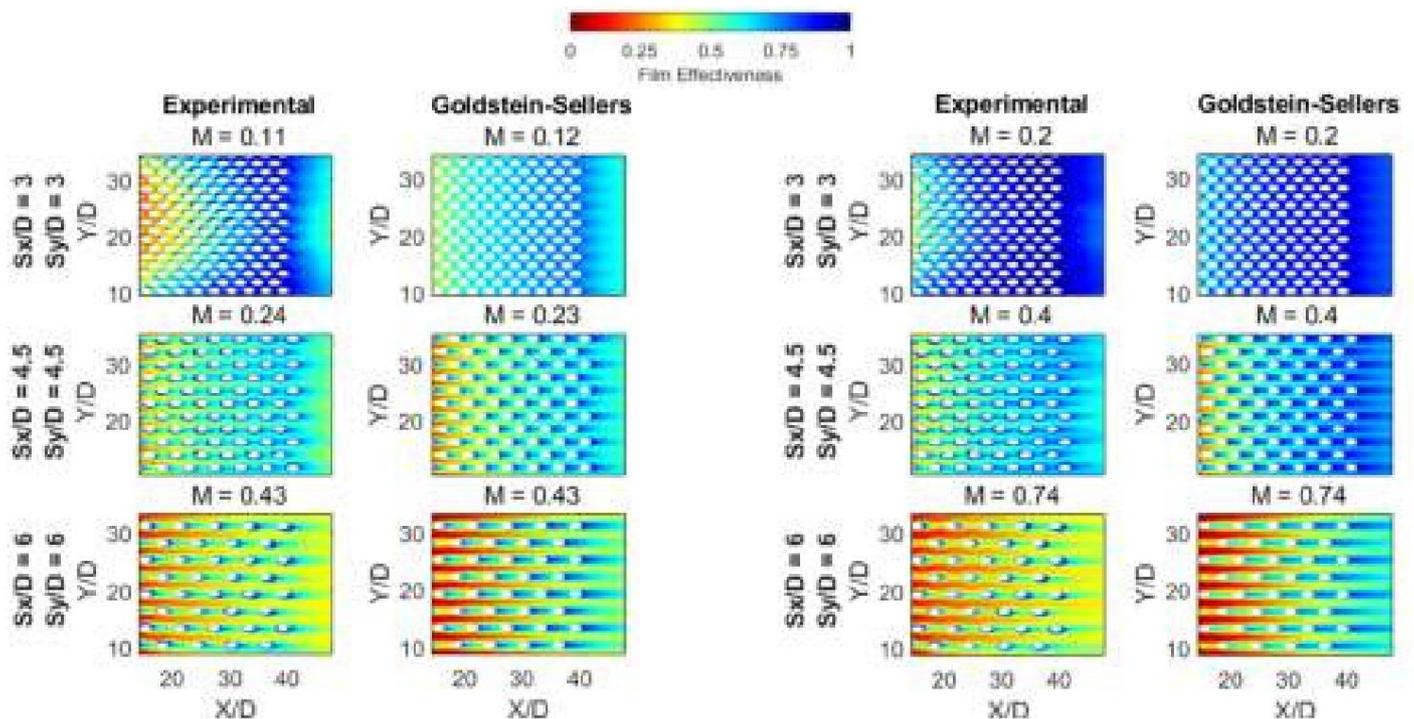
Abbildung 18. Ein Vergleich der numerischen und experimentellen stromliniengemittelten Filmwirksamkeit für $\dot{m} = 3,8$.

Das modifizierte Goldstein-Sellers-Verfahren erfasst den allgemeinen Trend der spannenweiten Durchschnittsfilmwirksamkeit über alle Geometrien hinweg. Für den größten spannenweiten Abstand ($S_y = 6D$) wird der spannenweiten Durchschnittswert $\bar{\eta}_f$ für die führenden Filmlöcher bis zu $X/D = 20$ unterschätzt, jedoch über $x/D = 40$ überschätzt, was darauf hindeutet, dass der anfängliche Filmschutz zwar unterschätzt, der Überlagerungseffekt jedoch zu optimistisch war. Derselbe Trend ist für $S_y = 4,5D$ zu beobachten, jedoch in geringerem Ausmaß. Für den geringsten spannenweiten Abstand ($S_y = 3D$) wurde der spannenweiten Durchschnittswert $\bar{\eta}_f$ trotz einer kleinen Unterschätzung im gesamten Bereich gut erfasst, mit einer Abweichung für $S_x = 3D, S_y = 3D$ aufgrund der vermuteten variablen Massenstromverteilung, wie

Die strömungsmäßig durchschnittliche Filmwirksamkeit zeigt, dass die Filme für $S_y = 6D$ und $S_y = 4,5D$ gut aufeinander abgestimmt sind, wobei die numerischen Ergebnisse eine höhere Filmwirksamkeit direkt hinter den Filmlöchern und eine geringere Filmwirksamkeit in den Lücken zwischen den Filmlochspalten aufweisen. Dies würde darauf hindeuten, dass numerisch ein Mangel an seitlich verteilter Filmabdeckung vorhergesagt wurde. Für $S_y = 3D$ unterschätzt das numerische Modell die Werte für die gesamte Platte; der Grad der Variation zwischen den Filmreihen war je

Die spannenweiten- und strömungsmäßig gemittelte Filmeffektivität zeigt, dass die modifizierte Goldstein-Sellers-Methode die Überlagerung versetzter Filmanordnungen sowohl für dicht gepackte als auch für mäßig beabstandete Filmlöcher vorhersagen kann. Dies wird anhand der Konturen der Filmeffektivität für beide Experimente und die numerische Methode in Abbildung 19a. Drei Geometrien mit gleichmäßig verteilten Filmlöchern ($S_x = S_y$) werden bei zwei Massenströmen gezeigt, wobei die Blasverhältnisse über jedem Diagramm angegeben sind. Für den geringsten Filmabstand ($S_x = S_y = 3D$) zeichnen die beiden Massenströme ein kontrastierendes Bild. Bei $\dot{m} = 1,8$ hatten die Experimente eine geringere Filmwirksamkeit bei den vorgelagerten Filmreihen, und dies war an der Mittellinie des Arrays stärker ausgeprägt. Umgekehrt baut sich die Filmwirksamkeit im Vergleich zu Goldstein-Sellers stärker auf, wenn man sich stromabwärts bewegt. Dies war größtenteils auf die variable Massenstromverteilung zurückzuführen, die bei hochporösen Geometrien beobachtet wurde. Bei steigendem Massenstrom auf $\dot{m} = 3,8$ war dieses Phänomen weniger ausgeprägt und kann auf eine frühere Sättigung der Filmwirksamkeit zurückzuführen sein, und daher sind die Unterschiede auf vorgelagerte Rei

In zukünftigen Arbeiten sollten Untersuchungen der vorgelagerten Reihen für dicht gepackte Filmanordnungen durchgeführt werden.



(a) $\dot{m} \dot{\gamma} 1,8$ (b) $\dot{m} \dot{\gamma} 3,8$ Abbildung 19. Ein Vergleich der Konturen der Filmwirksamkeit

zwischen Experimenten und Goldstein-Sellers. Der Abstand der Filmlöcher ist für jede Reihe angegeben und die entsprechenden Blasverhältnisse werden über jedem Diagramm angezeigt.

Für die beiden anderen in Abbildung 19 gezeigten Geometrien ($S_x = S_y = 4,5D$ und $S_x = S_y = 6D$) wurde die Filmwirksamkeit für die Mittellinien der Filmlöcher überschätzt; dies scheint jedoch auf Kosten von heißen Streifen zwischen den Filmlöchern zu geschehen. Dies ist ein Hinweis auf eine erhöhte Vermischung in der experimentellen Studie, die durch den Sellers-Ansatz nicht berücksichtigt wird. Ein Teil der Diskrepanz kann auf Herstellungsunterschiede zwischen den experimentellen Stücken in dieser Studie im Vergleich zu denen zurückzuführen sein, die von [12,17] bei der Formulierung der modifizierten Goldstein-Gleichung verwendet wurden. In dieser Studie wurden die flachen Platten aus ROHACELL hergestellt, und folglich wiesen die Lochgrenzen erhebliche Abweichungen auf, die die seitliche Ausbreitung der Filme verbessern und die Turbulenz der Filme

4. Schlussfolgerungen

Die Wirkung unterschiedlicher Filmlochabstände in Spann- und Strömungsrichtung wurde für versetzte Lochanordnungen untersucht. Während eine Verringerung beider Abstände die Filmwirksamkeit erhöht, ist der spanweite Abstand wirksamer und ein Abheben des Strahls bei höheren Massenströmen kann vermieden werden. Darüber hinaus verringert sich der Bereich der strömungsmäßig gemittelten Filmwirksamkeit um die Hälfte, wenn man von $S_y = 6,0$ auf $S_y = 4,5$ wechselt, was auf eine gleichmäßigere Abdeckung hindeutet. Es lohnt sich daher, bei Effusionsdesigns von gleichmäßigen Spannweiten- und Strömungsabständen abzuweichen, obwohl dies in der Branche gängige Praxis ist. Dies könnte bei Designs wichtig sein, die die Porosität der Filmlöcher erhöhen möchten, da die Fertigungsrealitäten möglicherweise dazu führen, dass aus strukturellen Gründen Reihen ausgelassen werden müssen. Weitere Arbeiten müssen sich mit der variablen Massenstromverteilung zwischen den Filmlöchern für Geometrien mit einer Porosität von über 20 % befassen.

Eine hochporöse Filmlochabdeckung stellt eine effiziente Kühlmethode mit einer Filmeffektivität von annähernd 0,9 dar. Allerdings müssen Metalleffektivität und mechanische Spannungen berücksichtigt werden, um die Gesamtauswirkungen auf motorähnlichere Konstruktionen besser zu verstehen. Dies ist ein Forschungsgebiet, das von Elmukashfi et al. [21] untersucht wurde, und die Autoren dieser Studie möchten es weiter vertiefen.

Eine modifizierte Goldstein-Sellers-Filmüberlagerungsmethode wurde mit experimentellen Ergebnissen für eine Reihe von versetzten Filmlochabständen verglichen. Es zeigte sich, dass diese Methode das Verhalten der Filmüberlagerung relativ gut, berücksichtigte aber die laterale Mischung nicht vollständig. Daher könnte diese Methode ein nützliches Werkzeug für vorläufige Auswertungen und Verwendung in entkoppelten Konjugatstudien.

Autorenbeiträge: MC: Forschung und Konzeptualisierung, Methodik, experimentelle und Zahlenarbeit und Manuskriptschreiben; AM: Methodik, Überprüfung und Bearbeitung; BC: Methodik; PI: Betreuer; IM: Betreuer. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version von das Manuskript.

Finanzierung: Diese Forschung wurde durch das EPSRC-Transpiration-Cooling-Stipendium (EP/P000878/1) finanziert.

Danksagung: Die Autoren bedanken sich für die fortlaufende Unterstützung bei Rolls-Royce plc und der EPSRC Transpiration Cooling-Zuschuss (EP/P000878/1). Die Autoren möchten sich auch bei den Technikern und Mitarbeitern des Oxford Thermofluids Institute bedanken.

Interessenkonflikte: Die Geldgeber hatten keinen Einfluss auf die Gestaltung der Studie; bei der Sammlung, Analyse, oder Interpretation von Daten; oder beim Verfassen des Manuskripts.

Nomenklatur

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

Akronyme		
IR	Infrarot	
OTI Oxford Thermofluids Institute		
Dimensionslose Zahlen		
δ_f	Filmwirksamkeit	
δ	Porosität	
c_1	Spannweitenabstand konstant	
c_2	Spannweitenkonstante	
M Blasverhältnis		
$m\dot{y}$	Dimensionsloser Massenstrom	
xdecay stromlinienförmige Distanz Filmzerfall		
Eigenschaften		
γ_t	Turbulente Temperaturleitfähigkeit	m^2/s
M	Massenstrom	kg/s
β	Lochneigungswinkel	Grad
γ	Wärmeleitfähigkeit	W/m^2K
	Dichte	kg/m^3
$\gamma_f m^2$	Lochoberfläche	
Als	Flächendeckungsgrad der Filmlöcher	m^2
c_p	Spezifische Wärmekapazität	$J/kg \cdot K$
D	Durchmesser	m
H	Plattendicke	m
H	Wärmeübergangskoeffizient	$W/m^2 \cdot K$
k	Wärmeleitfähigkeit	W/m^2K
S_x	Abstand in Strömungsrichtung	m
S_y	Spannweitenabstand	m
T	Temperatur	K
V-	Geschwindigkeit	MS
Indizes		
γ Freier Stream		
oh	Adiabatische Wand	
c	Kühlmittel	
F	Film	

Verweise

1. **Research Councils UK.** Transpirationskühlssysteme für Triebwerksturbinen und Hyperschallflüge; **Research Councils UK: Swindon, Vereinigtes Königreich, 2018.**
2. **Eckert, RG; Esgar, JB** Übersicht über Vorteile und Probleme im Zusammenhang mit Transpirationskühlung und Filmkühlung von Gasturbinenschaufeln ; **NACA-RM-E50K15; Memorandum des National Advisory Committee for Aeronautics Research: Washington, DC, USA, 1952.**
3. **Polezhaev, J.** Transpirationskühlung für Schaufelblätter von Hochtemperatur-Gasturbinen. *Energy Convers. Manag.* 1997, 38, 1123–1133. [\[Querverweis\]](#)
4. **Krewinkel, R.** Eine Übersicht über Studien zur Effusionskühlung von Gasturbinen. *Int. J. Heat Mass Transf.* 2013, 66, 706–722. [\[CrossRef\]](#) 5. **Battisti, L.; Fedrizzi, R.; Cerri, G.** Neuartige Technologie zur Effusionskühlung von Gasturbinenschaufeln. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea, and Air, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006; Band 3, Seiten 491–501.*
6. **Rogers, N.; Ren, Z.; Buzzard, W.; Sweeney, B.; Tinker, N.; Ligrani, P.; Hollingsworth, K.; Liberatore, F.; Patel, R.; Ho, S.; et al.** Auswirkungen der Konfiguration und Bedingungen der Doppelwandkühlung auf die Leistung der vollflächigen Effusionskühlung. *J. Turbomach.* 2017, 139, 051009. [\[CrossRef\]](#)
7. **Jiang, Y.; Murray, A.; Ireland, P.; Di Mare, L.** Interaktion von Kühlmittelstrahlen in Effusionskühlssystemen: Experimentelle und numerische Studie; **American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA, 2019.**
8. **Ngetich, GC; Ireland, PT; Murray, AV; Romero, E.** Ein 3D-konjugierter Ansatz zur Analyse einer doppelwandigen, effusionsgekühlten Turbinenschaufel. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2018: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018.*
9. **Bernhard Gustafsson, KM; Gunnar Johansson, T.** Eine experimentelle Untersuchung der Oberflächentemperaturverteilung auf effusionsgekühlten Platten. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2001, 123, 308–316. [\[CrossRef\]](#)
10. **Sellers, JP** Gasfilmkühlung mit mehreren Injektionsstationen. *AIAA J.* 1963, 1, 2154–2156. [\[CrossRef\]](#)
11. **Muska, JF; Fish, RW; Suo, M.** Die additive Natur der Filmkühlung durch Lochreihen. *J. Eng. Gas Turbines Power* 1976, 98, 457–463. [\[CrossRef\]](#)
12. **Murray, A.; Ireland, P.; Wong, T.; Tang, S.; Rawlinson, A.** Hochauflösende experimentelle und rechnerische Methoden zur Modellierung der Leistungsfähigkeit von Effusionskühlungen mehrerer Reihen. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2018, 3, 4. [\[CrossRef\]](#)
13. **Goldstein, RJ** Filmkühlung. *Adv. Heat Transf.* 1971, 7, 321–379. [\[CrossRef\]](#)
14. **Jiang, Y.; Capone, L.; Ireland, P.; Romero, E.** Eine detaillierte Studie der Wechselwirkung zwischen zwei Reihen von Kühllöchern. *Turbomach.* 2018, 140, 041008. [\[CrossRef\]](#)
15. **Murray, AV; Ireland, PT; Rawlinson, AJ** Ein integrierter konjugierter rechnergestützter Ansatz zur Bewertung der aerothermischen und thermomechanischen Leistung von doppelwandigen, effusionsgekühlten Systemen. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, Charlotte, NC, USA, 26.–30. Juni 2017.* [\[CrossRef\]](#)
16. **Murray, AV; Ireland, PT; Romero, E.** Entwicklung einer stationären Versuchsanlage zur Analyse von Doppelwand-Effusion Kühlgeometrien. *J. Turbomach.* 2019, 141, 041008. [\[CrossRef\]](#)
17. **Baldauf, S.; Schulz, A.; Wittig, S.** Hochauflösende Messungen der lokalen Effektivität durch diskrete Lochfilmkühlung. In *Proceedings of the ASME 1999 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, Indianapolis, IN, USA, 7.–10. Juni 1999.* [\[Querverweis\]](#)
18. **Lutum, E.; Johnson, BV** Einfluss des Lochlänge-Durchmesser-Verhältnisses auf die Filmkühlung mit zylindrischen Löchern. *J. Turbomach.* 1999, 121, 209. [\[CrossRef\]](#)
19. **Murray, AV; Ireland, PT; Romero, E.** Experimentelle und rechnergestützte Methoden zur Bewertung doppelwandiger Effusionskühlssysteme. *J. Turbomach.* 2020, 142, 111003. [\[CrossRef\]](#)
20. **Yang, L.; Min, Z.; Parbat, SN; Chyu, MK** Auswirkung der Porenverstopfung auf die Transpirationskühlung mit additiv herstellbaren Perforationslöchern; In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2018: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018; ASME: New York, NY, USA, 2018; S. V02DT47A004.* [\[CrossRef\]](#)
21. **Elmukashfi, E.; Murray, AV; Ireland, PT; Cocks, AC** Analyse der thermomechanischen Spannungen in doppelwandigen effusionsgekühlten Systemen. *J. Turbomach.* 2020, 142, 051002. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Einfluss unterschiedlicher Subgrid-Scale-Modelle und Zufluss Turbulenzbedingungen am Grenzschichtübergang in einem transsonischen linearen Turbinengitter

Ettore Bertolini ¹, Paul Pieringer ² und Wolfgang Sanz ¹

¹ Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik, Technische Universität Graz, 8010 Graz, Österreich; wolfgang.sanz@tugraz.at

² ABES Pircher und Partner GmbH, 8010 Graz, Österreich; paul.pieringer@abes-austria.com

* Korrespondenz: etторе.bertolini@tugraz.at

Zusammenfassung: Ziel dieser Arbeit ist es, den Einfluss verschiedener Subgrid-Scale-(SGS)-Schließmodelle und Zuflussturbulenzbedingungen auf den Grenzschichtübergang auf der Saugseite eines hochbelasteten transsonischen Turbinengitters bei hoher Freistromturbulenz unter Verwendung von Large-Eddy-Simulationen (LES) des MUR237-Testfalls zu untersuchen. Für die numerischen Simulationen wurde der MUR237-Strömungsfall betrachtet und die ankommende Freistromturbulenz mithilfe der Synthetic-Eddy-Methode (SEM) reproduziert. Es zeigte sich, dass der Grenzschichtübergang auf der Saugseite der Schaufeln erheblich von der Wahl des SGS-Schließmodells und der SEM-Parameter beeinflusst wird. Diese beiden Aspekte wurden in dieser Arbeit sorgfältig untersucht. Zunächst wurde der Einfluss dreier verschiedener Schließmodelle (Smagorinsky-, WALE- und Subgrid-Scale-Modell für kinetische Energie) untersucht. Unter diesen schnitt das WALE-SGS-Schließmodell im Vergleich zu den Smagorinsky- und KEM-Modellen am besten ab und wurde deshalb in der folgenden Analyse verwendet. Abschließend wurden verschiedene Werte der Turbulenzlängenskala, der Wirbeldichte und der Einlassturbulenz für das SEM ausgewertet. Wie die Ergebnisse zeigen, spielt unter den verschiedenen Parametern die Wahl der Turbulenzlängenskala eine wichtige Rolle beim Beginn des Übergangs auf der Schaufelsaugseite.

Schlüsselwörter: LES; Übergang von laminar zu turbulent; Subgrid-Scale-Modell; synthetische Eddy-Methode



Zitat: Bertolini, E.; Pieringer, P.;

Sanz, W. Wirkung unterschiedlicher

Subgrid-Scale-Modelle und Zufluss
Turbulenzen auf der

Grenzschichtübergang in einer
Transsonische lineare Turbinenkaskade.

Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2021, 6,

35. <https://doi.org/10.3390/>

ijtp6030035

Wissenschaftlicher Redakteur: Antoine Dazin

Empfangen: 19. Mai 2021

Akzeptiert: 18. August 2021

Veröffentlicht: 27. August 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche
in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeit.
ationen.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel
vertrieben unter den Bedingungen und
Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

([https://creativecommons.org/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

In modernen Flugzeugtriebwerken sind die Turbinenstufen aufgrund hoher Drücke, hoher Temperaturen und starker Turbulenzen extremen Bedingungen ausgesetzt. Um die Leistung und Lebensdauer der Komponenten sicherzustellen, sind genaue Kenntnisse und Kontrolle des Strömungsfelds innerhalb der Maschine erforderlich. Besonders kritisch ist der Strömungsbereich, der den festen Oberflächen am nächsten ist. Dieser Bereich wird als Grenzschicht (Grenzschicht) bezeichnet und hier treiben Viskositätseffekte den Austausch von Energie und Impuls an. Die Grenzschicht kann sowohl laminar als auch turbulent sein, was einen großen Einfluss auf Transportprozesse wie Wandreibung und Wärmeübertragung hat. Darüber hinaus ändert sich die Fähigkeit der Grenzschicht, bei widrigen Druckgradienten an den Schaufelblättern haften zu bleiben, dramatisch von laminar zu turbulent. Daher wird die Kontrolle der Grenzschicht in modernen Flugzeugtriebwerken, bei denen von jeder Stufe hohe Belastungen und eine hohe Effizienz gefordert sind, von zentraler Bedeutung.

In den letzten Jahrzehnten wurde viel geforscht, um alle

die komplexen Mechanismen, die in der Grenzschichtregion auftreten. Neben dem experimentellen Ansatz wurde auch die numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen (NS) verwendet, da sie den Konstrukteuren a priori nützliche Informationen liefern kann. Folglich wurde eine beträchtliche Anzahl numerischer Modelle entwickelt und verfeinert, um die Entwicklung der Grenzschicht genau vorherzusagen. Während RANS-Modelle bei der Simulation von Strömungen in Wandnähe eine große Rolle spielten, wurden

Aufgrund der zunehmenden Rechenkapazität erfreuen sich heute präzisere numerische Modelle wie die Large-Eddy-Simulation (LES) und die direkte numerische Simulation (DNS) zunehmender Beliebtheit, deren Anwendung für motorrelevante Strömungsbedingungen noch vor einem Jahrzehnt als nahezu unmöglich galt. Unter den dreien scheint LES aufgrund der geringeren Rechenkosten im Vergleich zu DNS und der besseren Genauigkeit und Anpassungsfähigkeit im Vergleich zu RANS besonders attraktiv zu sein, was es nicht nur in Forschungsbereichen, sondern auch in der Industrie zu einer wertvollen Wahl macht.

Eine der größten Herausforderungen für LES im Umgang mit Turbomaschinenströmungen ist die Vorhersage des Übergangs von laminar zu turbulent auf der Schaufeloberfläche bei freier Anströmung. Die einströmenden Turbulenzen haben einen großen Einfluss auf die BL-Entwicklung und müssen sorgfältig modelliert werden, um genaue Ergebnisse zu erzielen. Allerdings ist die Spezifikation der Einlassströmungsdaten bei LES etwas komplexer und anspruchsvoller als bei RANS, da zur Reproduzierung der Turbulenzstatistik der realen Strömung ein instationäres Turbulenzgeschwindigkeitssignal an der Einlassgrenze überlagert werden muss. Dhamankar et al. [1] haben einen Überblick über die verschiedenen Ansätze zur Reproduktion von Turbulenzen gegeben. Zu den verschiedenen Methoden gehört die Synthetic Eddy Method (SEM) von Jarrin et al. [2] wurde für diese Arbeit gewählt, da sich damit eine große Anzahl von Turbulenzzuständen am Einlass in Bezug auf Turbulenzlängenskala, Anisotropie und Intensität mit relativ geringem Rechenaufwand und guter Reproduzierbarkeit der Turbulenzstatistik beschreiben lässt. Darüber hinaus ist es einfach, die Zuflussrandbedingungen zu ändern, da die Methode keine Vorabsimulationen erfordert.

Die Fähigkeit von LES, den BL-Übergang an einer hochbelasteten Turbinenschaufel bei Vorhandensein von Einlassturbulenzen vorherzusagen, wurde in den Arbeiten von [3–7] untersucht. Der in diesen Arbeiten untersuchte Strömungsfall war die MUR-Kaskade, die am von Karman Institute for Fluid Dynamics [8] getestet wurde. Die Kaskade bestand aus einer linearen Anordnung von fünf Schaufeln, von denen die mittlere sowohl für Druck- als auch für Wärmeübertragungsmessungen instrumentiert war. In der Kaskade wurde der Einfluss der Freistromturbulenz, der Freistrom-Reynoldszahl und der Mach-Zahl auf den Grenzschichtübergang und die Wärmeübertragung auf der Schaufel untersucht. Jeder Autor verwendete unterschiedliche Methoden zur Reproduktion der Zuflussturbulenzstatistiken und unterschiedliche LES-Setups. Alle numerischen Konfigurationen wiesen jedoch in einigen Strömungskonfigurationen Schwächen auf, was zeigt, dass eine zuverlässige Vorhersage des BL-Übergangs von laminar zu turbulent immer noch eine Herausforderung darstellt. In der Arbeit von Jee et al. [7] Insbesondere wurde festgestellt, dass der Grenzschichtübergang auf der Blattsaugseite maßgeblich von der Wahl des Subgrid-Scale (SGS)-Schließmodells und der SEM-Parameter beeinflusst wird.

Ziel dieses Beitrags ist es, den Einfluss verschiedener LES-Konfigurationen auf den Grenzschichtübergang auf der Schaufelsaugseite eines MUR-Rasters bei Vorhandensein künstlicher Eintrittsturbulenzen zu untersuchen. Für die Simulationen wurde der hauseigene Code LINARS verwendet. Die Einströmturbulenzen werden mit der in [2] vorgeschlagenen SEM-Routine beschrieben, und die numerischen Simulationen beziehen sich auf den MUR237-Strömungsfall.

Der Beitrag ist wie folgt aufgebaut. Zunächst wird der Einfluss von drei verschiedenen Abschlussmodellen untersucht. Ausgehend von den Ergebnissen von [7] wird das Standard-Smagorinsky-Modell mit dem WALE-Modell und dem ein-Gleichungs-Subgitter-Scale-Modell der kinetischen Energie (KEM) verglichen. Anschließend wird der Einfluss der SEM-Parameter wie Turbulenzintensität, Turbulenzlängenskala und Anzahl der turbulenten Wirbel untersucht.

2. Numerische Methode

2.1. Flussfall

Der in den Simulationen untersuchte Strömungsfall war der MUR237-Testfall. Dieser Strömungsfall ist Teil einer Messreihe (MUR132, MUR218 und MUR237), in der der Einfluss der Intensität der Zuflussturbulenz auf den Wärmeübergang und den Grenzschichtübergang an der Schaufeloberfläche untersucht wurde. Die Kaskade umfasst insgesamt 5 Schaufeln mit einer Sehnenlänge, Schaufelhöhe und Schaufelteilung von 67,647 mm, 100 mm bzw. 57,5 mm.

Die wichtigsten Strömungsparameter sind in Tabelle 1 aufgeführt. MUR237 weist im Vergleich zu den Strömungsfällen MUR218 (4 %) und MUR132 (0,8 %) ein höheres Maß an Zuflussturbulenzen (6 %) und einen früheren Übergang der Grenzschicht von laminar zu turbulent auf der Saugseite des Blattes auf.

Tabelle 1. Strömungsparameter und Randbedingungen für die numerische Untersuchung.

MUR237			
Parameter	Symbol	Wert	
Gesamttemperatur Vorlauf	T1ges	417,3	K
Statische Temperatur Einlass	T1s	415,43	K
Gesamtdruck Einlass	p1tot	1.753	Bar
Statischer Druck am Einlass	p1s	1.726	Bar
Geschwindigkeitseinlass	w_{inlet}	61,29	MS
Statischer Druckausgang	p2s	1.179	Bar
Wandtemperatur	Twall	299,85	K
Reynolds Nummernauslass	Weiter	$1,0 \times 10^6$	-
Freiströmungsturbulenzen	Di	6,0 %	-
Einfallswinkel	γ_1	0	Grad
Machzahl beenden	M2is	0,775	-

2.2. Rechengitter

Für den MUR237-Flussfall wurde nachgewiesen, dass der Fluss in der Mitte unabhängig ist der sekundären Wirbel von Nabe und Mantel und einigermaßen periodisch in der Umfangsrichtung für die zentrale Schaufel [8]. Das numerische Raster berücksichtigt daher nur eine Schaufel Kanal, und nur ein Teil der gesamten Blattspanne wird berücksichtigt. Die numerische Spanne wurde 10% der gesamten Schaufelhöhe betragen, da in der Arbeit von [5] gezeigt wurde, dass durch eine weitere Erhöhung der Zahlenspanne keine signifikante Verbesserung der Ergebnisse bewirkt erreicht. **Abbildung 1 zeigt das verwendete Rechengitter. Eine Konfiguration mit O-Blöcken** um die Klinge herum wurde verwendet, um eine höhere Genauigkeit in der Nähe der Klinge zu gewährleisten bei gleichzeitiger Beibehaltung einer geringen Anzahl von Gitterpunkten in der Freistromregion, in der eine solche Auflösung ist nicht erforderlich. Wie im schwarzen Rahmen in **Abbildung 1** zu sehen ist, ist die Anzahl der Rasterpunkte entlang der Strömungsrichtung verdoppelt sich in Richtung der Blattoberfläche von ein O-Block zum nächsten. Insgesamt wurden 3 Lagen O-Blöcke verwendet. Am Auslass Um die Dissipation der Strömungsstrukturen zu erhöhen, wurden zwei größere Blöcke hinzugefügt. das Nachlauf und reduzieren die Reflexionen an der Auslassgrenze. Das Raster zählt insgesamt 38M Gitterpunkte, und es wurde entwickelt, um einen maximalen Wert von y^+ , x^+ und z zu erreichen von 1,2, 40 bzw. 30. Darüber hinaus beträgt im Freistromgebiet die maximale Gitterkapazität Der Abstand betrug 0,3 mm.

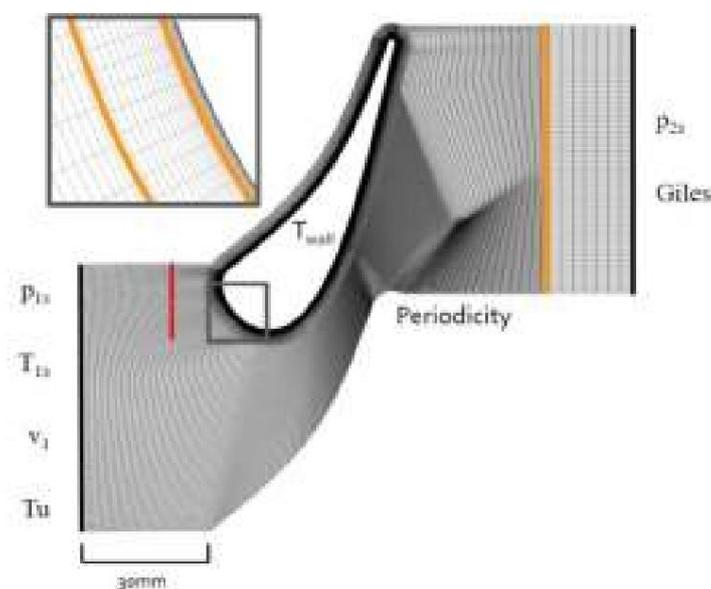


Abbildung 1. Rechengitter und O-Blöcke.

2.3. Randbedingungen Am

Einlass und Auslass wurden die Randbedingungen gemäß Abbildung 1 mit den Parametern in Tabelle 1 zugewiesen. Am Auslass wurden der statische Druck sowie eine nichtreflektierende Giles-Randbedingung [9] zugewiesen, um die Stabilität der Simulationen zu verbessern. Am Eintritt wurden die statische Temperatur, der statische Druck und die mittlere Geschwindigkeit vorgegeben, während die Turbulenzintensität am Eintritt mithilfe des SEM vorgegeben wurde. An der Schaufelwand wurde eine konstante Temperatur von 299,85 K eingestellt. Zwischen den O-Blöcken um die Schaufel und den größeren Blöcken in den Außenschichten wurde eine Interpolation zweiter Ordnung verwendet, um die Flächen zu verbinden. Weitere Informationen zur Verwendung schließlich wurde Periodizität in Umfangs- und Spannweitenrichtung verwendet.

2.4. Numerische Verfahren

Für die Zeititeration wurde das explizite Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung (RK4) mit einer Zeitschrittweite von 4×10^{-9} s und einem Maximalwert von $CFL < 1$ verwendet. Für die Berechnung der Zellflüsse wurde ein gewichtetes, im Wesentlichen nichtoszillierendes (WENO) Verfahren verwendet, da gemäß [10] dieses Verfahren im Vergleich zu den zentralen Verfahren und den TVD-Verfahren hinsichtlich numerischer Stabilität und Dissipation bessere Ergebnisse liefert.

2.5. Rechenzeit Die

Simulationen wurden mit dem hauseigenen Code LINARS durchgeführt. Der Rechenbereich wurde für die parallele Berechnung in mehrere Blöcke aufgeteilt und für jede Simulation wurden insgesamt 160 Kerne verwendet. Für die Durchführung jeder Simulation wurden etwa $2,5 \times 10^5$ Kernstunden benötigt.

2.6. Subgrid-Scale-Modelle

In dieser Arbeit wurden drei verschiedene SGS-Modelle verwendet: Smagorinsky–Lilly, Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity (WALE) und das Subgrid-Scale-Modell für kinetische Energie mit einer Gleichung

2.6.1. Smagorinsky-Lilly-Modell

In dieser Arbeit wurde das Standardmodell von Smagorinsky–Lilly verwendet. Lilly ermittelte ursprünglich einen Wert für den Smagorinsky-Koeffizienten C_s von 0,17 [11]. Dieser Wert liefert gute Ergebnisse bei isotroper Turbulenz in der Anströmzone, führt jedoch zu einer zu hohen Dissipation bei wandnahen Strömungen. Für diese Art von Strömung wird üblicherweise ein Wert von 0,1 empfohlen. In [7] wurde jedoch festgestellt, dass mit einem Smagorinsky-Koeffizienten von 0,1 die Grenzschichtentwicklung an der MUR-Blätter nicht genau vorhergesagt werden konnte, da das Abschlussmodell immer noch zu dissipativ war. Für den MUR132-Strömungsfall wurden verschiedene Werte des Smagorinsky-Koeffizienten getestet, und ein Wert von 0,05 erwies sich als am besten geeignet. Aus diesem Grund wurde dieser Wert auch in dieser Arbeit verwendet.

Eine Dämpfungsfunktion, die auf der Smagorinsky-Längenskala wirkt, wurde ebenfalls angewendet, um Reduzierung der Viskosität im wandnahen Bereich:

$$\nu_s = \min(\nu_d, C_s V^{1/3}) \quad (1)$$

Dabei ist d der Abstand von der festen Wand, ν_d die von Karman-Konstante $\gamma = 0,41$ und V das Volumen der Rechenzelle.

2.6.2. WALE-Modell

Das WALE-Modell [12] ist ein Modell unterhalb des Gittermaßstabs, das auf dem Quadrat des Geschwindigkeitsgradiententensors basiert. Im Vergleich zum Standardmodell von Smagorinsky–Lilly geht die Wirbelviskosität mit dieser Formulierung im WALE-Modell in Wandnähe natürlich auf Null, und sie ist auch im Fall reiner Scherspannung Null. Die Wirbelviskosität wird wie folgt umgeschrieben:

$$\mu_t = \nu_L \frac{2}{s} \frac{(S_{ij}^D)^{3/2}}{(S_{ij} S_{ij})^{5/2} + (S_{ij} S_{ij})^{5/4}} \quad (2)$$

\bar{S}_{ij} ist der Dehnungsratentensor für die aufgelöste Skala, der wie folgt ausgedrückt werden kann:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{y}_{ui}}{\bar{y}_{xj}} + \frac{\bar{y}_{uj}}{\bar{y}_{xi}} \right) \quad (3)$$

wobei die Mischungslänge L_s und der Parameter S_{ij}^D jeweils wie folgt definiert sind: ij

$$L_s = \min(\bar{y}_d, C_{\bar{y}} V^{1/3}) \quad (4)$$

$$S_{ij}^D = \frac{\bar{y}_{ui}}{\bar{y}_{xj}} \quad (5)$$

Der Koeffizient $C_{\bar{y}}$ wurde auf 0,325 gesetzt, da dieser Wert nachweislich zufriedenstellende Ergebnisse für einen weiten Bereich von Strömungen.

2.6.3. KEM-Modell

Im KEM-Abschlussmodell wird die Wirbelviskosität wie folgt ausgedrückt:

$$\mu_t = C_k k_{sgs} V^{1/3} \quad (6)$$

wobei k_{sgs} die kinetische Energie im Zusammenhang mit den untergittergroßen Turbulenzen ist und aus der zusätzlichen Transportgleichung abgeleitet wird:

$$\frac{\bar{y}_{ksgs}}{\bar{y}_t} + \bar{u}_j + \bar{y}_{ij} \bar{y}_{xj} \bar{y}_{xj} = \bar{y} C_c \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\bar{y}} \frac{\bar{y}}{\bar{y}_{xj}} + \bar{y} \bar{y}_k \frac{\bar{y}_{ksgs}}{\bar{y}_{xj}} \quad (7)$$

In der Gleichung sind die Terme auf der rechten Seite jeweils Produktion, Dissipation und Diffusion. Die Konstanten wurden gemäß der Arbeit von [13] als $C_k = 0,05$, $C_c = 1,0$ und $\bar{y}_k = 1,0$ festgelegt, während \bar{y} aus dem Zellvolumen als $\bar{y} = V^{1/3}$ erhalten wurde. Schließlich wurde die Einlassbedingung für die kinetische Energie unterhalb des Gittermaßstabs auf 6 % der kinetischen Energie der Einlasssturbulenz festgelegt.

2.7. Realisationsmodellierung (SEM)

Die Hauptprinzipien des SEM sind wie folgt. Die Wirbel, die eine Reihe von Geschwindigkeitsschwankungen bilden, befinden sich in einer Box außerhalb des Rechenbereichs. Die Wirbel werden in der Box durch die Koordinaten ihres Zentrums, ihre Geschwindigkeitsschwankungsverteilung und ihre Größe definiert. Die Position der Wirbel wird zufällig bestimmt, ebenso wie die Richtung der Schwankung, die mithilfe einer Zufallsvariablen aus der Verteilung $\{\bar{y}_1; 1\}$ zugewiesen wird, wobei die Wahrscheinlichkeit, den einen oder anderen Wert anzunehmen, gleich ist. Die Wirbel werden dann unter Verwendung der Taylorschen gefrorenen Hypothese [2] aus der SEM-Box in den Rechenbereich übertragen.

Der Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten SEM war der gleiche wie in [7], und die wichtigsten Punkte werden hier noch einmal in Erinnerung gerufen. Es wurde ein isotroper turbulenter Zufluss betrachtet, sodass die Intensität der Turbulenzschwankungen für alle drei Geschwindigkeitskomponenten gleich war und dem Produkt aus durchschnittlicher Einlassgeschwindigkeit und Turbulenzintensität ($a_{ii} = TuU$) entsprach. Die Abmessung des Kastens war in Umfangs- und Spannweitenrichtung die gleiche wie die Einlassgrenze des Hauptberechnungsbereichs, während die Länge in Stromrichtung durch Multiplikation der durchschnittlichen Einlassgeschwindigkeit mit einer Zeitkonstante \bar{y} als $L_x = \bar{y}U$ ermittelt wurde. Schließlich wurde die Anzahl der Wirbel wie in der Arbeit von [14] empfohlen ermittelt, indem das Volumen des SEM-Kastens (V_{SEM}) durch die dritte Potenz der Turbulenzlängenskala (\bar{y}) wie folgt geteilt wurde:

$$N = V_{SEM} / \bar{y}^3 \quad (8)$$

Es ist wichtig zu erwähnen, dass, wenn alle Wirbel innerhalb der SEM-Box in den Rechenbereich transportiert werden, eine neue SEM-Box generiert wird. Die neue SEM-Box wird durch einen neuen Satz zufälliger Wirbel definiert. Die zufälligen Wirbel wurden aus einem zuvor mit MATLAB generierten externen Pool ausgewählt. Die Gesamtzahl

Pool wurde gewählt, um die zeitliche Periodizität der Einlassturbulenzen in der Zeit zu vermeiden **Rahmen der Simulation. Folglich hatte $\bar{\gamma}$ keinen Einfluss auf die generierten Turbulenzen, aber es wurde nur verwendet, um eine erste SEM-Box für die Strömungsvisualisierung zu bauen und zur Überprüfung der Richtigkeit der Turbulenzstatistik.**

Für diese Untersuchung wurden verschiedene SEM-Boxen definiert. Die Hauptparameter jede von ihnen ist in Tabelle 2 aufgeführt. In allen Boxen wurde eine Einlassturbulenz von 6,5 % vorgeschrieben mit Ausnahme von SEM5T8, wo 8% verwendet wurden. Die Turbulenzlängenskala betrug 5 mm für SEM5 und SEM5T8, 3 mm für SEM3 und SEM3N4 und 2 mm für SEM2. Die Zeit

Die konstante $\bar{\gamma}$ wurde gewählt, um genügend Wirbel in Strömungsrichtung innerhalb die SEM-Box und gute Turbulenzstatistiken. Die Anzahl der Wirbel wurde dann erhalten aus Gleichung (8), mit Ausnahme von SEM3N4, wo die vorgeschriebene Anzahl von Wirbeln war 4-mal größer. Schließlich ist in der letzten Spalte der Tabelle 2 die Dichte der Wirbel in der SEM-Box wird berichtet. Wie man sehen kann, nahm die Dichte der Wirbel durch die Reduzierung der Turbulenzlängenskala.

Tabelle 2. SEM-Box-Parameter.

Name	$\bar{\gamma}$	D_i	$\bar{\gamma}$	N	N/VSEM
SEM2	2 (mm)	6,5 (%)	0,0006 (s)	2643 (-)	0,125 (1/mm ³)
SEM3	3 (mm)	6,5 (%)	0,006 (s)	7831 (-)	0,037 (1/mm ³)
SEM5	5 (mm)	6,5 (%)	0,01 (s)	2819 (-)	0,008 (1/mm ³)
SEM3N4	3 (mm)	6,5 (%)	0,0005 (s)	2610 (-)	0,148 (1/mm ³)
SEM5T8	5 (mm)	8,0 (%)	0,01 (s)	2819 (-)	0,008 (1/mm ³)

Für den SGS-Verschlußmodellvergleich wurde nur die SEM5-Box zur Definition der Einlassturbulenz verwendet. Für die Untersuchung des Einflusses der Einlassturbulenz Längenskala, SEM2, SEM3 und SEM5 wurden verwendet. Bezüglich des Einflusses der Anzahl der Wirbel wurde die Simulation mit SEM3 mit der mit SEM3N4 verglichen. Schließlich wurde SEM5 und SEM5T8 wurden verglichen, um den Einfluss der Turbulenzintensität zu untersuchen.

3. Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der aktuellen Untersuchung vorgestellt und diskutiert. Der experimentelle konvektive Wärmeübergangskoeffizient (h) auf der Schaufeloberfläche wurde mit dem in den LES-Simulationen vorhergesagten verglichen. Um h zu erhalten, wurde der Hauptstrom Parameter wurden alle 5000 Iterationen aufgezeichnet. Dann wurde ein zeitlicher Durchschnitt gebildet, sowie entlang der Spannweitenrichtung. Um zu beweisen, dass die Lösung konvergiert ist, das Integral des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten über einen Bereich auf der Saugseite des Blattes nahe der Hinterkante wurde im Laufe der Zeit ausgewertet. Nach der Konvergenz erreicht, wurden 250.000 Zeitschritte durchgeführt und insgesamt 50 Proben entnommen.

h wurde dann durch die Definition erhalten:

$$h = \frac{q_{\gamma wall}}{T_{1tot} - T_{wall}} \quad (9)$$

wobei $q_{\gamma wall}$, T_{1tot} und T_{wall} der Wandwärmestrom, die Gesamteintrittstemperatur bzw. die Wandtemperatur sind. Schließlich, um mit den Experimenten vergleichen zu können, die konvektive Der Wärmeübergangskoeffizient wurde entlang der krummlinigen Abszisse (S) für beide Druck-Seite (PS) und Saugseite (SS). In den Wärmeübertragungsmessungen des MUR-Testfalls Es wurde eine Unsicherheit von 5 % geschätzt, daher wurde sie in den Grafiken berücksichtigt mit Fehlerbalken.

3.1. Einfluss des SGS-Abschlussmodells

Der von den drei verschiedenen SGS-Modellen vorhergesagte konvektive Wärmeübergangskoeffizient für den MUR237-Testfall ist in Abbildung 2 dargestellt. Auf der Saugseite (SS) sind die drei Modelle erreichten an der Blattvorderkante ähnliche Werte (0 mm < S < 20 mm).

Von $S = 20$ mm bis $S = 58$ mm sagten WALE und SMAG leicht niedrigere h -Werte als KEM voraus. Ab $S = 58$ änderte sich dieser Trend jedoch und sowohl WALE als auch SMAG sagten einen plötzlichen Anstieg von h aufgrund des Übergangs der Grenzschicht von laminar zu turbulent voraus (eine Visualisierung der Grenzschicht für die WALE-Simulation ist in Abbildung 6 dargestellt). KEM hingegen zeigte keinen vollständigen Übergang und daher wurden niedrigere h -Werte erreicht. Konzentrieren wir uns nun auf die Druckseite, so zeigen die drei Modelle einige Unterschiede, obwohl die Wärmeübertragung an der Schaufelvorderkante ähnlich war, beginnend bei Position $S = \bar{y}5$. Insbesondere KEM sagte die höchsten h -Werte über den gesamten PS hinweg voraus, während SMAG und WALE ein ähnliches Verhalten zeigten, wobei letzteres etwas niedrigere Wärmeübertragungswerte ergab.

Um die Unterschiede zwischen den getesteten SGS-Modellen weiter zu analysieren, wurde auch die Wandschubspannung an der Schaufelwand berechnet. In Abbildung 3 zeigen die drei Modelle im Gegensatz zu den Ergebnissen für die konvektive Wärmeübertragung sehr ähnliche Wandschubspannungsniveaus an der Schaufeldruckseite, wobei WALE im Vergleich zu KEM und SMAG etwas niedrigere Werte ergab. In Bezug auf die SS war die vorhergesagte Wandschubspannung im ersten Teil der Saugseite bis $S = 20$ mm ähnlich. Ab diesem Punkt konnten einige kleine Unterschiede im Bereich $20 \text{ mm} < S < 60$ mm festgestellt werden, aber die größten Abweichungen zwischen den Modellen waren wieder näher an der Hinterkante zu finden, da der Übergang von laminar zu turbulent unterschiedlich vorhergesagt wurde.

In Abbildung 4 sind die Geschwindigkeitsprofile dargestellt. Die Geschwindigkeitsprofile wurden an zwei Stellen auf der SS bei $S = 60$ mm (Beginn des Übergangs von laminar zu turbulenter Luft) und $S = 80$ mm (turbulenterer BL) und an einer Stelle auf der PS bei $S = \bar{y}20$ mm extrapoliert. In den Diagrammen sind außerdem theoretische Lösungen der flachen Plattenströmung sowohl für die viskose Unterschicht (gestrichelte Linie) als auch für das logarithmische Gesetz der Wand (strichpunktierte Linie) dargestellt. Im Allgemeinen waren die Geschwindigkeitsprofile der verschiedenen SGS-Modelle sehr ähnlich, wenn die Grenzschicht laminar war (Positionen $S = \bar{y}20$ mm und $S = 60$ mm), und sie passten gut zur theoretischen Form der viskosen Unterschicht. Im Gegensatz dazu verhielten sich die Modelle an Position $S = 80$ mm sehr unterschiedlich. Das KEM-Geschwindigkeitsprofil war im Vergleich zu denen von WALE und SMAG, die ein turbulenteres Profil zeigten, immer noch laminar. Von den drei Modellen schien WALE sowohl in der viskosen Unterschicht als auch im Log-Law-Bereich die beste Leistung zu erbringen.

Betrachtet man Position $S = 80$ erneut, stimmte keines der SGS-Modelle mit dem durch das logarithmische Gesetz der Wand vorgegebenen Turbulenzgeschwindigkeitsprofil überein. Um den Grund für die Diskrepanz zu finden, wurden die Geschwindigkeitsprofile auch an dieser Stelle für eine RANS-Lösung mit dem k - \bar{y} -SST-Modell in Kombination mit dem \bar{y} - $Re_{\bar{y}}$ -Übergangsmodell gezeichnet. Wie in Abbildung 4 zu sehen ist, sagte das RANS-Modell die theoretische Linie im Bereich des Logarithmusgesetzes besser voraus als die LES-Modelle. Betrachtet man nun den Wärmeübertragungskoeffizienten in Abbildung 2, ist deutlich zu erkennen, dass das RANS-Modell im Vergleich zu LES einen viel schnelleren Übergang aufwies und auch ein viel höheres Maß an konvektiver Wärmeübertragung vorhersagte. Dies deutet darauf hin, dass die LES-Modelle keinen vollständigen Übergang der Grenzschicht vorhergesagt haben, was die Diskrepanz im Logarithmusbereich der Geschwindigkeitsprofile und beim Wärmetransfer erklären könnte.

Insgesamt wurde h beim Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse in allen drei LES-Simulationen unterschätzt, und dieser Unterschied war im hinteren Teil der Blatt-SS größer, wo der Übergang viel weiter stromabwärts stattfand als in den Experimenten. Darüber hinaus stimmt der vorhergesagte Wärmeübergang, wie bereits in [6,7] festgestellt, besser mit den experimentellen Ergebnissen des MUR218-Strömungsfalls überein, bei dem ein geringerer Turbulenzgrad (4 %) am Einlass erzeugt wurde (siehe Abbildung 2).

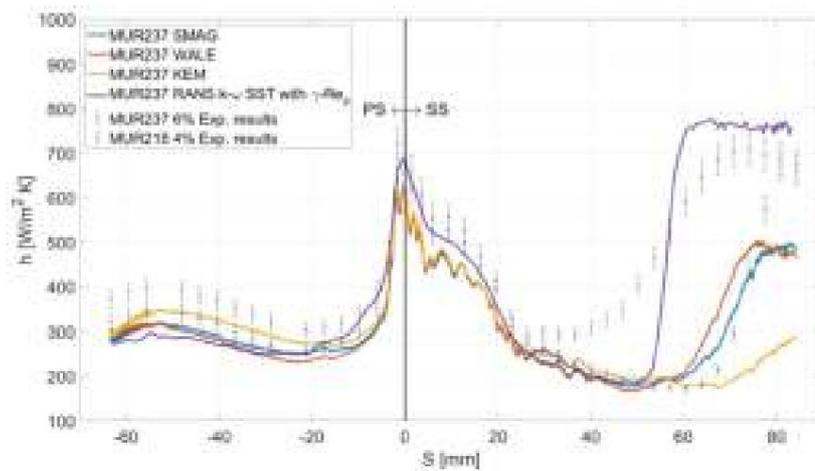


Abbildung 2. Einfluss der SGS-Abschlussmodelle: konvektiver Wärmeübertragungskoeffizient.

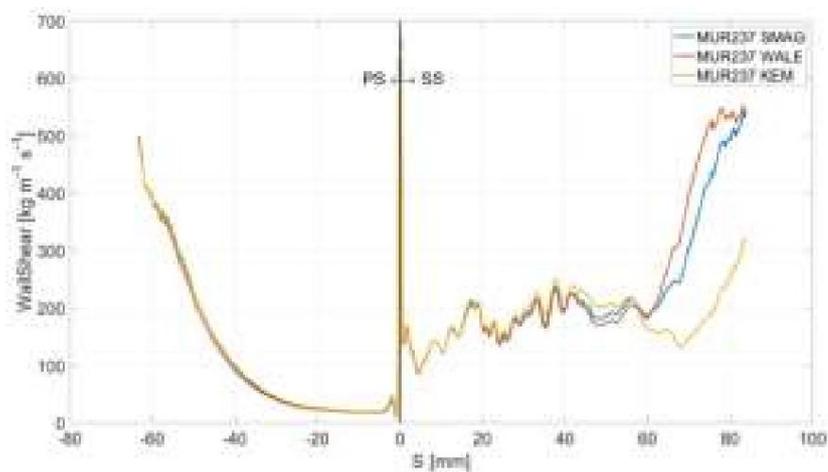


Abbildung 3. Einfluss der SGS-Verschussmodelle: Wandschubspannung.

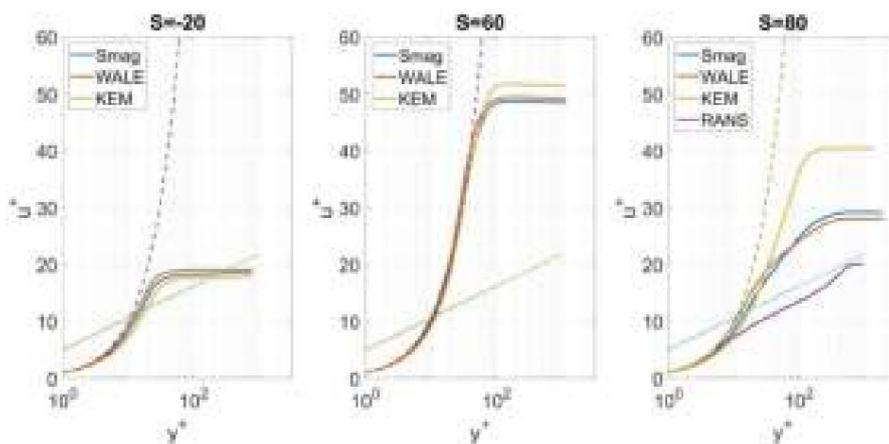


Abbildung 4. Einfluss der SGS-Verschussmodelle: Geschwindigkeitsprofil.

In [7] blieben einige offene Fragen bezüglich des Ursprungs der Abweichung zwischen den experimentellen und numerischen Ergebnissen und ob sie mit dem gewählten SGS-Abschlussmodell oder den SEM-Parametern zusammenhängen. Aus diesen Ergebnissen kann geschlossen werden, dass die Wahl des SGS-Modells die Vorhersage der Wärmeübertragung auf der Schaufeloberfläche sowohl auf der Druck- als auch auf der Saugseite beeinflusst, während auf der SS der Einfluss auf den BL-Übergangsbereich von laminar zu turbulent beschränkt zu sein scheint, wenn man die Wandschubspannung betrachtet. KEM hatte eine höhere Viskosität unterhalb des Gittermaßstabs als WALE und SMAG, und dies führte zu einer Unterdrückung des Übergangs von laminar zu turbulent auf der

Allerdings scheint ersteres etwas weniger dissipativ zu sein als SMAG und zeigte auch in der subviskosen Schicht der Grenzschicht bessere Ergebnisse. Aus diesem Grund wurde es bei den weiteren Untersuchungen dieser Arbeit verwendet.

3.2. Einfluss der SEM-Box-Parameter Als

nächster Schritt wird der Einfluss der SEM-Parameter auf die konvektive Wärmeübertragung und den laminar-turbulenten BL-Übergang diskutiert. Insbesondere werden der Einfluss der Turbulenzlängenskala, die Anzahl der in der SEM-Box vorgeschriebenen Wirbel und die Turbulenzintensität gesondert behandelt.

3.2.1. Turbulenzlängenskala

In den Experimenten wurden keine Angaben zu den Turbulenzlängenskalen gemacht. Es ist jedoch bekannt, dass die Mischlänge einen großen Einfluss auf den Grenzschichtübergang hat. In den Arbeiten von [5,6,15] findet sich eine ausführliche Diskussion über die Wahl der Mischlänge für die Simulation des MUR-Strömungsfalls, und die in ihren Untersuchungen gewählten typischen Werte variierten zwischen 1,5 und 8 mm. Entsprechend dem in der Literatur gefundenen Wertebereich wurden für die vorliegende Untersuchung drei verschiedene Turbulenzlängenskalen gewählt, nämlich 2 mm, 3 mm und 5 mm.

Für diese Simulationsreihe wurde das WALE-Modell verwendet, wobei Turbulenzen durch die Fälle von Turbulenzlängenskalen von 2 mm, 3 mm und 5 mm vorgegeben wurden, unter Verwendung von SEM2, SEM3 und SEM5 (siehe Tabelle 2). Betrachtet man die konvektive Wärmeübertragung in Abbildung 5, sind bereits an der Vorderkante der Schaufel einige Unterschiede zu erkennen, wo höhere Wärmeübertragungswerte für die Fälle von 3 mm und 2 mm Strömung gefunden werden. Auf der Druckseite der Schaufel war die vorhergesagte Wärmeübertragung zwischen SEM5 und SEM3 sehr ähnlich, während SEM2 leicht höhere h -Werte von $S = 20$ mm bis zur Hinterkante vorhersagte. Auf der Saugseite waren die Unterschiede deutlicher. Beginnend von der Vorderkante und bis $S = 20$ mm lag die Wärmeübertragung näher an den experimentellen Ergebnissen für den Fall von 3 mm Strömung, während zwischen 2 mm und 5 mm nur geringe Unterschiede festgestellt werden konnten. Zwischen $S = 20$ mm und $S = 40$ mm schien h für alle drei Turbulenzlängenskalen auf ähnliche Werte zu konvergieren, aber ab $S = 40$ mm stieg die Wärmeübertragung für SEM3 erheblich an und zeigte einen viel früheren Übergang von laminar zu turbulent im Vergleich zu SEM5 und SEM2, wo der Übergang bei $S = 60$ mm begann. Beim Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse ist es interessant, dass eine Einlassturbulenzlängenskala von 3 mm die Ergebnisse deutlich verbesserte, während eine größere (5 mm) und kleinere (2 mm) Längenskala ähnliche, aber schlechtere Ergebnisse zeigte.

Um den Grund für diesen Unterschied in den Ergebnissen zwischen den 3-mm- und 5-mm-Strömungsfällen besser zu verstehen, wurde die Wechselwirkung zwischen der ankommenden Turbulenz und der Grenzschicht untersucht, indem das momentane Strömungsfeld um die Schaufel betrachtet wurde. Wie aus den Isoflächen des Q-Kriteriums ersichtlich ist, die in Abbildung 6 durch die Geschwindigkeitsgröße eingefärbt sind, war die Wirbeldichte im wandnahen Bereich viel größer, wenn eine 3-mm-Längenskala vorgegeben wurde. Man muss bedenken, dass die Anzahl der Wirbel gemäß Gleichung (8) gewählt wurde, sodass bei Verwendung einer größeren Turbulenzlängenskala eine geringere Wirbeldichte zu erwarten war (siehe Tabelle 2). Wie Abbildung 6 zeigt, hatte dies große Auswirkungen auf die Grenzschicht, obwohl an der Einlassgrenze dieselbe Turbulenzintensität vorgegeben war. Durch Beobachtung der Kontur der spannenweiten Wirbelstärke ist auch deutlich zu erkennen, dass die 3-mm-Einlassturbulenz sowohl die Druckseite BL als auch die Saugseite beeinflusste, wo der Übergang viel früher einsetzte. Obwohl die Wirbeldichte im 2-mm-Strömungsfall am höchsten war, wurde im Vergleich zum 3-mm-Strömungsfall ein späterer Übergang festgestellt, der dem 5-mm-Fall ähnlich war. Dies wurde wahrscheinlich durch eine höhere Dissipation der kleineren Turbulenzlängenskala verursacht, die im Freistrombereich auftrat. Aufgrund der schnelleren Dissipation waren die Wirbel, die auf die Grenzschicht trafen, schwächer und konnten den BL-Übergang nicht richtig auslösen.

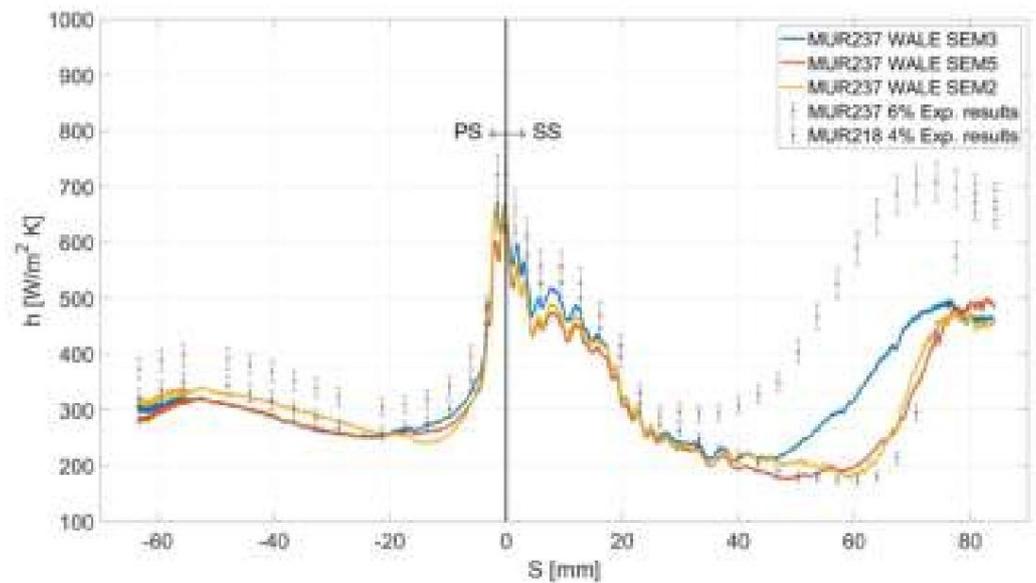


Abbildung 5. Einfluss der Turbulenzlängenskalen: konvektiver Wärmeübertragungskoeffizient.

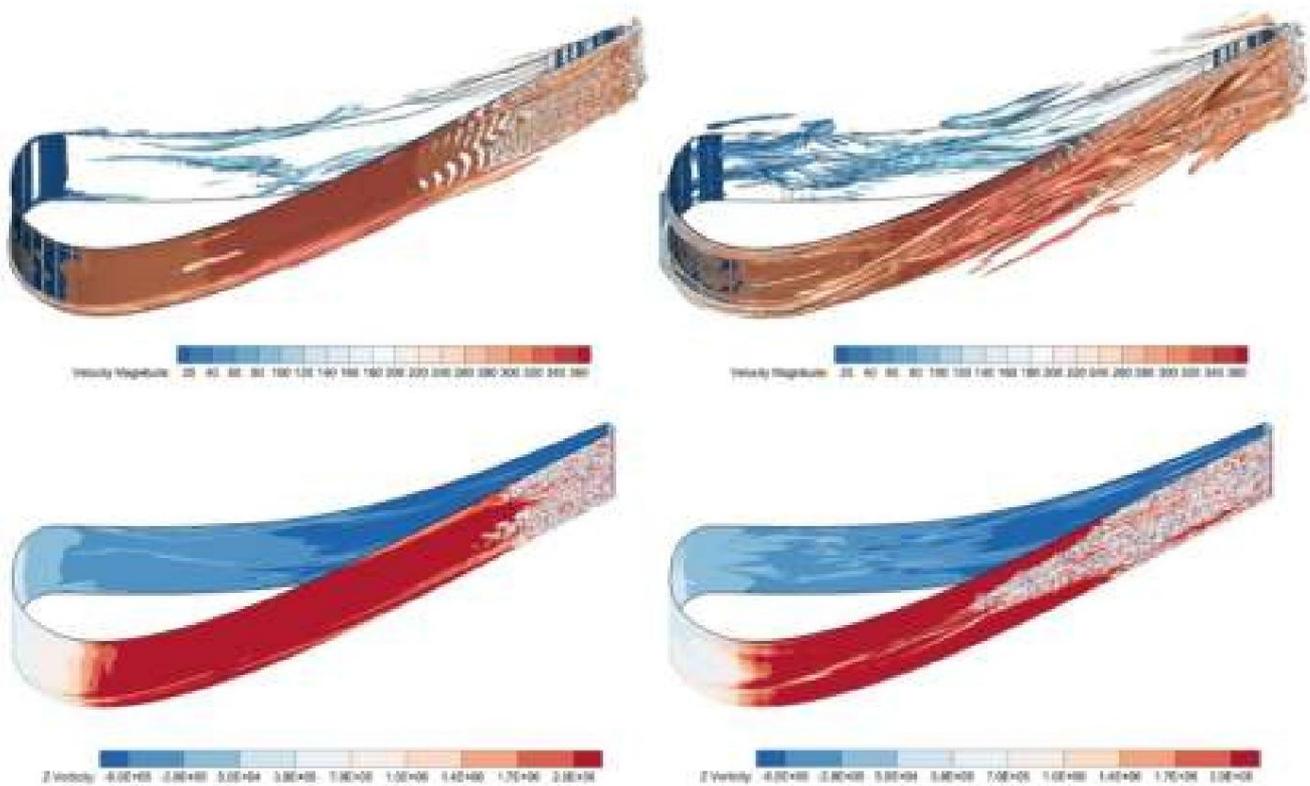


Abbildung 6. Interaktion der eingehenden turbulenten Wirbel mit der Grenzschicht im Fall von 3 mm und 5 mm: Isoflächen von $Q = 1 \times 10^8$, eingefärbt nach Geschwindigkeitsbetrag (oben) und Kontur der spannweiten Wirbelstärke in einem Abstand von 1×10^{-5} mm von der Blattoberfläche (unten).

3.2.2. Anzahl der Wirbel

In Abbildung 7 sind die Ergebnisse der Untersuchung zum Einfluss der Anzahl der Wirbel in der SEM-Box dargestellt. Eine Erhöhung der Anzahl der Wirbel um den Faktor vier von SEM3 auf SEM3N4 führte zu einer Verschlechterung der Ergebnisqualität, insbesondere wurde ein späterer Beginn des Übergangs festgestellt. Ein Vergleich des Niveaus der kinetischen Turbulenzenergie (TKE) zwischen den beiden Strömungsfällen wurde 10 mm vor der füh-

Kante des Blattes (siehe rote Ebene in Abbildung 1). SEM3N4 zeigte an diesem Punkt fast 6 % weniger TKE im Vergleich zu SEM3, obwohl es an der Einlassgrenze den gleichen Wert hatte. Wenn eine größere Anzahl von Wirbeln verwendet wurde als die in Gleichung (8) empfohlene, gibt es innerhalb der SEM-Box mehr Bereiche, in denen sich die Wirbel überlappen. Dies könnte zu einer Verschlechterung der Turbulenzschwankungen und folglich zu einer schnelleren Ableitung der TKE entlang der Strömungsrichtung führen.

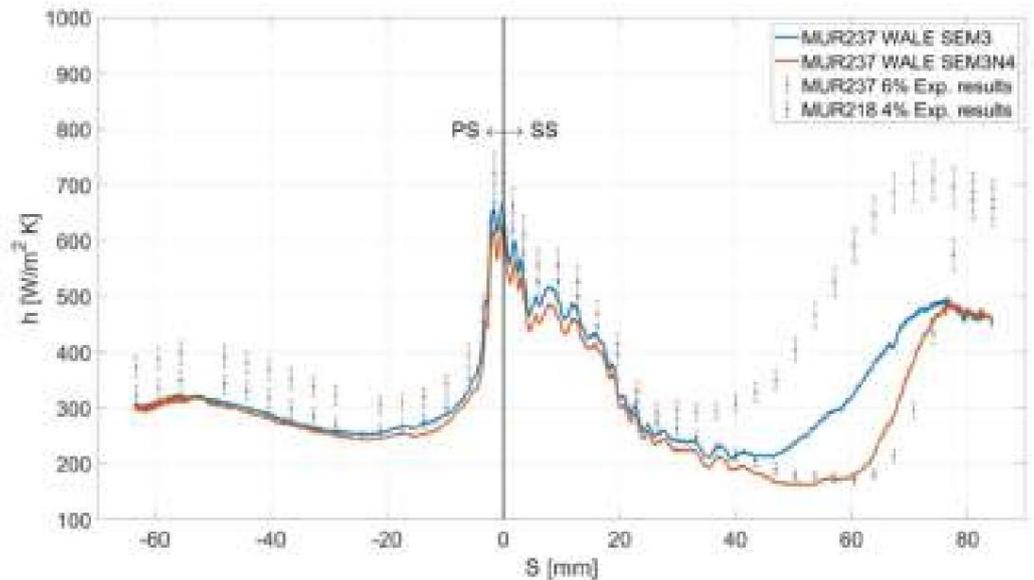


Abbildung 7. Einfluss der Wirbelanzahl: konvektiver Wärmeübergangskoeffizient.

3.2.3. Turbulente Intensität

Betrachtet man Abbildung 8, kann man erkennen, dass durch eine Erhöhung der Turbulenzintensität von 6 % auf 8 % für den 5-mm-Fluidfall nur sehr wenige Änderungen im konvektiven Wärmeübertragungskoeffizienten festgestellt werden konnten. Der Beginn des Übergangs auf der SS bleibt zwischen den beiden Flussfällen unverändert, obwohl für den Fall mit höherer Turbulenz zwischen $S = 0$ und $S = 20$ mm ein etwas höherer h -Wert vorhergesagt wurde. Für SEM5T8 konnte jedoch ein schnellerer Übergang beobachtet werden.

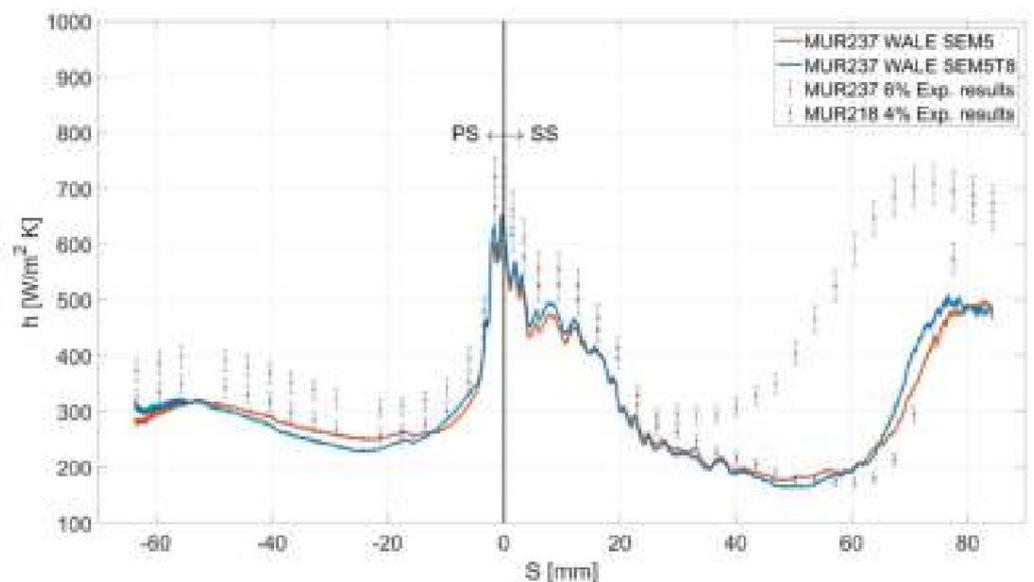


Abbildung 8. Einfluss der Turbulenzintensität: konvektiver Wärmeübergangskoeffizient.

4. Schlussfolgerungen

In dieser Arbeit wurde der Einfluss verschiedener LES-Setups auf den Grenzschichtübergang auf der Schaufelsaugseite einer hochbelasteten Turbinenkaskade bei synthetischer Einlassturbulenz diskutiert. Aus der Untersuchung mit den verschiedenen SGS-Abschlussmodellen (SMAG, WALE und KEM) ging hervor, dass die Wahl des SGS-Modells die Vorhersage des Wärmeübergangs sowohl auf der Druck- als auch auf der Saugseite der Schaufel beeinflusste. Insbesondere bestanden die Hauptunterschiede im Bereich der Saugseite, wo der Übergang von laminar zu turbulent der Grenzschicht auftrat. Hier erwies sich KEM als viel dissipativer als WALE und SMAG, was zu einer Unterdrückung des Übergangs von laminar zu turbulent führte. WALE und SMAG lieferten ähnliche Ergebnisse, allerdings schien WALE etwas weniger dissipativ zu sein als SMAG und zeigte auch in der subviskosen Schicht der Grenzschicht eine bessere L. Hinsichtlich des Einflusses der SEM-Parameter zur Vorgabe der Einlassturbulenz wie Turbulenzintensität, Turbulenzlängenskala und Anzahl turbulenter Wirbel wurde festgestellt, dass die Turbulenzlängenskala einen größeren Einfluss auf den Grenzschichtübergang und folglich auf die Wärmeübertragung im Vergleich zu den anderen beiden hat. Insbesondere wurde bei einer Turbulenzlängenskala von 3 mm eine bemerkenswerte Verbesserung der numerischen Ergebnisse im Vergleich zu den experimentellen für den konvektiven Wärmeübertragungskoeffizienten festgestellt, vor allem für den Übergangsbereich. Schließlich scheint die erhöhte Turbulenzintensität keinen großen Einfluss auf die Wärmeübertragung zu haben, während eine größere Anzahl von Wirbeln in der SEM-Box zu einer Verringerung der Turbulenz und einer Verschlechterung der Turbulenzstatistik führte.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, EB, PP und WS; Methodik, EB, PP und WS; Software, EB, PP und WS; Validierung, EB; formale Analyse, EB und WS; Untersuchung, EB und WS; Ressourcen, EB, PP und WS; Datenkuratierung, EB und WS; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, EB; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, EB, PP und WS; Visualisierung, EB; Überwachung, WS; Projektverwaltung, WS; Mittelbeschaffung, WS. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und ihr zugestimmt.

Finanzierung: Diese Forschung wurde im Rahmen des Projekts ALESIA (Advanced Large Eddy Simulation in Aeroengines) durchgeführt, das vom österreichischen Bundesministerium für Verkehr, Innovation und Technologie im Rahmen des österreichischen Luftfahrtprogramms TAKE OFF unterstützt wurde.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Die Autoren möchten die Nutzung der vom ZID der Technischen Universität Graz bereitgestellten HPC-Ressourcen danken.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

BL	Grenzschicht
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy
DNS	Direkte numerische Simulation
KEM	Subgrid-Scale-Modell der kinetischen Energie
LES	Große Wirbelsimulation
ES	Navier–Stokes
PS	Druckseite
RANS	Reynolds-gemittelter Navier–Stokes
SGS	Subgrid-Waage
SEM	Synthetische Wirbelmethode
SMAG	Smagorinsky
SS	Saugseite
WALE	Wandadaptation der lokalen Wirbelviskosität

Römische Symbole

C_c	Konstante des KEM-Modells
C_k	Konstante des KEM-Modells
C_s	Smagorinsky-Koeffizient
$C_{\tilde{\gamma}}$	Konstante des WALE-Modells
D	Abstand zur Wand
$\tilde{\gamma}_s$	Smagorinsky-Längenskala
H	Konvektiver Wärmeübergangskoeffizient
LS	Mischlänge
k_{sgs}	Kinetische Energie im Subgrid-Maßstab
M_{2is}	Isentropischer Machzahl-Auslass
p_{1tot}	Gesamtdruck am Einlass
p_{1s}	Statischer Einlassdruck
p_{2s}	Statischer Auslassdruck
$q_{\dot{y}wall}$	Wandwärmestrom
Re_{out}	Reynolds Nummer am Auslass
S	Krummlinige Koordinate
$—$	
S_{ij}^d	Dehnungsratentensor
S_{ij}	Dehnungsratentensor für die aufgelöste Skala
T_{1s}	Statische Einlasstemperatur
T_{1ges}	Gesamttemperatur am Einlass
T_{wall}	Wandtemperatur
T_u	Turbulenzgrad
u_+	Dimensionslose Geschwindigkeit
u_{inlet}	Einlassgeschwindigkeit
V	Volumen der Rechenzelle
V_{SEM}	Volumen der SEM-Box
y_+	Dimensionsloser Wandabstand
Griechische Symbole	
$\tilde{\gamma}$	Von-Karman-Konstante
μ_t	Wirbelviskosität
$\tilde{\rho}$	Dichte
$\tilde{\gamma}$	Turbulente Längenskala der SEM-Box
$\tilde{\gamma}_k$	Konstante des KEM-Modells
$\tilde{\gamma}$	Zeitkonstante der SEM-Box

Verweise

- Dhamankar, N.; Blaisdell, G.; Lyrintzis, A. Ein Überblick über turbulente Zufluss-Randbedingungen für Large-Eddy-Simulationen (Eingeladen). In Proceedings der 22. AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, Dallas, TX, USA, 22.–26. Juni 2015. [\[Querverweis\]](#)
- Jarrin, N.; Benhamadouche, S.; Laurence, D.; Prosser, R. Eine synthetische Wirbelmethode zur Erzeugung von Zuflussbedingungen für Großwirbel Simulation. Int. J. Heat Fluid Flow 2006, 27, 585–593. [\[CrossRef\]](#)
- Bhaskaran, R.; Lele, SK; Eaton, JK; Moin, P. Large Eddy Simulation of High Pressure Turbine Cascade; Stanford University: Stanford, CA, USA, 2010.
- Gourdain, N.; Gicquel, LYM; Morata, E. Vergleich von RANS-Simulation und les zur Vorhersage der Wärmeübertragung in einem hochbelastete Turbinenleitschaufel. In Proceedings der 9. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen: Fluidodynamik und Thermodynamik, Istanbul, Türkei, 21.–25. März 2011; Band 2, S. 847–862. [\[CrossRef\]](#)
- Morata, EC; Gourdain, N.; Duchaine, F.; Gicquel, L. Auswirkungen von Freistromturbulenzen auf die Wärmeentwicklung von Hochdruckturbinenschaufel Transfer vorhergesagt durch strukturierte und unstrukturierte LES. Int. J. Heat Mass Transf. 2012, 55, 5754–5768. [\[CrossRef\]](#)
- Jee, S.; Joo, J.; Medic, G. Großwirbelsimulation einer Hochdruckturbinenschaufel mit Einlassturbulenzen. In Proceedings of the ASME Turbo Expo 2016, Seoul, Korea, 13.–17. Juni 2016; Band 2D; Turbomaschinen, GT2016–56980. [\[CrossRef\]](#)
- Bertolini, E.; Pieringer, P.; Sanz, W. Large-Eddy-Simulation einer transsonischen linearen Kaskade mit synthetischer Einlassturbulenz In Proceedings of the ASME Turbo Expo 2020, London, Großbritannien, 22.–26. Juni 2020; Band 2C; Turbomaschinen, GT2020–14461.
- Arts, T.; Lambert de Rouvroit, M.; Rutherford, AW; Von Karman Institut für Fluidodynamik. Aerothermische Untersuchung eines Hochbelastete transsonische lineare Turbinenleitschaufelkaskade: Ein Testfall für Berechnungen von reibungsfreien und reibungsfreien Strömungen; Technischer Hinweis Von Karman-Institut für Fluidodynamik; Von Karman-Institut für Fluidodynamik: Sint-Genesius-Rode, Belgien, 1990.

9. Giles, MB Nichtreflektierende Randbedingungen für Berechnungen mit Eulergleichungen. *AIAA J.* 1990, 28, 2050–2058. [\[CrossRef\]](#)
10. Bertolini, E.; Pieringer, P.; Sanz, W. Vorhersage des Übergangs zu getrennten Strömungen mithilfe von LES und dem Übergangs-RANS-Modell. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2019, Phoenix, AZ, USA, 17.–21. Juni 2019; Band 2C; Turbomaschinen, GT2019–90214.*
11. Pope, SB *Turbulent Flows*; Cambridge University Press: Cambridge, Großbritannien, 2000.
12. Franck, N.; Ducros, F. Subgrid-Scale Stress Modelling basierend auf dem Quadrat des Geschwindigkeitsgradiententensors. *Flow Turbul. Combust.* 1999, 62, 183–200. [\[CrossRef\]](#)
13. Yoshizawa, A.; Horiuti, K. Ein statistisch abgeleitetes kinetisches Energiemodell im Subgrid-Maßstab für die Large-Eddy-Simulation turbulenter Strömungen. *J. Phys. Soc. Jpn.* 1985, 54, 2834–2839. [\[CrossRef\]](#)
14. Poletto, R.; Craft, T.; Revell, A. Eine neue divergenzfreie synthetische Wirbelmethode zur Reproduktion der Einlassströmungsbedingungen für LES. *Flow Turbul. Combust.* 2013, 91, 1–21. [\[CrossRef\]](#)
15. Liu, Y. Aerodynamik und Wärmeübertragungsvorhersagen in einer hochbelasteten Turbinenschaufel. *Int. J. Heat Fluid Flow* 2007, 28, 932–937. [\[Querverweis\]](#)

Artikel

Instationäre Simulation einer transsonischen Turbinenstufe mit Fokus auf Turbulenzvorhersage

Wolfgang Sanz * und David Scheier

Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik, Technische Universität Graz, 8010 Graz, Österreich; david.scheier@hotmail.com * Korrespondenz: wolfgang.sanz@tugraz.at; Tel.: +43-316-873-7229

Zusammenfassung: Die Strömung in einer transsonischen Turbinenstufe stellt immer noch eine große Herausforderung für die korrekte Vorhersage von Turbulenzen mithilfe eines Wirbelviskositätsmodells dar. Daher wurde eine instationäre RANS-Simulation mit dem k- γ -SST-Modell durchgeführt, die auf einer vorangegangenen Untersuchung der Turbulenzeintrittsbedingungen basiert, um zu prüfen, ob dies die Qualität der Strömungs- und Turbulenzvorhersage einer experimentell untersuchten Turbinenströmung verbessern kann. Instationäre Q3D-Ergebnisse zeigten, dass keine der verschiedenen Turbulenzrandbedingungen den Freistromturbulenzgrad und die Maximalwerte korrekt vorhersagen konnte. Glücklicherweise erwies sich der Einfluss der Randbedingungen auf das Geschwindigkeitsfeld als gering. Die qualitative Vorhersage der komplexen Sekundärströmungen ist gut, aber es fehlt an Übereinstimmung bei der Vorhersage der Turbulenzerzeugung.

Schlüsselwörter: transsonische Turbinenstufe; instationäre Strömungssimulation; Sekundärströmung; Turbulenzvorhersage; Turbulenzrandbedingungen



Zitat: Sanz, W.; Scheier, D.

Instationäre Simulation einer transsonischen Turbinenstufe mit Fokus auf Turbulenzvorhersage .

Turbomach. Propuls. Power 2021, 6, 36. <https://doi.org/10.3390/ijtp6030036>

Wissenschaftlicher Redakteur: Antoine Dazin

Erhalten: 21. Juli 2021

Akzeptiert: 24. August 2021

Veröffentlicht: 27. August 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

(<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Obwohl CFD-Codes bereits weit entwickelt sind und die Strömung auch durch sehr komplexe Geometrien vorhersagen können, sind hinsichtlich der Turbulenz noch immer Annahmen und Vereinfachungen erforderlich. Die korrekte Vorhersage der Turbulenz in einer hochbelasteten Turbinenstufe mit einem RANS-Ansatz stellt noch immer eine Herausforderung dar. Daher unterstützen Experimente in Prüfständen unter realistischen Strömungsbedingungen, bei denen auch Turbulenzdaten erfasst werden, die Entwicklung und Bewertung von CFD-Codes.

An der TU Graz führten Göttlich et al. [1] daher Laser-Doppler-Velocimetrie (LDV) in einer transsonischen Turbinenstufe durch, bei der sie die instationäre Geschwindigkeit und Turbulenz in Ebenen nach Stator und Rotor maßen. Basierend auf den experimentellen Daten untersuchten Pieringer et al. [2] die sekundären Strömungseffekte und die Wechselwirkung des Leckwirbels an der Rotorspitze mit der Hauptströmung mit einer stationären CFD-Simulation. Da die Übereinstimmung mit den Messungen nicht ganz zufriedenstellend war, wurden zusätzlich die Ausrundungen der Leitschaufeln modelliert, die Übereinstimmung mit den Messungen verbesserte sich jedoch nicht [3].

In einem neuen Versuch verwendeten Pecnik et al. [4] verschiedene Turbulenzmodelle in der stationären Simulation der transsonischen Stufe, wobei das k- γ SST-Modell von Menter [5] die Strömungsablösung an der Hinterkante der Statorschaufel am besten vorhersagen konnte, aber Abweichungen zu den Messdaten blieben. Daher wird in dieser Arbeit, basierend auf [6], ein weiterer Versuch mit einer instationären Simulation der transsonischen Stufenströmung unter Verwendung des k- γ SST-Modells vorgestellt, wobei besonderes Augenmerk auf den Vergleich der gemessenen Turbulenz nach dem Rotor mit der vorhergesagten gelegt wurde. Dies soll dazu beitragen, die Grenzen von RANS-Simulationen bei der Vorhersage von Turbulenzen in hoch

2. Versuchsanlage und Versuchsdaten

Das Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik der TU Graz betreibt seit 2001 eine transsonische Versuchsturbine als Kaltstrom-Durchlaufanlage. Das erste Testobjekt war eine transsonische Turbinenstufe, bei der Laser-Doppler-

Zur Messung der instationären Strömung wurde die Velocimetrie (LDV) eingesetzt [1]. Abbildung 1 (links) zeigt die meridionale Strömungskontur mit Stator- und Rotorblatt und die Hauptabmessungen.

konvergenter-divergenter Strömungsverlauf beschleunigt die Strömung auf Überschallgeschwindigkeit. Stagnation Druck- und Temperaturwerte wurden mit Sonden 66 mm vor dem Stator gemessen

Der statische Druck am Auslass wurde in einer Ebene 158 mm hinter der

die Statorvorderkante. Geometrische Daten der Schaufeln und wichtige Betriebsbedingungen

sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Die Profilgeometrie der 24 Statorschaufeln und der 36 Rotorschaufeln

Die Anzahl der Schaufelblätter ist in Abbildung 1 (rechts) angegeben. Diese Schaufelblattzahlen implizieren eine umlaufende Periodizität von 30 Grad.

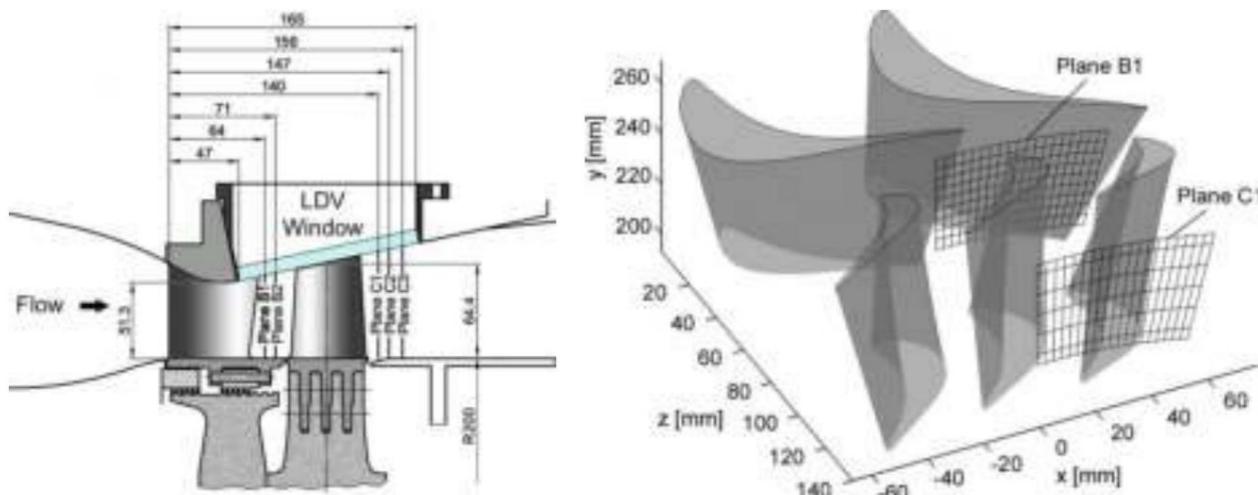


Abbildung 1. Meridionale Ansicht des Strömungskanals (links) und der Schaufelkonturen mit Messebenen (rechts).

Tabelle 1. Geometrische Daten und Betriebsbedingungen der Stufe.

Anzahl der Leitschaufeln	Anzahl der Rotorblätter	Düsentiefe	24
(Spannweitenmitte) [mm]			36
Düsendrehwinkel [Grad]			78,9
Rotorblattsehne (Spannweitenmitte) [mm]			70
Rotorblattdrehwinkel [Grad]			55,9
Düsenhöhe am Ausgang [mm]			107
Rotorblatthöhe am Austritt [mm]			55,1
Spitzenspiel/Blatthöhe [%]			69,2
Druckverhältnis $p_{tot,in}/p_{out}$			1,4
Reynoldszahl Düsenaustritt			3,50
Reynoldszahl Rotorblattaustritt			$2,57 \times 10^6$
			$1,69 \times 10^6$

Im Außengehäuse wurde ein Glasfenster angebracht, um LDV Zugang zum Durchfluss zu ermöglichen Kanal. LDV-Daten wurden in Ebene B1 nach dem Stator und Ebene C1 nach dem Rotor gesammelt (siehe Abbildung 1). Der Messbereich umfasste einen Umfangsabstand von 15 Grad (=1 Stator Tonhöhe), so dass durch korrekte Phasenverschiebung der volle Periodenbereich von 30 Grad entsprechend Es konnten 2 Stator- und 3 Rotorkanäle erhalten werden. Aufgrund von Reflexionen an der Nabe und dem Glas Die Messungen deckten etwa 25 bis 88 % der relativen Spanne in B1 ab und 25% bis 80% relative Spanne in C1 (siehe Abbildung 1, rechts). Neun radiale Linien in Ebene B1 und sieben Es wurden radiale Linien in der Ebene C1 mit 20 Messpositionen pro Linie durchlaufen, wobei Es wurden etwa 80.000 Geschwindigkeitsstöße erfasst. Sie wurden den entsprechenden Rotorposition, also 40 verschiedene Stator-Rotor-Positionen pro Rotorblattneigung (=10 Grad), mit mit Hilfe eines Triggersignals der Schachtüberwachung.

Um die Turbulenz lokal und über die Zeit durch die Varianz zu erhalten, die momentane Der Geschwindigkeitsvektor v_i jedes Ausbruchs wurde wie folgt zerlegt

$$v_i = \bar{v} + v' = \bar{v} + \tilde{v} + v'' \quad (1)$$

wobei \bar{v} die Ensemble-Durchschnittsgeschwindigkeit, \tilde{v} die zeitliche Durchschnittsgeschwindigkeit, v' die periodische Geschwindigkeitskomponente und v'' die ungelöste Geschwindigkeitskomponente, also die turbulente Fluktuation, ist. Bei 40 Auswertungsfenstern war die Anzahl der Geschwindigkeitsproben pro Fenster immer noch hoch genug, um Mittelwert und Turbulenzgrad mit angemessener Unsicherheit bestimmen zu können. Bei einem Vertrauensniveau von 95 % ergab sich eine Unsicherheit von 3,5 m/s im und 0,9 m/s außerhalb des Rotornachlaufs für die Ensemble-Durchschnittsgeschwindigkeit sowie 11 m/s im und 2,5 m/s außerhalb des Rotornachlaufs für die ungelöste Geschwindigkeit.

Da ein zweidimensionales LDV-System verwendet wurde, wurden nur die Geschwindigkeiten in axialer und Umfangsrichtung gemessen. Für die Berechnung der kinetischen Turbulenzenergie k waren daher zuverlässige Schätzungen der Schwankungen in radialer Richtung erforderlich. Hierzu wurden Turbulenzmessungen mit einem CTA-System, die von Bauinger et al. [7] in einer zweistufigen Konfiguration in unserem Prüfstand durchgeführt wurden, analysiert und das Verhältnis der radialen Schwankungen zum Mittelwert der axialen und umfangsmäßigen Schwankungen ausgewertet. In einer Ebene hinter der Drehstrebe des Turbinenmittelrahmens betrug das durchschnittliche Verhältnis 1,08 mit einer Standardabweichung von 0,4. In einer Ebene kurz hinter der LP-Schaufel betrug das durchschnittliche Verhältnis 0,77 mit einer Standardabweichung von 0,17. Basierend auf diesem Verhältnis kann die kinetische Turbulenzenergie k wie folgt abgeschätzt werden:

$$k = (0,69 \div 0,77) \left(\overline{u'^2 + v'^2} \right) \quad (2)$$

Für die folgenden Vergleiche mit den Messdaten wurde ein Verhältniswert von 0,75 verwendet, der der Varianz der radialen Schwankungen als Mittelwert der Varianzen in den beiden anderen Richtungen entspricht. Gegenüber dem niedrigeren Wert von 0,69 bedeutet dies eine Überschätzung von k um 8 %.

Eine weitere Unsicherheit ergibt sich aus der Definition der kinetischen Turbulenzenergie in den Simulationen, die auf einer Favre-(Masse-)Mittelung der Geschwindigkeit basiert (siehe Gleichung (3)). Eine einfache Abschätzung des Fehlers aufgrund der unterschiedlichen Definitionen ergab sich nur bei sehr hohen Turbulenzabweichungen von 2%, während er meist unter 1% liegt [6].

$$2 k_{Favre} = \frac{1}{2} \frac{\overline{\rho v_i v_i}}{\overline{\rho}} \left(\overline{v_i'^2} + \overline{v_j'^2} \right) \quad (3)$$

3. Numerischer Aufbau

3.1. Strömungslöser

Die Berechnungen wurden mit dem Navier-Stokes-Programm LINARS durchgeführt, das am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik (ITTM) von Pecnik et al. [4] entwickelt wurde und bereits erfolgreich zur Lösung zahlreicher Anwendungen eingesetzt wurde. Das Programm löst die kompressiblen, Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen in konservativer Form mittels einer vollständig impliziten, zeitabhängigen Finite-Volumen-Methode. Dabei werden strukturierte Gitter in Mehrblockzuweisung verwendet. Das Programm wird basierend auf

Die reibungsfreien Flüsse werden mit der Upwind-Flux-Differenz-Splitting-Methode von Roe diskretisiert. Eine höhere räumliche Genauigkeit für die konvektiven Flüsse wird durch ein monotones Upstream-zentriertes Schema (MUSCL) erreicht. Ein Begrenzer wird angewendet, um numerische Instabilitäten zu vermeiden. Der reibungsfreie Flussvektor an den Zellgrenzflächen wird mithilfe des Green'schen Theorems zentral differenzierend konstruiert. Ein linearer Satz algebraischer Gleichungen wird durch zeitliche Diskretisierung mit dem Newton-Raphson-Verfahren erhalten. Für diese Untersuchung wurde die Turbulenz mit dem k - $\tilde{\nu}$ SST-Turbulenzmodell modelliert [5].

3.2. Rechengitter Das

blockstrukturierte Rechengitter wurde mit dem hauseigenen Vernetzungstool AIGrid3D erstellt. Um in der instationären Simulation die volle Strömungsperiodizität zu erreichen, wurde ein 30-Grad-Winkel verwendet.

Segment bestehend aus zwei Statorblättern und drei Rotorblättern musste modelliert werden. **Abbildung 2 (links)** zeigt das resultierende Netz, bestehend aus 57 Blöcken. Besonderes Augenmerk wurde auf die Netzqualität im Bereich der Rotorspitzenleckage gelegt, wie die Blockstruktur in **Abbildung 2 (rechts)** zeigt. Die Gesamtzahl der Zellen betrug fast 10 Millionen. Der y^+ -Wert aller Wandzellen wurde ausgewertet und zeigte einen Mittelwert von 0,8; 97 % aller Zellen wiesen einen Wert unter 1,2 auf. Aus früheren Netzstudien an ähnlichen Konfigurationen ging hervor, dass diese Netzqualität ausreichend war, um gitterunabhängige Ergebnisse zu erhalten (siehe z. B. [8]).

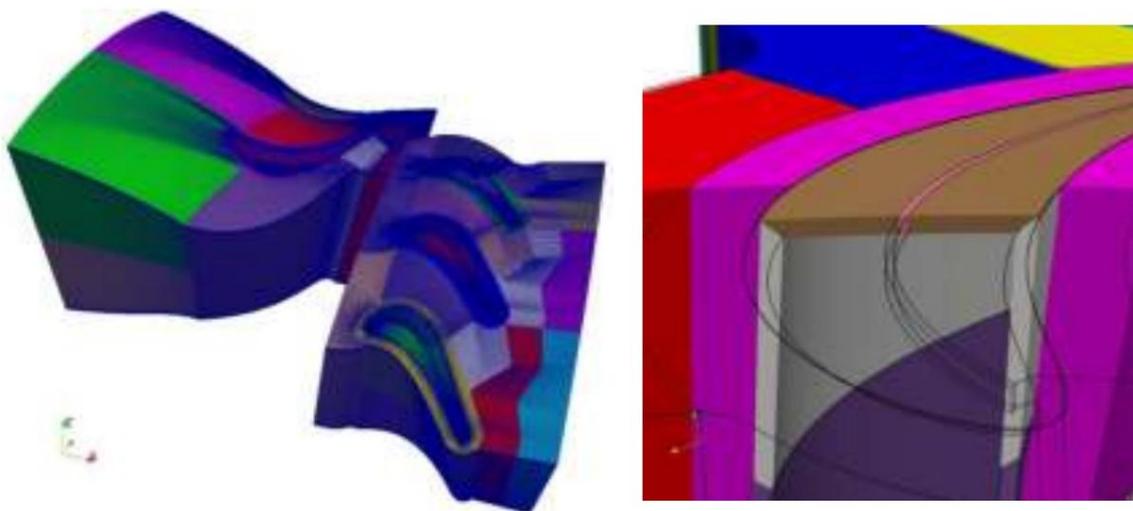


Abbildung 2. Computergitter bestehend aus 57 Blöcken und fast 10 Millionen Zellen (links), Blockanordnung im Spitzenleckagebereich (rechts).

3.3. Randbedingungen und Solverparameter

Die Randbedingungen sind in Tabelle 2 angegeben. An der Eintrittsgrenze wurden konstanter Totaldruck und Totaltemperatur sowie axiale Einströmung vorgegeben. Zu Beginn wurde eine Turbulenzintensität von 12 % und eine Mischlänge von 1 mm angewendet und später aufgrund des Vergleichs mit den Messungen angepasst (siehe unten). Am Austritt wurde der statische Druck an der Innenkontur vorgegeben; es wurde radiales Gleichgewicht angewendet. Die Drehzahl betrug 10.617 U/min.

Tabelle 2. Randbedingungen.

Drehzahl [U/min]	10.617
Gesamtdruck am Eingang [Pa]	$3,332 \times 10^5$
Gesamtemperatur am Einlass [K]	402,7
Intensität der Einlassturbulenz [%]	12/18
Turbulenzlänge am Einlass [mm]	1/5
Statischer Auslassdruck am Innengehäuse [Pa]	$0,90 \times 10^5$

Für die instationäre Simulation wurde ein konstanter Zeitschritt verwendet, der 1/40 Grad der Rotordrehung entspricht, so dass 1200 Zeititerationen erforderlich waren, um ein periodisches Segment von 30 Grad abzudecken. Periodische Schwankungen wurden überwacht und eine periodische Konvergenz wurde nach 180 Grad Drehung erreicht. Die Datenauswertung erfolgte nach einer vollen Drehung. Zur Verbesserung der zeitlichen Genauigkeit wurden zwei Newton-Subiterationen verwendet. Die Rechenzeit für eine Drehung betrug ca. 190 Stunden bei Verwendung von 24 I

4. Ergebnisse

4.1. Untersuchung von Einlassturbulenzen

Abbildung 3 zeigt die absolute und relative Geschwindigkeit in der Mitte einer 3D- Simulation, die die wichtigsten Strömungsmerkmale veranschaulicht. Sowohl im Stator als auch im Rotor ist die Ström

wurde stark beschleunigt, so dass an der Hinterkante zwei Stoßsysteme entstanden. Der druckseitige Stoß wurde an der Saugseite der benachbarten Schaufel reflektiert. Die Statorströmung blieb bis zum Rotoreinlass mit Überschallgeschwindigkeit. Im Rotor war der reflektierte Stoß immer noch sehr stark und bildete einen parallelen Stoß zum saugseitigen Hinterkantens

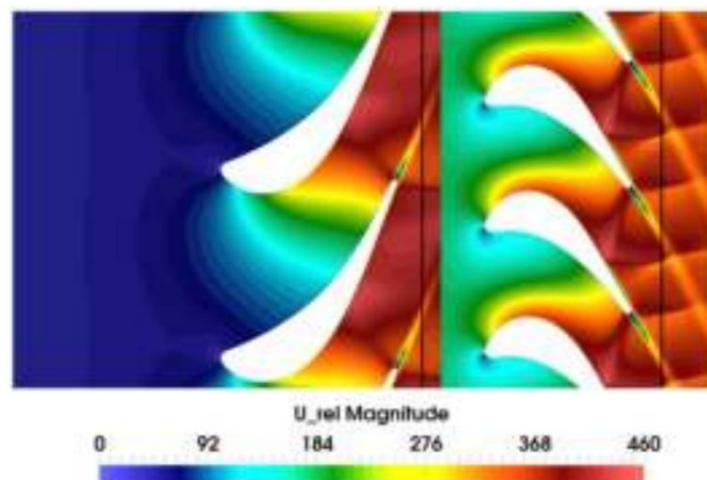


Abbildung 3. Absolute (Stator) und relative Geschwindigkeit (Rotor) in der Spannweitenmitte (stationäre Lösung).

In einer stationären Simulation wurde an der Mischebene zwischen stationärem und rotierendem Bereich die kinetische Energie der Turbulenz gemittelt, was zu einer Zunahme der Freiströmungsturbulenz und einer Auslöschung der Nachlaufturbulenz führte. Daher musste eine instationäre Simulation durchgeführt werden, um die Entstehung und den Transport von Turbulenzen

Für den verwendeten Testfall wurden keine Turbulenzmessungen im Zufluss durchgeführt, aber für andere Testkonfigurationen wurde für den Teststand eine sehr hohe Turbulenzintensität von 12–15 % festgestellt. Es waren jedoch keine Daten zur turbulenten Längenskala bekannt. Um angemessene Turbulenzeintrittsrandbedingungen zu finden, wurde eine instationäre Q3D-Strömungsstudie für verschiedene Turbulenzeintrittsbedingungen durchgeführt. Die Turbulenzintensität wurde zwischen 12 % und 21 % und die Längenskala zwischen 1 mm und 50 mm variiert. Die Ergebnisse wurden mit den Messungen der kinetischen Turbulenzenergie in den Ebenen B1 und C1 verglichen und sind für eine Turbulenzinten Die Werte wurden über die Zeit und zwischen den Strömungskanälen gemittelt.

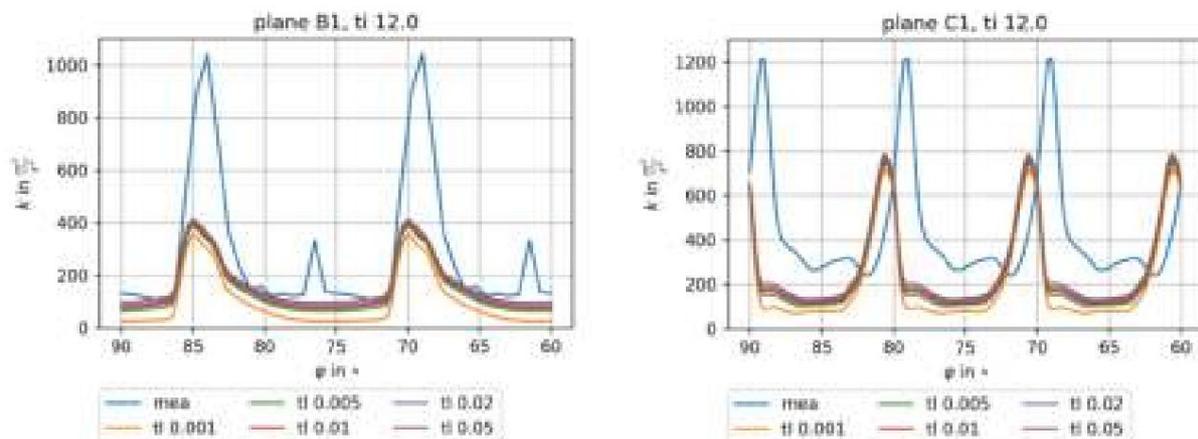


Abbildung 4. Vergleich der kinetischen Energie der Turbulenz in den Ebenen B1 (links) und C1 (rechts) bei einer Turbulenzintensität am Einlass von 12 % und unterschiedlichen Turbulenzlängenskalen (1–50 mm) (gemessen) (Q3D-Simulation im Mittelteil).

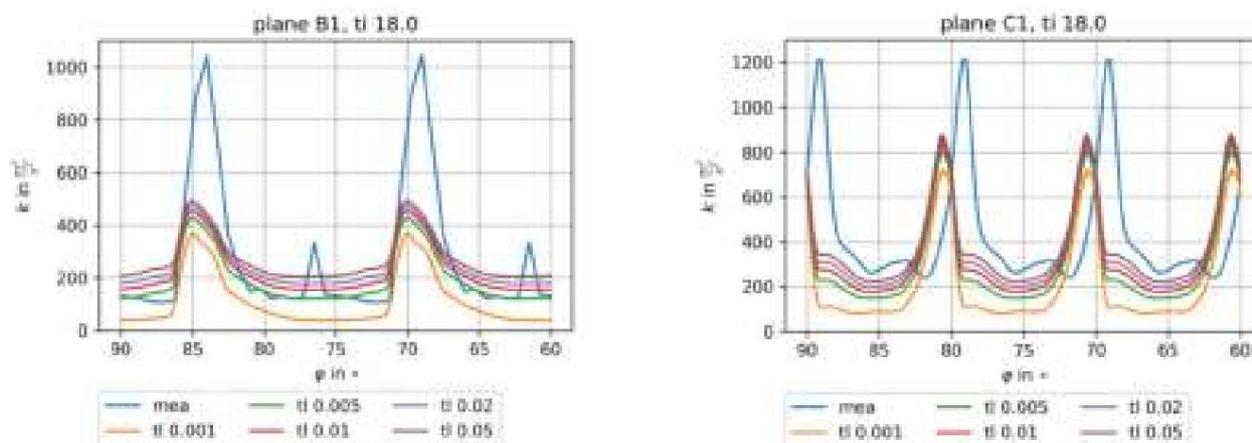


Abbildung 5. Vergleich der kinetischen Energie der Turbulenz in den Ebenen B1 (links) und C1 (rechts) bei einer Turbulenzintensität am Einlass von 18 % und unterschiedlichen Turbulenzlängenskalen (1–50 mm) (gemessen) (Q3D-Simulation im Mittelteil).

Die gemessenen Maximalwerte im Nachlauf von ca. $1000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ nach dem Stator und $1200 \text{ m}^2/\text{s}^2$ nach dem Rotor konnten bei keiner Einlassbedingung erreicht werden. Auch der kleine zweite Peak in B1 und C1 in Kanalmitte wurde nicht gefunden. Es gab zudem eine deutliche Verschiebung der Umfangsposition des Rotornachlaufs, was auf Schwierigkeiten bei der Bestimmung der genauen Rotorposition mit dem verwendeten Triggersignal zurückgeführt wurde.

Bei einer Turbulenzintensität von 12 % gab es nur einen geringen Einfluss des gewählten Wertes der turbulenten Längenskala. In der Freiströmung trat nach dem Stator eine leichte Untervorhersage und nach dem Rotor eine starke Abweichung auf. Bei einer Einlassturbulenz von 18 % war der Einfluss der turbulenten Längenskala stärker ausgeprägt. Bei einem Wert von 5 mm wurde das Freiströmungsniveau nach dem Stator gut erfasst, während die Rotor-Freiströmungsturbulenz für alle Werte der turbulenten Längenskala erneut untervorhergesagt wurde. Das Turbulenzniveau hängt dort stark vom turbulenten Mischprozess der ankommenden Statorströmung ab, der mit einem linearen Wirbelviskositätsmodell nur schwer genau vorhergesagt werden konnte. Andererseits wurden die hohen Werte in den Statornachläufen auch in der Simulation nicht gefunden, sodass diese beiden Effekte die Diskrepanz in der Rotor-Freiströmungsturbulenz teilweise erklären können. Als Kompromiss zwischen Stator- und Rotorströmungsübereinstimmung wurden eine Turbulenzintensität von 18% und eine turbulente Längenskalensimulationen.

4.2. Sekundärströmung im

Rotor Um die Entstehung und Strukturen der Turbulenz in der Stufe besser zu verstehen, wurde zunächst die Sekundärströmung im Rotor dargestellt. In Abbildung 6 erklären Konturen der normalisierten stromwärts gerichteten Wirbelstärke (SWV) und Stromlinien, die durch SWV eingefärbt sind, die Bildung der Sekundärströmung im Nabenbereich. Positive SWV-Werte zeigen eine Drehung im Uhrzeigersinn an. In der linken Abbildung sind die Stromlinien dargestellt, die vom Hufeisenwirbel an der Vorderkante ausgehen. Der druckseitige Schenkel bewegte sich sofort zur Saugseite des benachbarten Blattes und wurde am Kanalausgang zur Spannweitenmitte hin gedrückt. Er behielt seine starke Drehrichtung gegen den Uhrzeigersinn bei. Der saugseitige Schenkel behielt seine ursprüngliche Drehrichtung nur kurzzeitig bei und wechselte dann ebenfalls zur Drehung gegen den Uhrzeigersinn. Die rechte Abbildung ist eine Ansicht von unten in Spannweitenrichtung. Die große blaue Zone der Drehung gegen den Uhrzeigersinn, in der der druckseitige Schenkel des Hufeisenwirbels endet, wurde durch den unteren Kanalwirbel verursacht. Der saugseitige Schenkel rotierte langsam um den Wirbelkern. Eine kleine Zone mit im Uhrzeigersinn verlaufender Wirbelstärke, die in der Mitte der Sehne in der Ecke der Nabe und der Saugseite der Schaufelblätter begann, war ein Eckwirbel, der vom Kanalwirbel angetrieben wurde. An der Hinterkantenregion bewegte sich der Kanalwirbel radial nach oben, was zusammen mit der Strömung von der Druckseite zu einer Hinterkantenwirbelschicht führte.

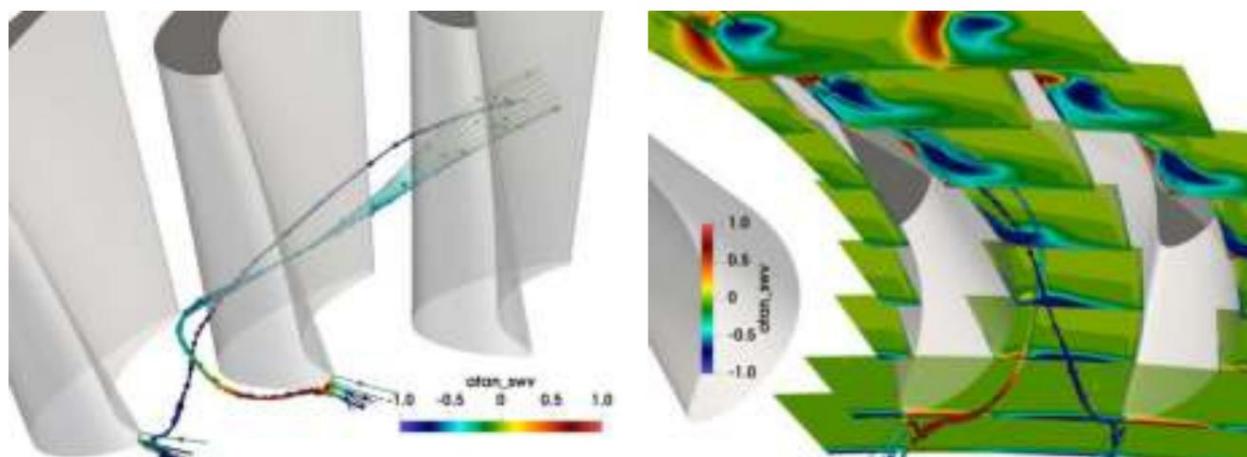


Abbildung 6. Stromlinien und Konturen der normalisierten stromlinienförmigen Wirbelstärke im Rotornabenbereich.

Die Strömung im Spitzenbereich wurde vom Spitzenleckwirbel dominiert. In **Abbildung 7** (links) bildeten die roten Stromlinien, die von der Druckseite kommen und den Spitzenspalt passieren, und die blauen, leicht rotierenden Stromlinien, die von der Vorderkante kommen, zusammen den Spitzenleckwirbel. Der Durchmesser des Wirbels vergrößerte sich im hinteren Bereich aufgrund eines starken Rückflussbereichs in seiner Mitte, wie in **Abbildung 7** (rechts) dargestellt. In **Abbildung 7** (Mitte) werden zusätzliche Stromlinien, die von der Druckseite des benachbarten Blattes kommen, durch den Spitzenleckwirbel zur Mitte der Spannweite gelenkt und bilden einen starken gegenläufigen Wirbel, den oberen Kanalwirbel. Diese sekundären Strömungen sind auch in den SWV-Konturen in **Abbildung 6** dargestellt. Der Spitzenleckwirbel (blaue Zone mit gegen den Uhrzeigersinn drehender Wirbelstärke) bildete sich hinter der Vorderkante und wuchs stark in Strömungsrichtung. Der im Uhrzeigersinn drehende Kanalwirbel wickelte sich um den Spitzenleckwirbel und dehnte sich in Richtung Mitte der Spannweite aus. **Abbildung 8** (rechts) zeigt die Sekundärströmung am Kanalauslass. Die Rückflusszone löste sich auf, und ein starker, aber kleinerer Spitzenleckwirbel ist zu sehen, der vom Kanalauslass

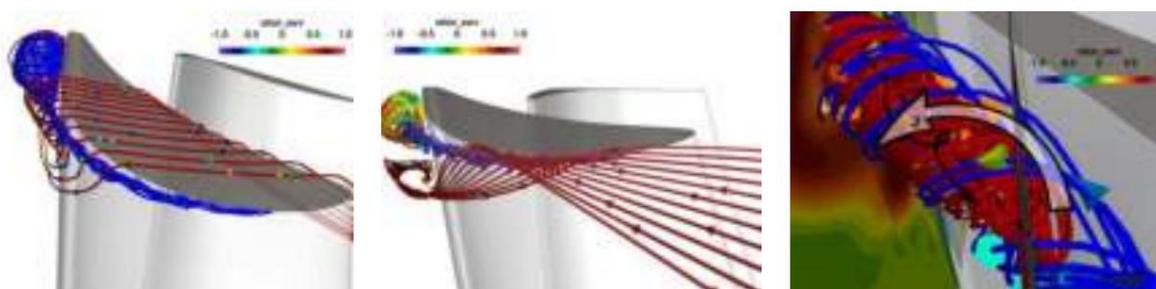


Abbildung 7. Stromlinien im Spitzenbereich (nicht durch SWV eingefärbt).

Die Wirkung der beschriebenen Sekundärströmungen ist in **Abbildung 9** deutlich in den Wandstromlinien zu erkennen, die auf der Wandschubspannung am Rotorblatt basieren. Auf der Druckseite bewegte sich die Strömung in Richtung Nabe, angetrieben vom unteren Kanalwirbel. Im Spitzenbereich trat eine starke Radialbewegung auf, die durch die gemeinsame Wirkung von oberem Durchgangswirbel und Spitzenleckströmung verursacht wurde. Auf der Saugseite trat an Nabe und Mantel eine deutliche Bewegung in Richtung Spannweitenmitte auf. Im Spitzenbereich trennte die Grenzstromlinie den gegenläufigen Spitzenleckwirbel und den oberen Kanalwirbel, wie oben beschrieben. Eine ähnlich starke Radialbewegung wurde im Nabenbereich festgestellt. Die kleine Zone geringer Wandschubspannung in Spannweitenmitte deutete auf eine Strömungsablösung hin, die durch den dort auftretenden Stoß verursacht wurde. An Nabe und Spitze wurden zusätzliche kleine Rückschläge

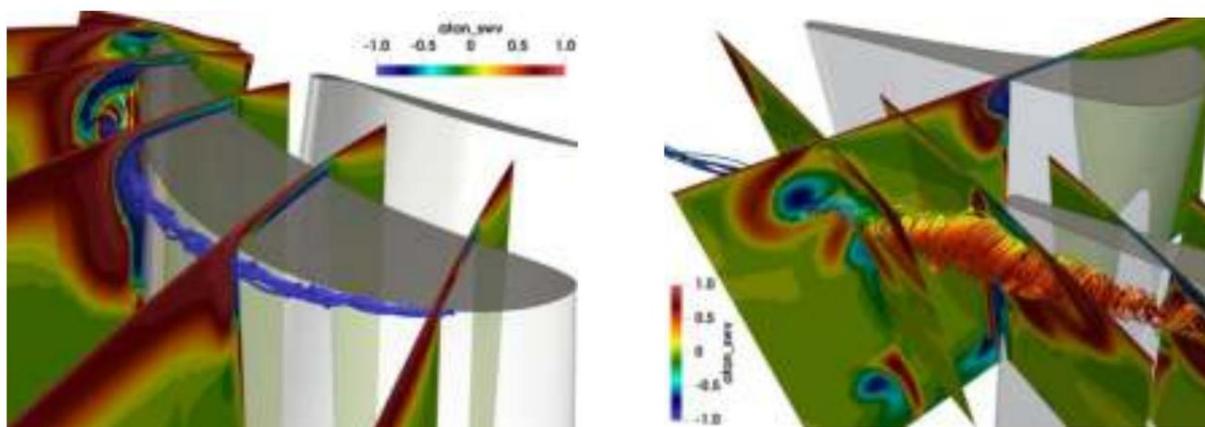


Abbildung 8. Konturen der stromlinienförmigen Wirbelstärke im Spitzenbereich.

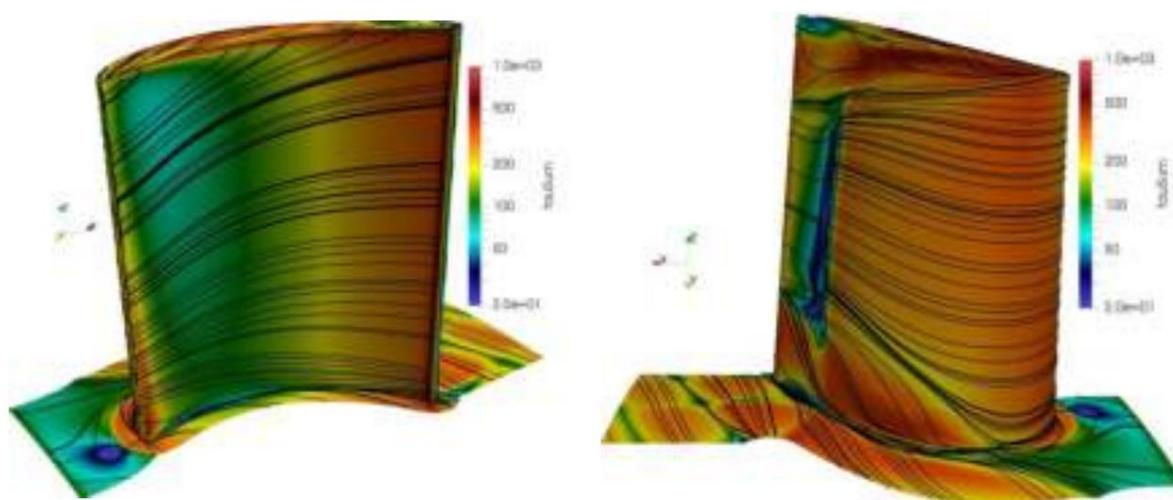


Abbildung 9. Wandschubspannungen und Stromlinien auf der Druck- und Saugseite des Rotorblattes.

4.3. Instationäres

Geschwindigkeitsfeld Ein Vergleich des instationären Geschwindigkeitsfelds zwischen Messungen und Simulation für Ebene C1 nach dem Rotor ist in Abbildung 10 dargestellt. Die Ergebnisse werden für vier Zeitpunkte während 5 Grad Rotation gezeigt, sodass sich die Strömung im Kanal links wiederholt. Simulationsergebnisse werden für Turbulenzeintrittsbedingungen von 18 %/5 mm und 12 %/1 mm gezeigt, um ihren Einfluss zu veranschaulichen. Betrachtet man die Simulationsergebnisse, sind die drei Rotornachläufe mit niedrigerer Geschwindigkeit leicht sichtbar und bewegen sich von links nach rechts. Die Strömung unterschied sich unter dem Einfluss der Statorströmung deutlich zwischen den drei Kanälen. Die Zone mit höherer Geschwindigkeit, die in den ersten beiden Zeitpunkten deutlich sichtbar ist, löst sich auf, während in den nächsten beiden Zeitpunkten links eine neue Zone erscheint. Im Mantelbereich traten starke Geschwindigkeitsunterschiede auf, hauptsächlich aufgrund der Spitzenleckströmung. Zonen mit höchster Geschwindigkeit erscheinen in der Nähe der blauen Zonen, was auf die Rückströmung im Kern des Leckagewirbels hinweist, die während der Rotation stark variierte. Beim Vergleich der numerischen Ergebnisse der beiden unterschiedlichen Turbulenzeintrittsbedingungen waren die Merkmale der Hauptströmung sehr ähnlich, es sind jedoch leichte Unterschiede in Bezug auf den Rückflussbereich, die Form der Nachläufe und die Zone hoher Geschwindigkeit in der Hauptströmung deutlich zu erkennen. Der Unterschied zu den experimentellen Ergebnissen war größer als der zwischen den unterschiedlichen Turbulenzbedingungen. Die Zone hoher Geschwindigkeit wurde gut vorhergesagt, aber die bereits in den Abbildungen 4 und 5 sichtbare Phasenver-

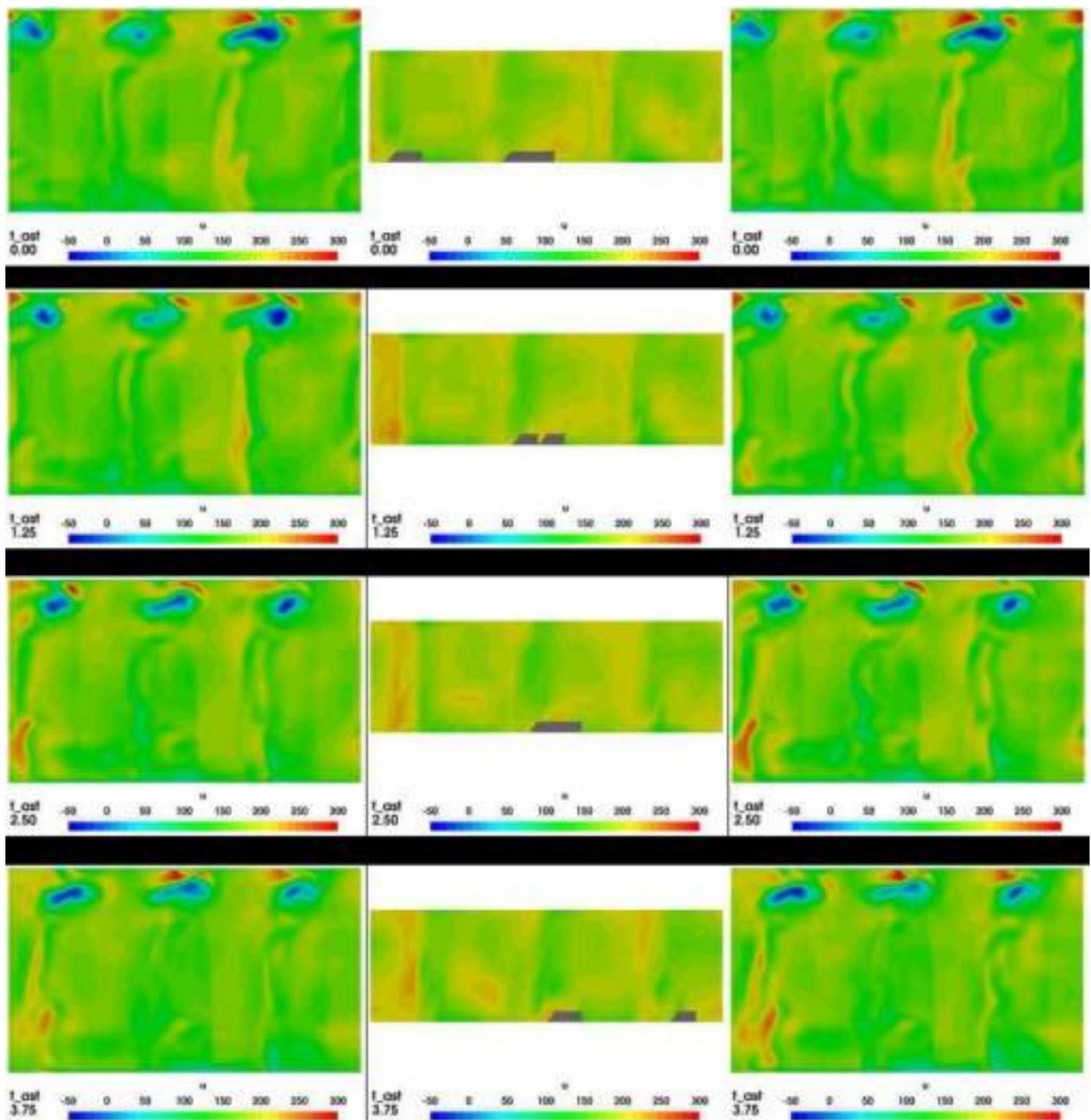


Abbildung 10. Momentan gemessene (Mitte) und berechnete (links: 18 %/5 mm Einlassturbulenz, rechts: 12 %, 1 mm Einlassturbulenz) Geschwindigkeit in Ebene C1 nach dem Rotor (Blick in stromaufwärtiger Richtung).

4.4. Vorhersage instationärer

Turbulenzen Abbildung 11 zeigt einen Vergleich der kinetischen Energie instationärer Turbulenzen zwischen Messungen und Simulation für den Fall höherer Einlassturbulenzen in Ebene C1 nach dem Rotor. Wie Abbildung 5 zeigt, war die vorhergesagte Turbulenz im Hauptstrom größtenteils geringer als in den Messungen, selbst wenn man die Messunsicherheiten

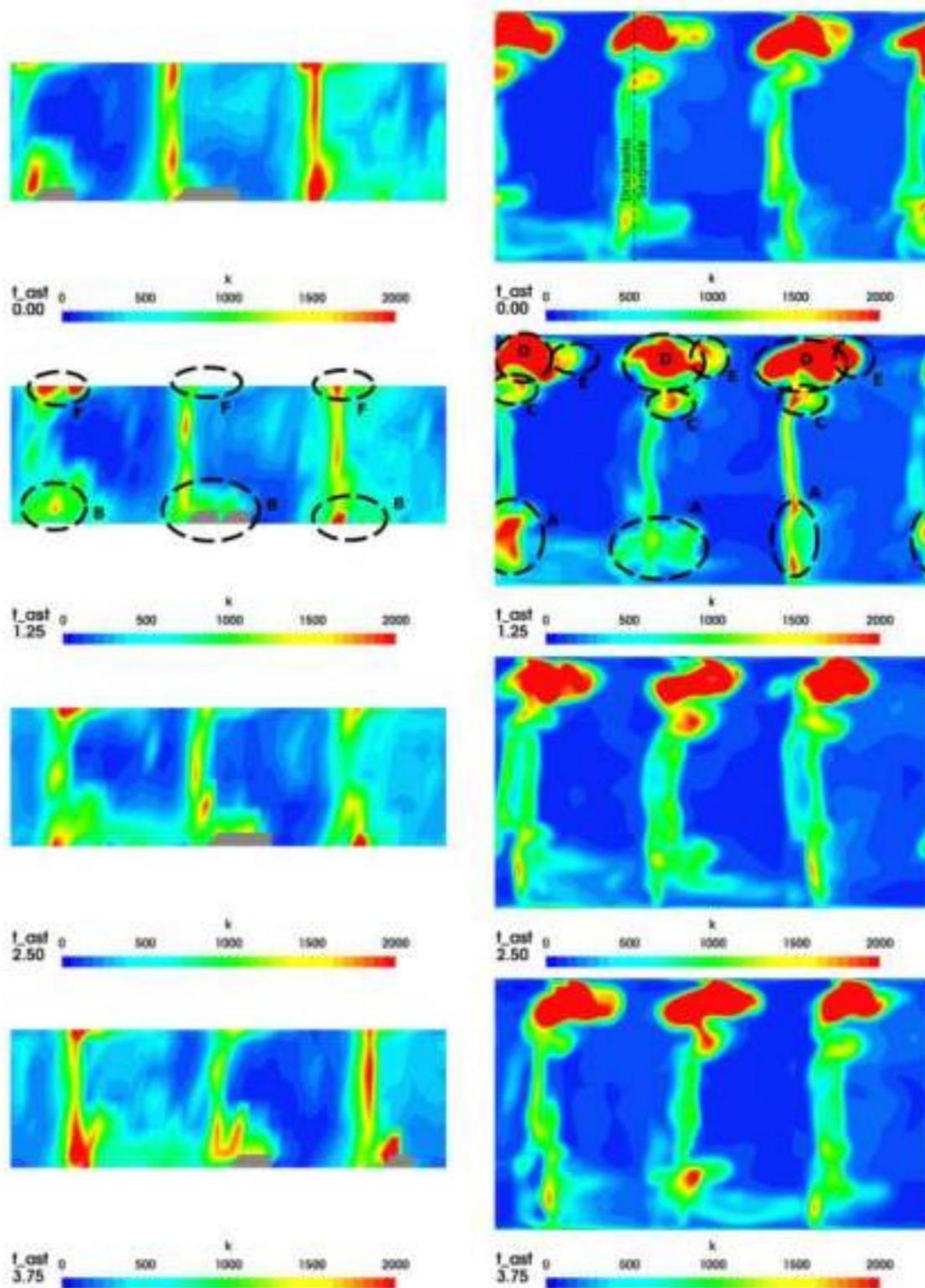


Abbildung 11. Vergleich der momentan gemessenen (links) und berechneten (rechts) kinetischen Turbulenzenergie in Ebene C1 nach dem Rotor (Blick in stromaufwärtiger Richtung).

Die Maximalwerte in der Nachlaufströmung lagen etwa bei der Hälfte der Werte bei den Messungen. Die dort sehr hohen Turbulenzen lassen sich mit den oben beschriebenen Sekundärströmungen erklären. Zone A an der Nabe stammte aus dem unteren Kanalwirbel und dem dortigen Hinterkantenwirbel. Ihre Stärke schwankte im Laufe der Zeit bemerkenswert, aufgrund des Einflusses

Die entsprechende Zone B lag bei den Messungen etwas weiter zur Spannweitenmitte hin.

Im Spitzenbereich entsprechen die Zonen hoher Turbulenz den Zonen mit hohem SWV in Abbildung 8. Die Zonen C und D in den Vorhersagen und die entsprechende Zone F in den Messungen können durch die Wechselwirkung von Spitzenleckwirbel und oberem Kanalwirbel erklärt werden, die weitere rotierende Strukturen im Abflussbereich erzeugen. Auch hier waren die starken Schwankungen während der Rotation bemerkenswert. Die Messungen zeigten auch im Nachlaufbereich zeitweise hohe Werte, die sich nur teilweise in den Berechnungen wiederfinden.

Gemessene lokale Maxima der Turbulenz in der Kanalmitte konnten nicht vorhergesagt werden.

Einen quantitativeren Vergleich der instationären Turbulenz nach dem Rotor (Ebene C1) bietet Abbildung 12, in der die radiale Verteilung der umfangsgemittelten kinetischen Turbulenzenergie für die experimentellen und rechnerischen Daten angegeben ist. Zusätzlich werden die Minimal- und Maximalwerte zu jedem Zeitpunkt angezeigt. An den meisten radialen Positionen zeigten die Messungen eine deutlich höhere gemittelte kinetische Turbulenzenergie. Die Minimalwerte waren nahezu identisch, während die Maximalwerte bei den Messungen zu allen Zeitpunkten deutlich höher waren. Nur im äußeren Bereich traten ähnliche Maxima auf, was darauf hindeutet, dass sich die Sekundärströmungen in den Simulationen mehr in Richtung Spannweitenmitte erstreckten. Die höchsten Turbulenzwerte in den Simulationen traten im Spitzenbereich auf, wo der Spitzenleckwirbel und der obere Kanalwirbel interagierten. In diesem Bereich sind starke zeitliche Schwankungen erkennbar. Abbildung 12e zeigt den zeitlichen Durchschnitt und die zeitlichen Schwankungen der Mittelverteilungen, die trotz hoher lokaler und momentaner Schwankungen überraschend gering waren.

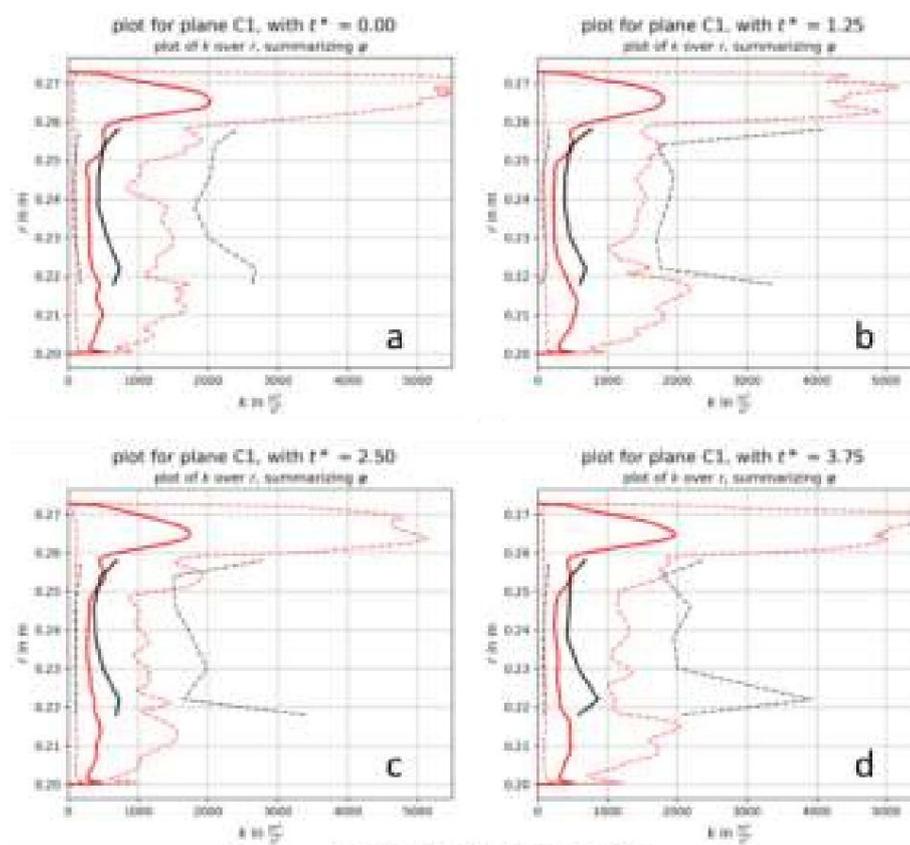


Abbildung 12. Fortsetzung

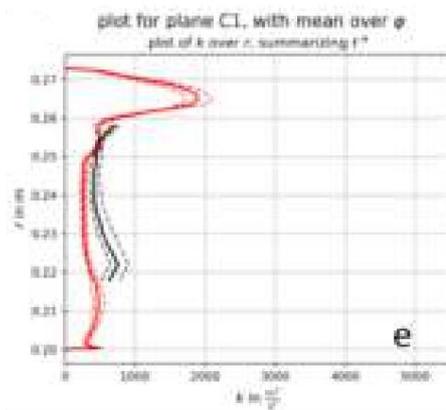


Abbildung 12. (a–d) Über den Umfang gemittelte kinetische Turbulenzenergie sowie Minimal- und Maximalwerte in Ebene C1 zu verschiedenen Zeitpunkten; (e) Zeitlicher Durchschnitt aller Mittelwertverteilungen mit Variationen (schwarz: Experimente; rot: Berechnungen).

5. Schlussfolgerungen

Es wurde eine instationäre Strömungssimulation einer transsonischen Turbinenstufe durchgeführt, um zu untersuchen, ob eine instationäre Simulation eine bessere Übereinstimmung mit den Messdaten liefert als in der Vergangenheit durchgeführte stationäre Simulationen. Die Turbulenzeinlass-Randbedingungen wurden zunächst in einer instationären Q3D-Simulation variiert, um ihren Einfluss zu sehen. Keine der Randbedingungen konnte den Freistromturbulenzgrad nach dem Rotor oder die Maximalwerte der kinetischen Turbulenzenergie im Nachlauf vorhersagen, wohingegen der Freistromwert des Stators erfasst werden konnte.

Die Sekundärströmung konnte durch die instationäre 3D-Simulation gut erfasst werden, auch wenn die quantitative Übereinstimmung nicht zufriedenstellend war. Glücklicherweise wurde das Geschwindigkeitsfeld selbst nach dem Rotor nur geringfügig von den Eintrittsbedingungen der Turbulenz beeinflusst, so dass insbesondere die zeitgemittelte Lösung davon unabhängig sein sollte.

Bezüglich der Turbulenz wurden sehr hohe Werte im Mantelbereich vorhergesagt, wo innerhalb des Spitzenleckwirbels ein Rückfluss auftritt. Im mittleren Bereich, wo Messungen verfügbar sind, waren die vorhergesagten Werte jedoch sowohl im freien Strom als auch in den Nachlauf. Dies deutete darauf hin, dass ein lineares Wirbelviskositätsmodell nicht ausreicht, um die komplexe Entstehung, Zerstörung und Vermischung von Turbulenzen in einer komplexen Turbinenströmung zu modellieren.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, WS; Methodik, WS und DS; Software, WS und DS; Validierung, DS; CFD-Untersuchung, DS; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, WS; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, WS und DS; Visualisierung, DS. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung wurde teilweise vom österreichischen Bundesministerium für Verkehr, Innovation und Technologie im Rahmen des österreichischen Luftfahrtprogramms TAKE OFF, Projekt ALESIA, finanziert.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Messdaten können unter <https://www.tugraz.at/institutes/ittm/research/downloads/measurement-data-ttff/> abgerufen werden. (abgerufen am 5. Dezember 2015).

Danksagungen: Die Autoren danken dem ZID der Technischen Universität Graz für die Nutzung der HPC-Ressourcen.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Verweise

1. Göttlich, E.; Neumayer, F.; Woisetschläger, J.; Sanz, W.; Heitmeir, F. Untersuchung der Stator-Rotor-Wechselwirkung in einer transsonischen Turbinenstufe mittels Laser-Doppler-Velocimetrie und pneumatischen Sonden. *J. Turbomach.* 2004, 126, 297–305. [\[CrossRef\]](#)
2. Pieringer, P.; Sanz, W.; Neumayer, F.; Gehrler, A.; Heitmeir, F. Numerische Untersuchung der dreidimensionalen Strömung durch eine transsonische Turbinenstufe. In *Proceedings der 5. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen*, Prag, Tschechien, 17.–21. März 2003; S. 1115–1131.
3. Pieringer, P.; Sanz, W. Einfluss der Profilierung zwischen Schaufelblatt und Gehäuse auf das aerodynamische Verhalten einer transsonischen Turbinenstufe. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, Wien, Österreich, 14.–17. Juni 2004. Beitrag GT2004-53119.
4. Pecnik, R.; Pieringer, P.; Sanz, W. Numerische Untersuchung der Sekundärströmung einer transsonischen Turbinenstufe unter Verwendung verschiedener Turbulenzverschlüsse. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, Reno, NV, USA, 6.–9. Juni 2005. Beitrag GT2005-68754.
5. Menter, FR Zweigleichungs-Wirbelviskositäts-Turbulenzmodelle für technische Anwendungen. *AIAA J.* 1994, 32, 1598–1605. [\[CrossRef\]](#) 6.
Scheier, D. Numerische Turbulenzuntersuchung an Einer Turbinenstufe.
Masterarbeit, Technische Universität Graz, Graz, Österreich, 2016.
7. Bauinger, S.; Behre, S.; Lengani, D.; Guendogdu, Y.; Heitmeir, F.; Göttlich, E. Über Turbulenzmessungen und -analysen in a Zweistufige Turbine mit zwei Spulen. *J. Turbomach.* 2017, 139, 071008. [\[CrossRef\]](#)
8. Mangani, L.; Sanz, W.; Darwish, M. Vergleich der Leistung und Genauigkeit eines druckbasierten und eines dichtebasierten gekoppelten Solver. In *Proceedings of the ISROMACH*, Honolulu, HI, USA, 10.–15. April 2016. Beitrag Nr. 345.
9. Wang, HP; Olson, SJ; Goldstein, RJ; Eckert, ERG Strömungsvisualisierung in einer linearen Turbinenkaskade aus Hochleistungsturbinenschaufeln. *J. Turbomach.* 1997, 119, 1–8. [\[CrossRef\]](#)

Technischer Hinweis

Verbesserung des Parallel Compressor Modells und Anwendung bei Störungen am Einlassfluss

Emmanuel Benichou ^{*,†}, Nicolas Binder ^{*,†}
, Yannick Bousquet

† † und Xavier Carbonneau



ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, 31013 Toulouse, Frankreich; yannick.bousquet@isae-supaero.fr (YB); xavier.carbonneau@isae-supaero.fr (XC)

* Korrespondenz: emmanuel.benichou@isae-supaero.fr (EB); nicolas.binder@isae-supaero.fr (NB) † Diese Autoren haben zu gleichen Teilen zu dieser Arbeit beigetragen.

Zusammenfassung: Dieser Artikel stellt einen semi-analytischen Ansatz vor, der es ermöglicht, mit verzerrtem Zufluss in Axialventilatoren oder Kompressoren umzugehen. Er ist von der klassischen Parallelkompressortheorie (PC) inspiriert, basiert jedoch auf einem Formalismus lokaler Strömungskoeffizienten. Er wird auf nicht gleichmäßige Strömungsbedingungen angewendet, um das aerodynamische Verhalten eines langsam laufenden Ventilators als Reaktion auf eine V Experimentelle Messungen und 3D-RANS-Simulationen werden verwendet, um die mit der lokalen PC-Methode erhaltene Vorhersage der Lüfterleistung zu bewerten. Der Vergleich zeigt, dass der vorliegende Ansatz trotz seiner Einfachheit eine korrekte Erfassung von Phänomenen erster Ordnung ermöglicht und interessante Perspektiven für eine frühe Entwurfsphase bietet, wenn unterschiedliche Lüftergeometrien getestet werden sollen und die vorgelagerten Verzerrungskarten verfügbar sind.

Schlüsselwörter: Grenzschichteinlass, Einlassverzerrung, Axialventilator, Parallelkompressoren



Zitat: Benichou, E.; Binder, N.;

Bousquet, Y.; Carbonneau, X.

Verbesserung des

Parallelkompressormodells und Anwendung

auf Einlassströmungsverzerrungen. Int. J.

Turbomach. Propuls. Power 2021,

6, 34. <https://doi.org/10.3390/ijtp6030034>

Wissenschaftlicher Herausgeber: Francesco Martelli

Erhalten: 22. Juni 2021

Akzeptiert: 19. August 2021

Veröffentlicht: 25. August 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt

neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeitsinformationen.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel

vertrieben unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

([https://creativecommons.org/licenses/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)[by-nc-nd/4.0/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)).

1. Einleitung

Immer strengere Umweltauflagen zwingen die Luftfahrtindustrie dazu, die Emissionen von Flugzeugen drastisch zu senken. Viele theoretisch vielversprechende innovative Flugzeugtechnologien können unter dem Oberbegriff „Flugzeuge mit integriertem Antrieb“ zusammengefasst werden. Charakteristisch für diese Systeme ist, dass das Antriebssystem so konzipiert ist, dass es in Synergie mit anderen Flugzeugkomponenten arbeitet und so einen Energievorteil auf Systemebene erzielt [1].

Folglich verstärken sich die Wechselwirkungen zwischen dem Antriebssystem und seiner Umgebung, was häufig zu zusätzlicher Strömungskomplexität führt, insbesondere beim Einatmen von Grenzschichten (Boundary Layer Ingestion, BLI). In diesem Fall bleibt die Quantifizierung der Treibstoffeinsparungen auf Systemebene für eine gesamte Mission eine große Herausforderung. Der StarC-ABL der NASA ist dafür ein gutes Beispiel: Im Jahr 2016 wurde erwartet, dass dieses hybrid-elektrische Schmalrumpfkonzent 12% Blocktreibstoff im Vergleich zum Referenz-Basiswert einspart [2]. Spätere Arbeiten kamen zu dem Schluss, dass die Blocktreibstoffreduzierung auf 3,4% steigt [3] und aktuellere Arbeiten kamen sogar zu dem Schluss, dass diese Konfiguration tatsächlich zu einer Erhöhung des Blocktreibstoffs um bis zu 5,4% führt [4,5], was hauptsächlich auf eine enorme Erhöhung der Masse des Antriebssystems zurückzuführen ist. Das verdeutlicht, wie schwierig es ist, die Leistung einer innovativen Technologie zu bewerten.

Aus diesem Grund sind neue Methoden erforderlich, um bereits in einer frühen Entwurfsphase zuverlässige Leistungsvorhersagen zu ermöglichen. Wie Hall [4] angibt, müssen dazu die Modelle einzelner Komponenten verbessert werden. Beim Antrieb mit BLI muss dem aerodynamischen Verhalten des Fans unter verzerrten Zuflussbedingungen besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden, unter anderem im Hinblick auf Stabilitätsreserven und Effizienzeinbußen. Einige 3D-parametrische Studien wurden in letzter Zeit beispielsweise von Fernandez et al. [6], Schmollgruber et al. [7] oder Habermann et al. [8] durchgeführt. Kosten und Komplexität dieser Simulationen sind jedoch nach wie vor unerschwinglich und der von ihnen abgedeckte Entwurfsspielraum ist hinsichtlich Geometrien, Antriebseigenschaften oder Betriebsbedingungen begrenzt. Daher lassen sich herkömmliche Tools für numerische Strömungsmechanik nicht mehr verwenden.

Diese Arbeit stellt eine Anpassung der Theorie paralleler Kompressoren (PC) dar. Dieser Ansatz betrachtet klassisch unabhängige Umfangsströmungszonen, die sich durch einen Kompressor entwickeln, ohne dass sie miteinander interagieren. In der vorliegenden Arbeit wurde diese Theorie modifiziert, um lokal einen Formalismus mit Strömungslastkoeffizienten ($\tilde{y}-\tilde{y}$) zu verwenden. Anstatt sich auf eine globale Leistungskurve zu verlassen, sind die Benutzereingaben einige grundlegende geometrische Elemente der Schaufeln und Strömungsabweichungskorrelationen. Dies ermöglicht den Umgang mit jeder vorgelagerten Strömungsverzerrungskarte, und das bereitgestellte nachgelagerte Strömungsfeld kann dann gemittelt werden, um die entsprechende Lüfterleistung zu berechnen.

Im ersten Abschnitt dieses Dokuments wird die lokale PC-Formulierung ausführlich beschrieben. Anschließend wird sie auf einen langsam laufenden Lüfter für zwei Betriebspunkte mit Verzerrung angewendet. Die Ergebnisse werden mit experimentellen Messungen und CFD-Simulationen mit höherer Genauigkeit verglichen, um den Ansatz zu validieren und seine Grenzen zu diskutieren.

2. Lokales paralleles Kompressormodell

Der Ansatz, der als parallele Kompressortheorie bezeichnet wird, wurde erstmals von Pearson [9] vorgestellt und wird häufig verwendet, um die Auswirkungen einer Einlassströmungsverzerrung auf die Stabilitätsgrenze eines Lüfters oder Kompressors vorherzusagen. Die Idee besteht darin, den Kompressor in verschiedene Segmente entlang der Umfangsrichtung (für eine azimutale Verzerrung) zu unterteilen, wobei jedes von ihnen als unabhängig und durch eine gleichmäßige Zuströmung versorgt betrachtet wird. Die anfängliche Formulierung geht von einem stationären Verhalten und einer gleichmäßigen Verteilung des statischen Auslassdrucks aus, wobei jedes Kompressorsegment mit derselben Druckbelastung versehen ist. Es wurde viel Forschungsarbeit geleistet, um die physikalische Modellierung zu

verbessern: • Definition eines kritischen Ausmaßes für den verzerrten Winkelsektor [10]; • Kombination einer analytischen Beschreibung mit empirischen Ergebnissen, um eine geeignete charakteristische Zeit zu bestimmen [11–15]; • Kopplung dieses Ansatzes mit dynamischen Systemmodellen für die Tragheit mehrstufiger Konfigurationen [16–22].

In den meisten Fällen betrifft die PC-Anwendung die globale Leistung, z. B. Fan-Druckverhältniskarten und Effizienzeinbußen oder Druckverlustkorrelationen, sofern verfügbar. Ein Beispiel für die Implementierung und Anwendung der klassischen PC findet sich beispielsweise in [23]. Es wurden zusätzliche Untersuchungen durchgeführt, um eine lokale Strömungsvorhersage zu erreichen. Doulgeris kombinierte den klassischen Parallelkompressoransatz mit einer Stromlinienkrümmungsmethode (SLC), um die Variationen in radialer Richtung zu berücksichtigen [24]. Valencia ging ebenfalls von der Mittellinienmodellierung aus, fügte jedoch lokale Verlustkorrelationen auf Grundlage der Arbeit von Miller hinzu [25], was als diskretisierter Miller-Ansatz beschrieben wird [26]. Vor kurzem prä-

Weniger Arbeit liegt in der Modellierung der Verzerrung selbst. Budziszewski [28] hat ein Zweizonenmodell vorgeschlagen: Es bezieht integrale Größen der Grenzschicht ein, nämlich Verschiebung und Impulsdicke, und erstellt ein äquivalentes 1D-Verzerrungsprofil stromaufwärts. Dieses Zweizonenprofil wird dann mit klassischen Parallelkompressoren kombiniert, die auf sauberen Strömungsleistungskurven basieren, wodurch die Lüfterleistung unter Verzerrung zugänglich wird. Diese semianalytische Modellierung ist vielversprechend, aber es gibt Raum für Verbesserungen bei der Behandlung der Lüfterstufe.

Im Einklang mit dieser Philosophie zielt die vorliegende Arbeit darauf ab, eine lokale Methode zu entwickeln, die die Geometrie der Lüfterblätter diskretisiert und sich auf den Eulerschen Satz stützt, um ein maßgeschneidertes Auslassströmungsfeld zu erzeugen. Diese Verbesserung ermöglicht den Zugriff auf die 2D-Verzerrungskarte hinter dem Rotor, aus der dann die Lüfterleistung unter Verzerrung abgeleitet werden kann. Somit ist es ein relevantes Werkzeug, um eine BLI-Antriebskonfiguration zu untersuchen, ohne auf kostspielige instationäre CFD-Simulationen zurückgreifen zu müssen.

Das parallele Kompressormodell wird hier mithilfe eines Strömungslastkoeffizienten ($\tilde{y}-\tilde{y}$) -Formalismus implementiert. Angesichts des Testfalls mit niedriger Geschwindigkeit wird für \tilde{y} eine inkompressible Formulierung angenommen (Gleichungen (1) und (2)). In diesem Rahmen werden die Leistungskurven des Lüfters bei gleicher Geschwindigkeit alle in einer einzigen Linie überlagert, wie in Abbildung 1 dargestellt, was eine relevante und praktische linearisierte Beziehung zwischen Massenstromrate und

der Übergangspunkt zwischen Kompressor- und Turbinenmodus, für den kein globaler Arbeitsaustausch stattfindet und der im Folgenden als freie Windmühle bezeichnet wird.

$$V_z \dot{\gamma} = \underline{U} \quad (1)$$

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{\gamma}_{hi}}{U^2} \quad (2)$$

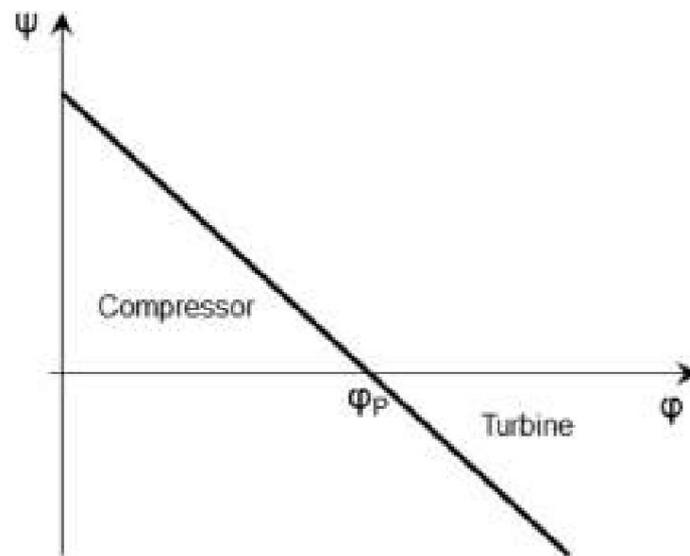


Abbildung 1. Leistungskurve im $\dot{\gamma}$ - $\dot{\gamma}$ -Rahmen.

Die notwendigen Eingaben sind die Staffelungswinkel LE und TE des Rotors, die Rotationsgeschwindigkeit, der Zielmassenstrom und die 2D-Verzerrungskarten stromaufwärts für Gesamttemperatur, Gesamtdruck, Axialgeschwindigkeit und absoluten Strömungswinkel. Ob global oder lokal, diese Art der vereinfachten Modellierung erfordert an irgendeiner Stelle zusätzliche Informationen. Im Folgenden werden auch zwei

experimentelle Eingaben verwendet (siehe Abbildung 2): • Eine Verlustkorrelation für die Fanstufe, ausgedrückt als Funktion

des Massenstroms mit einem Polynom zweiter Ordnung; • Eine Modifikation von McKenzies ursprünglichem Gesetz (Gleichung (3)) für den Strömungsabweichungswinkel am Rotorauslass [29], basierend auf gemessenen Radialprofilen (Gleichung (4)). $\dot{\gamma}_c$ und $\dot{\gamma}$ beziehen sich jeweils auf die Schaufelwölbung und -festigkeit. Diese Korrelation wird im Folgenden für beide dargestellten Betriebspunkte verwendet, obwohl sie idealerweise an die Betriebsbedingungen angepasst

Alle radialen Geschwindigkeitskomponenten werden vernachlässigt. Am Auslass ist kein radiales Gleichgewicht vorgeschrieben, was bedeutet, dass keine radiale Strömungsverteilung stattfindet. Dieser Punkt kann insbesondere bei Betriebspunkten außerhalb der Auslegung einschränkend sein, ist aber, wie Cousins [30] erörtert, besonders schwierig umzusetzen und wurde vorerst au

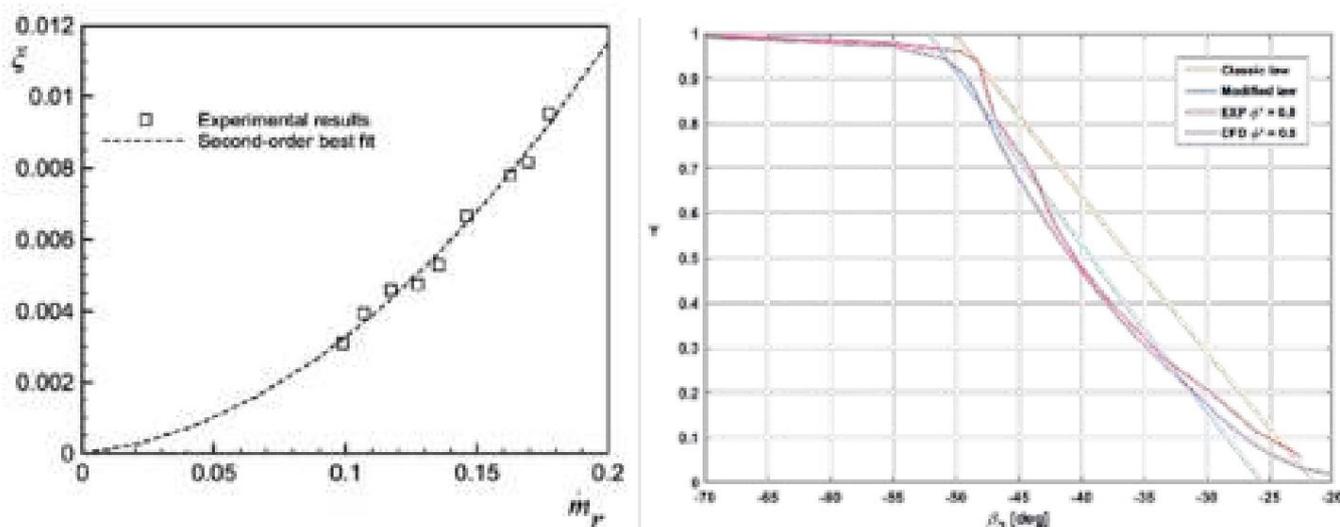


Abbildung 2. Verlustkorrelation (links) und modifiziertes MacKenzie's Gesetz bei Rotor-TE (rechts).

Abbildung 3 führt die im Folgenden verwendeten Notationen ein, um die Geschwindigkeitsdreiecke an der Rotor-LE- und TE-Seite zu beschreiben. Um dieses Modell auf die Bläserstufe anzuwenden, werden zwei 2D-Netze erstellt, um die Rotor-LE- und TE-Abschnitte darzustellen, wie in Abbildung 4 dargestellt. Entsprechend dem Prinzip paralleler Kompressoren gibt es keine Interaktion zwischen einer Netzzelle und ihren Nachbarn. Im Folgenden werden alle Größen massengemittelt, aber für den Fall, dass einige flächengemittelt werden müssen, stellt die räumliche Diskretisierung sicher, dass die Oberfläche aller Zellen gleich ist, um keine unerwünschte geometrische Gewichtung zu erzeugen. In der vorliegenden Arbeit besteht das 2D-Netz aus 64 bzw. 360 Zellen in radialer und kreisförmiger Richtung. Für jede Zelle

befolgt die Methode die folgenden Schritte: 1. Abschnitt 1 wird durch Abtasten von URANS-Ergebnissen für vier Größen initialisiert: V_z , P_i , T_i , $\bar{\gamma}$ (Abbildungen 8 und 9) und die Geschwindigkeitsdreiecke in Abschnitt 1 werden berechnet. Tatsächlich stimmen URANS-Karten mit experimentellen Karten überein (siehe beispielsweise Abbildung 10 für den stromaufwärts gerichteten Wirbelwinkel $\bar{\gamma}$) und ermöglichen die Verwendung eines geeigneten 2D-Netzes bei gleichzeitigem Importieren der exakt gleichen Randbedingungen am Rotor-LE für einen angemessenen Vergleich mit 3D-CFD. Abschnitt 2 wird initialisiert, indem der relative Rotorauslasswinkel $\bar{\gamma}_2$ mithilfe des modifizierten McKenzies-Gesetzes für Strömungsabweichung

2. Der Belastungskoeffizient $\bar{\gamma}$ des Fans wird unter Verwendung eines vereinfachten analytischen Modells berechnet (Gleichungen (6)–(9)), das unter bestimmten Annahmen gültig ist (siehe [31]); 3. Abschnitt 2 wird entsprechend aktualisiert: V_{z2} und $\bar{\gamma}_2$ werden konstant gehalten, der Druckverlust berücksichtigt und die Geschwindigkeitsdreiecke modifiziert. Der Massenstrom in Abschnitt 2 wird berechnet und V_{z2} wird korrigiert, bis die Massenstromerhaltung erreicht ist (Gleichung (10)); 4. $\bar{\gamma}$ wird auf Grundlage des Eulerschen Theorems (Gleichungen (11) und (12)) neu berechnet und $\bar{\gamma}$ wird unter Verwendung des gleichen n -Werts wie in Schritt 2 aktualisiert; 5. Abschnitt 1 wird unter Verwendung des neuen Werts von $\bar{\gamma}$ aktualisiert (Gleichung (14)). Der Massenstrom in Abschnitt 1 wird berechnet und V_{z1} wird korrigiert, bis die Massenstromerhaltung erreicht ist (Gleichung (15)); 6. $\bar{\gamma}$ wird in Abschnitt 1 massengemittelt (Gleichung (19)) und die Schritte 2 bis 6 werden wiederholt, bis Konvergenz erreicht ist; 7.

Für jeden Radius werden eine mittlere Fluidpartikelpassagezeit und eine Umfangsverschiebung berechnet (Gleichungen (16)–(18)), wodurch das resultierende Feld in Abschnitt 2 neu geformt wird.

$$\text{Original} = (1,1 + 0,31\bar{\gamma}c) \bar{\gamma} \bar{\gamma} \text{McK} \quad \bar{\gamma}_3 \quad (3)$$

$$\text{modifiziert} = (1,1 + 0,43\bar{\gamma}c) \bar{\gamma} \bar{\gamma} \text{McK} \quad \bar{\gamma}_4 \quad (4)$$

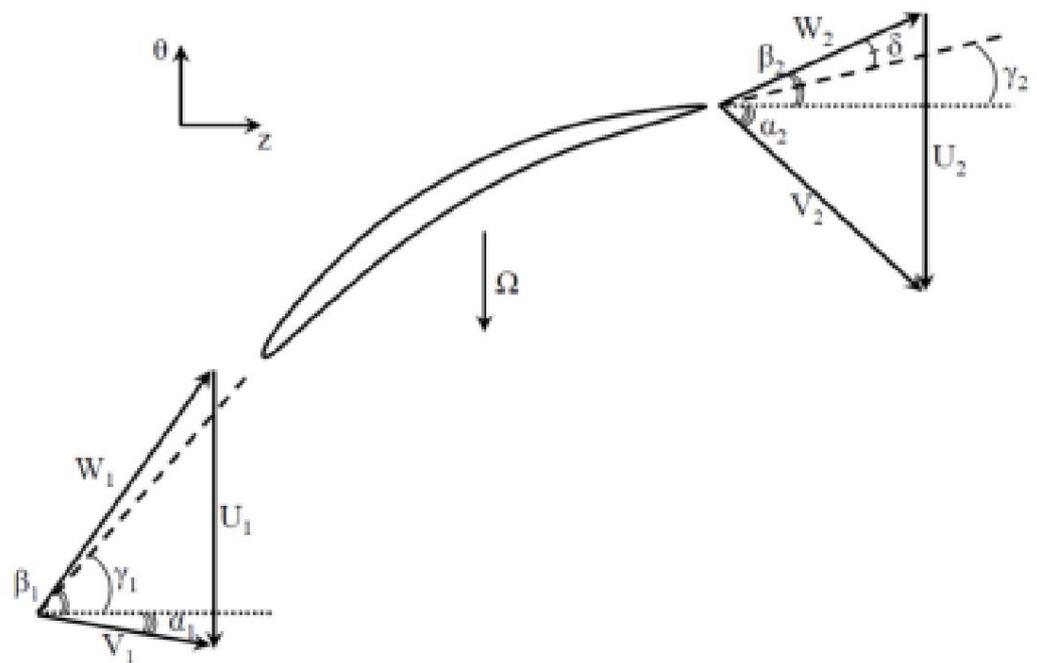


Abbildung 3. Geschwindigkeitsdreiecke vor und nach der Rotorreihe.

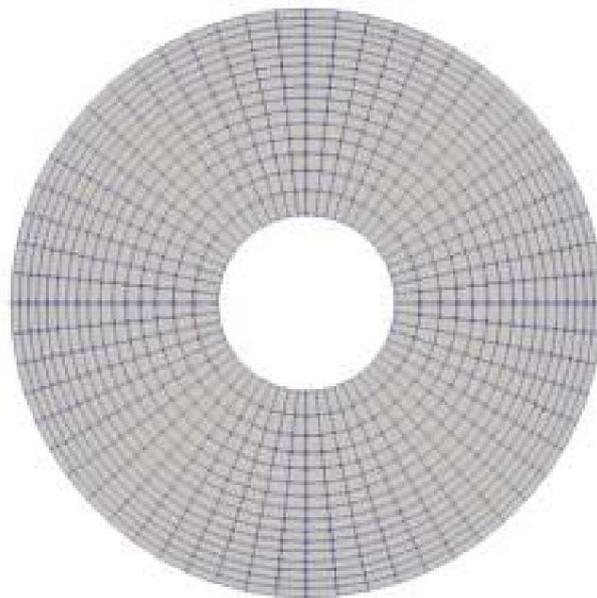


Abbildung 4. Beispiel eines vergrößerten Netzes, das für die PC-Berechnung verwendet wird.

Abbildung 5 zeigt den zugehörigen Workflow. \dot{m}_y steht für den Zielmassenstrom, obj aus Messungen oder CFD-Ergebnissen abgeleitet. X^r stellt den massegemittelten Wert von Größe X entlang eines gegebenen Rings und hängt vom Radius ab. X^s den massegemittelten Wert von X im gesamten 2D-Abschnitt dar. Wie von Valencia [32] erwähnt, obwohl diese Methode ist sehr einfach, hat aber einige Vorteile, wie den Umgang mit jedem Verzerrungsmuster, Es ist kein vorab berechnetes Lüfterleistungsdiagramm erforderlich und es sind nur sehr geringe CPU-Ressourcen erforderlich.

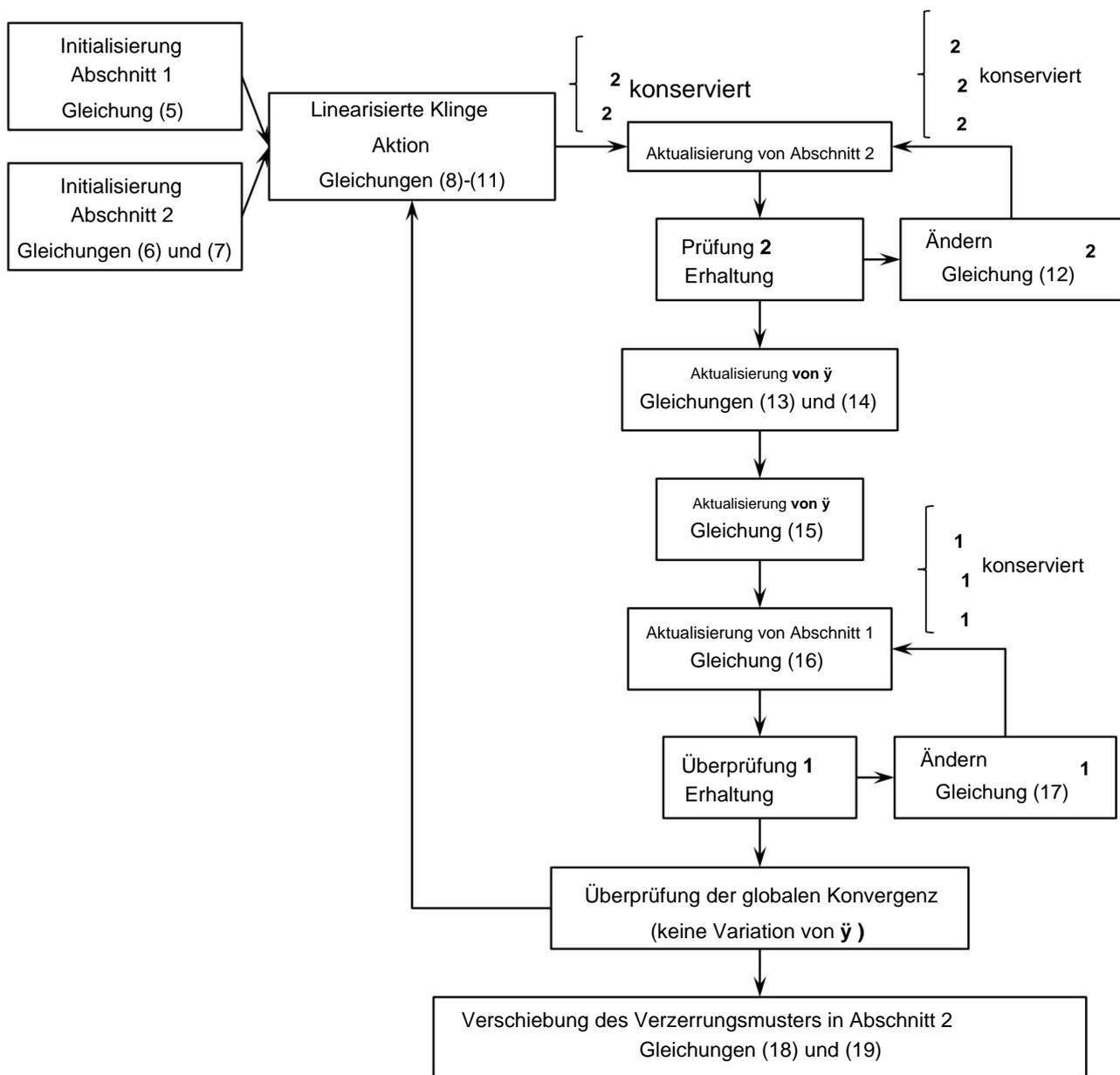


Abbildung 5. Arbeitsablauf des lokalen parallelen Kompressors.

$$\dot{\gamma} = \frac{Vz1}{U2} \quad (5)$$

$$Vz2 = Vz1 \frac{\text{Stufel 1}}{\text{Stufel 2}} \quad (6)$$

$$\dot{\gamma}2 = \dot{\gamma}2 + \dot{\gamma}McK \quad (7)$$

$$k = \frac{Vz2}{Vz1} \quad (8)$$

$$u = \frac{R1}{R2} \quad (9)$$

$$n = k \tan \dot{\gamma}2 \dot{\gamma} u \tan \dot{\gamma}1 \quad (10)$$

$$\dot{\gamma} = 1 + n\dot{\gamma} \quad (11)$$

$$V_{z2} = V_{z1} \frac{m \dot{\gamma} \dot{\gamma} \dot{\gamma} \text{obj}}{\dot{\gamma}^2 S_2} \quad (12)$$

$$\dot{\gamma}_{hi} = 2 \frac{1}{W_1 \dot{\gamma} W_2} + V \frac{2 \dot{\gamma} V_1}{2} + U \frac{2 \dot{\gamma} U_1}{2} \quad (13)$$

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{\gamma}_{hi}}{U_2} \quad (14)$$

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{\gamma} \dot{\gamma} 1}{N} \quad (15)$$

$$V_{z1} = \dot{\gamma} U_2 \quad (16)$$

$$V_{z1} = V_{z1} \frac{m \dot{\gamma} 1 \dot{\gamma} \dot{\gamma} \text{obj}}{\dot{\gamma}^2 S_1} \quad (17)$$

$$\dot{\gamma}_t = \frac{cz}{\frac{1}{2} V_{z1} + V_{z2}} \quad (18)$$

$$\dot{\gamma} \dot{\gamma} = \frac{\frac{1}{2} V_{z1} + V_{z2}}{R} \dot{\gamma}_t \quad (19)$$

$$X^{\sim}(r) = \frac{2 \dot{\gamma} X \dot{\gamma} V z r d \dot{\gamma}}{0 \ 2 \dot{\gamma} 0 \dot{\gamma} V z r d \dot{\gamma}} \quad (20)$$

$$X^- = \frac{\text{Rtip} \ 0 \ 2 \dot{\gamma} X \dot{\gamma} V z r d r d \dot{\gamma}}{\text{Rhabarber} \ M} \quad (21)$$

3. CFD-Simulationen mit höherer Genauigkeit

Zur Bewertung des lokalen PC-Ansatzes werden zwei Arten numerischer Simulationen vorgestellt: • Die erste ist die

Körperkraftmodellierung (BFM), bei der Quellterme verwendet werden, um die über den Durchgang gemittelte Wirkung der Schaufeln auf die Strömung zu reproduzieren. In früheren Arbeiten wurde dieser Ansatz bereits bei Vorhandensein einer Strömungsverzerrung stromaufwärts für einen langsam laufenden Fan bewertet, der als Kompressor arbeitet [33]. Diese Arbeit wird in diesem Artikel auf einen freien Windmühlenbetriebspunkt erweitert, wobei ein einfaches Verzerrungsmuster am Einlass beibehalten wird; • Die höchste Genauigkeitsstufe beruht auf instationären Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Simulationen (URANS), die am gesamten Ringraum der Fanstufe durchgeführt werden. Dies stellt eine Referenzmethode dar, um die Aerodynamik des Fans mit Zuflussverzerrung zu erfassen, aber die Kosten bleiben in frühen Entwurfsphasen noch immer zu hoch. Sie wird hier gezeigt, um die experimentellen Ergebnisse zu vervollständigen und die anderen Ansätze zu bewerten.

3.1. Körperkraftmodellierung (BFM)

Die allgemeine Idee von BFM besteht darin, die direkte Simulation der 3D-Geometrie einer Turbomaschinen-Schaufelreihe zu vermeiden und die Schaufelbereiche mit Quelltermen zu füllen, die die von den Schaufeln auf das Fluid ausgeübten Kräfte darstellen. Die in der vorliegenden Arbeit verwendete Formulierung basiert auf Halls Modell [34] und wird in Thollets Arbeit [35] ausführlich erläutert. Frühere Arbeiten haben gezeigt, dass es bei einem verzerrten Zufluss im Vergleich zu URANS-Schaufelsimulationen für einen kompressorähnlichen Betriebspunkt zufriedenstellende Ergebnisse liefert (Einzelheiten zur Implementierung und Analyse finden Sie in [33]). Diese Methode wurde außerdem mit Gongs Modell im Fall eines kleinen Turbofans unter Windmühlenbedingungen validiert [36]. Alle hier vorgestellten BFM-Simulationen basieren auf dem Hall-Thollet-Modell.

3.2. Instationäre RANS-Simulationen

Die höchste Genauigkeitsstufe wird hier durch URANS-Simulationen mit vollem Ring erreicht, die mit der Software elsA durchgeführt werden. Sie verfügen über zwei gleitende Netzchnittstellen, zwischen dem Einlass der Domäne und dem Rotor sowie zwischen dem Rotor und dem Stator. Alle numerischen

Einstellungen werden in [33] vorgestellt. Mit Ausnahme der Turbulenzmodellierung erfordert dieser Ansatz keine besondere Hypothese. Es ermöglicht die Erfassung von Rotor-Stator-Interaktionen und Interblas-Passagenphänomene und wird deshalb hier als numerische Referenz betrachtet.

4. Validierungstestfall

Der Testfall ist eine langsam laufende Kühl Lüfterstufe, die von Safran Ventilation Systems entwickelt und hergestellt wurde. Eine 3D-Ansicht der Lüfterstufe ist in Abbildung 6 dargestellt und ihre Hauptmerkmale sind in Tabelle 1 aufgeführt. Weitere Informationen zum Prüfstand und zur verwendeten Instrumentierung für experimentelle Messungen finden sich in Ortolans Doktorarbeit [37].

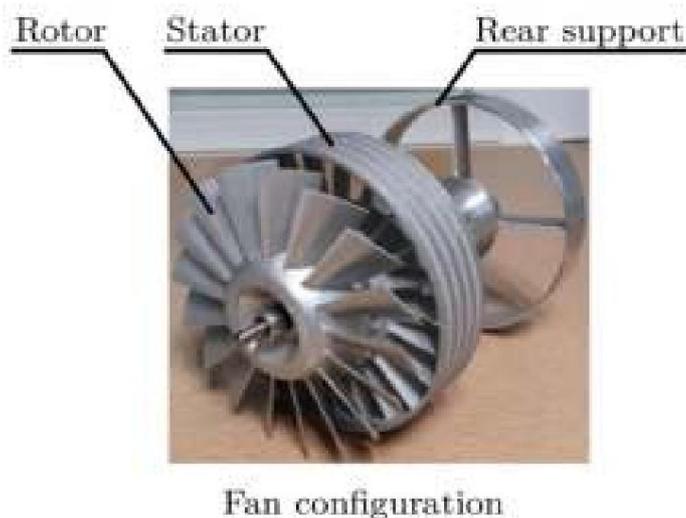


Abbildung 6. 3D-Ansicht der Lüfterstufe.

Tabelle 1. Lüfterstufenkennlinien, aus [37].

Durchmesser	D < 200 mm
Rotorblattanzahl	NR = 17
Anzahl der Statorblätter	NS = 23
Auslegungsdrehzahl	$\dot{\gamma}$ 12.000 U/min
Axiale Machzahl	0,1–0,2

5. Verzerrungsmuster und Arbeitspunkte

Um einfache Muster zu erzeugen, wurden zwei Verzerrungsgitter mit gleichmäßiger Porosität verwendet (Abbildung 7), wodurch sich für die Bedingungen stromaufwärts ein Zweizonen-Totaldruckfeld ergibt. Das 1-mm-Raster war mit einem kompressorähnlichen Betrieb mit hohem Massenstrom verbunden und führte zu einem Gesamtdruckdefizit von $1,7\% \frac{P_{i,0} - P_{i,1}}{P_{i,0}} = 0,983$. Das 2,5 mm Raster war verbunden mit freier Windmühle und führte zu einem Gesamtdruckdefizit von $0,3\%$, d. $\frac{P_{i,0} - P_{i,1}}{P_{i,0}} = 0,997$. Die Kombination dieser Betriebsbedingungen und dieser Verzerrungsgitter wurde gewählt, um nicht zu nahe an der Stabilitätsgrenze des Lüfters zu arbeiten und nicht zu viel aerodynamische Verstopfung. Die letzte Situation entspricht tatsächlich starken Off-Design-Strömungsbedingungen, möglicherweise repräsentativ für eine hybrid-elektrische Flugzeugkonfiguration, wenn eine Batterie während einer Sinkflugphase nachgeladen werden – beispielsweise der als Turbine arbeitende Rotor in in diesem Fall. Eine solche Kombination aus Windmühlenregime und ungleichmäßiger Strömung stromaufwärts ist derzeit in der Literatur nicht dokumentiert.



Abbildung 7. Verzerrungsgitter und Beispiel eines gemessenen Gesamtdruckmusters.

Die Abbildungen 8 und 9 zeigen die aus den URANS-Ergebnissen am Rotor-LE extrahierten Verzerrungskarten. Sie werden als Eingaben verwendet, um das zuvor beschriebene lokale Parallelkompressormodell anzuwenden. Obwohl die gezielte Verzerrung auf die Schaffung eines Gesamtdruckdefizits abzielt, existiert in diesem Abschnitt auch in der Nähe der Nabe ein nicht zu vernachlässigender Wirbel (Abbildung 10), der auf die Kombination der hohen radialen Krümmung (siehe vordere Wölbung in Abbildung 6) und der azimuthalen Druckgradienten an den 180° -Gitterenden zurückzuführen ist.

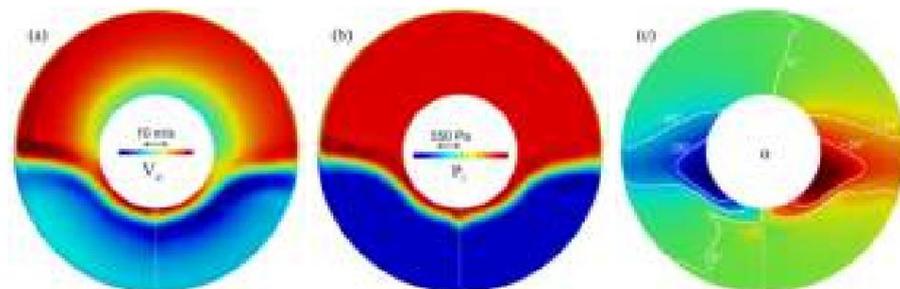
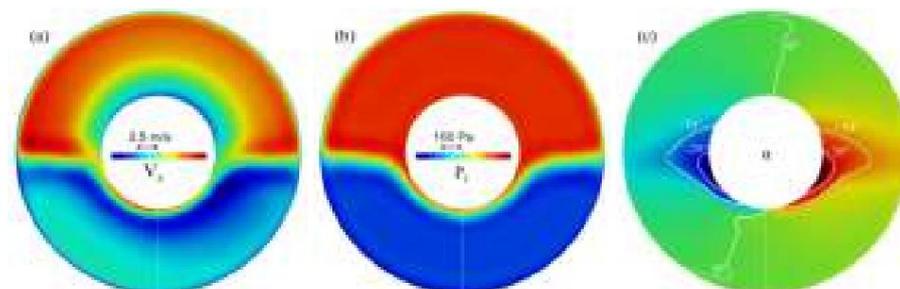
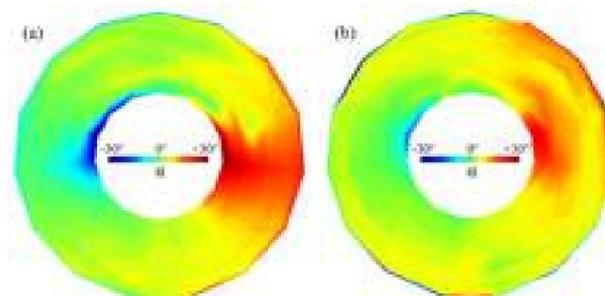
Abbildung 8. (a–c) Im PC-Modell verwendete Randbedingungen für den Betriebspunkt des Kompressors (T_i ist einheitlich).Abbildung 9. (a–c) Im PC-Modell bei freier Windmühle verwendete Randbedingungen (T_i ist gleichmäßig).

Abbildung 10. Wirbelwinkel am Rotor LE gemessen: Kompressor (a) und freie Windmühle (b).

6. Ergebnisse

BFM-Simulationen werden mit 64 Kernen und URANS-Simulationen mit 512 Kernen parallelisiert. beide verwenden aktuelle CPU-Leistung. Tabelle 2 gibt typische Benutzerzeiten entsprechend zu den drei Ansätzen. Die nächsten Absätze vergleichen die Ergebnisse für die beiden Sätze von Betriebsbedingungen.

Tabelle 2. Typische Benutzerzeit für 1 Betriebspunkt mit Verzerrung.

PC	BFM	URAN
<10 s	12 h	1 Woche

6.1. Kompressorähnlicher Betriebspunkt

Tabelle 3 vergleicht die Vorhersage der Gesamtleistung für die Lüfterstufe als Kompressor: Gesamtdruckverhältnis $\dot{\gamma}$, isentropischer Wirkungsgrad $\dot{\gamma}$, Gesamtdruck und statischer Druck steigt über die Stufe $\dot{\gamma}_{Pi}$, $\dot{\gamma}_P$. Diese Werte sind nicht aus experimentellen Ergebnissen verfügbar, sowie lokale Werte sind hinter der Statorreihe nicht verfügbar. Für eine vorläufige Entwurfsphase, die Genauigkeit der Ergebnisse und die erfasste Physik sind durchaus zufriedenstellend, sowohl mit parallelen Kompressoren als auch mit Körperkraftsimulationen. Die Hauptschwäche von PC ist die Fehlen einer Umverteilung der Geschwindigkeit stromabwärts; daher der Fehler beim Anstieg des statischen Drucks.

Tabelle 3. Relative Diskrepanz zwischen URANS und Ansätzen mit geringerer Genauigkeit.

	M	$\dot{\gamma}$	$\dot{\gamma}$	$\dot{\gamma}_{Pi}$	$\dot{\gamma}_P$
BFM—URANS	+0,6 %	<0,1 %	+3,2 %	+3,1 %	+1,5 %
PC—URANS	0 %	+0,1 %	+2,4 %	+6,3 %	$\dot{\gamma}_{25,9}$ %

Die Abbildungen 11 und 12 zeigen die Stagnationsdruck- und Temperaturkarten stromabwärts des Rotors bzw. des Stators. Was als Gesamttemperatur angezeigt wird, Experimente werden tatsächlich nicht direkt gemessen, sondern dank des Eulerschen Theorems ausgewertet von der Strömungsumkehr, wobei die größte Unsicherheit in diesem Fall von den Strömungswinkelwerten herrührt.

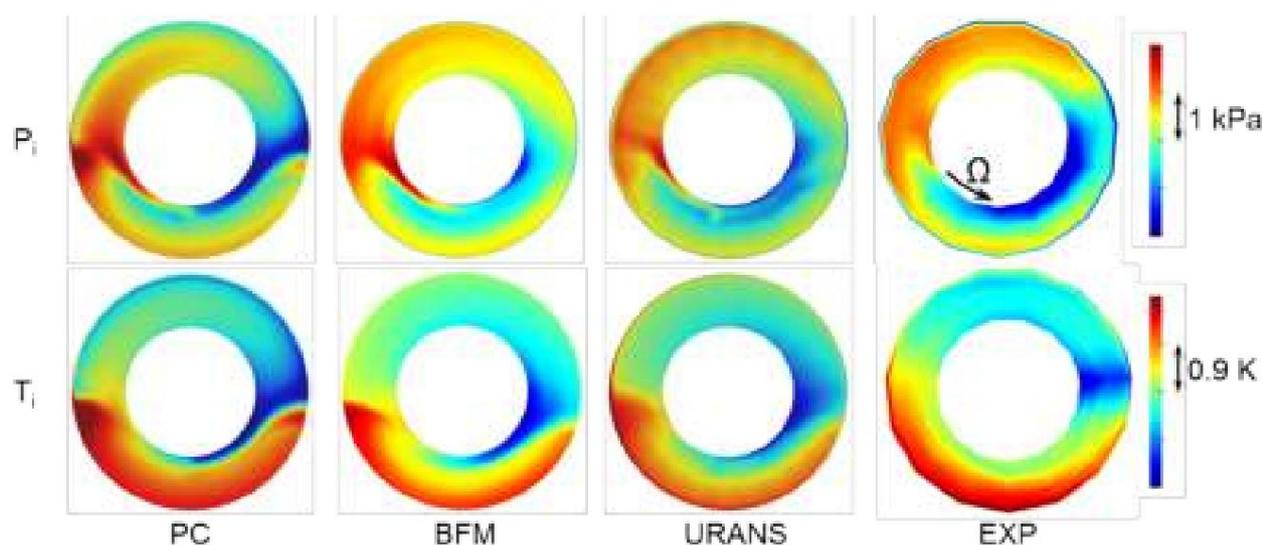


Abbildung 11. Gesamtdruck (oben) und Gesamttemperatur (unten) hinter dem Rotor.

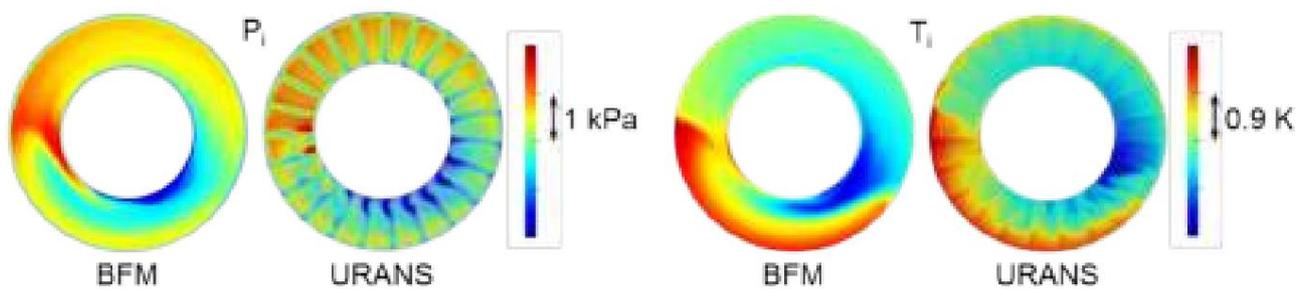


Abbildung 12. Gesamtdruck (links) und Gesamttemperatur (rechts) hinter dem Stator.

6.2. Freier Windmühlenbetriebspunkt

Tabelle 4 vergleicht die Vorhersage der Gesamtleistung für den Lüfterstufenbetrieb unter freien Windmühlenbedingungen: Da die globale Arbeitsleistung nahe Null liegt, ist der Druck Das Verhältnis liegt nahe bei 1 und die Berechnung der Effizienz wäre auch dann nicht sinnvoll, wenn der Kompressor oder als Turbine.

Tabelle 4. Relative Diskrepanz zwischen URANS und Ansätzen mit geringerer Genauigkeit.

	M	$\dot{\gamma}P_i$	$\dot{\gamma}P$
BFM—URANS	$\dot{\gamma}0,1\%$	+51,7 %	+47,2 %
PC—URANS	0 %	+63,2 %	+50,1 %

Qualitativ stimmen die numerischen Ergebnisse hinter dem Rotor recht gut mit die Experimente für den Gesamtdruck (Abbildung 13). Die lokalen Variationen der Gesamttemperatur liegen bei etwa 1K oder darunter, was im Bereich der Messunsicherheit liegt. Experimentelle Die Ergebnisse werden auch durch die höhere Strömungsunstetigkeit beeinflusst, die natürlich auftritt für diese Betriebsbedingungen, was eine genaue Messung der Strömungswinkelwerte erschwert .

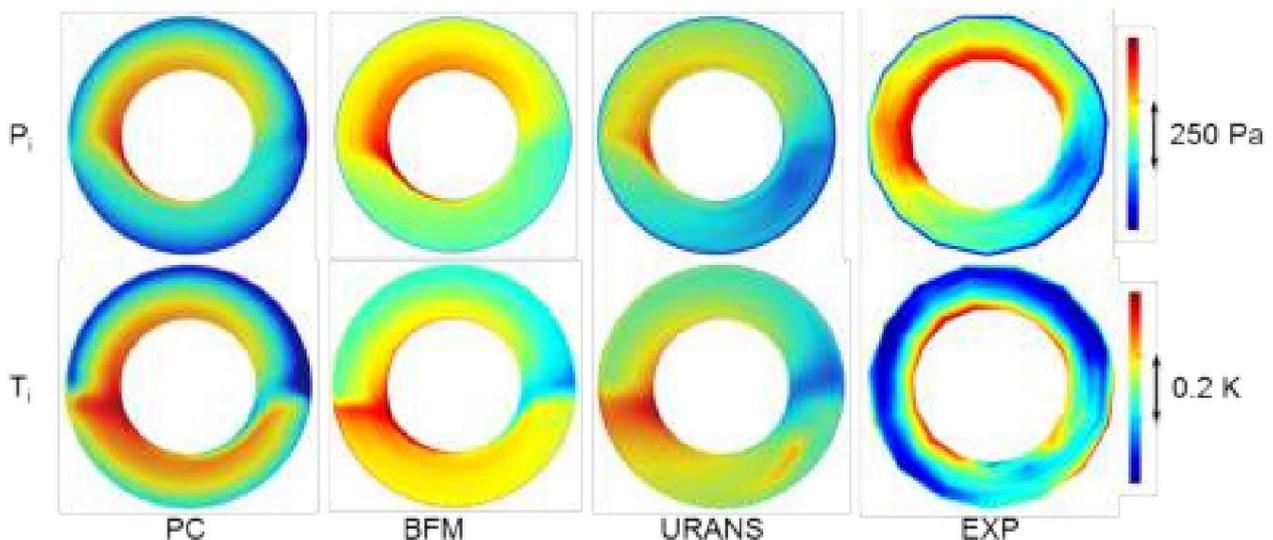


Abbildung 13. Gesamtdruck (oben) und Gesamttemperatur (unten) hinter dem Rotor.

Beim Stator (Abbildung 14) ist eine deutliche Diskrepanz zwischen dem URANS- und BFM-Ergebnisse trotz der Verlustkalibrierung. Tatsächlich fügte der Off-Design-Term hinzu in der Parallelkraft erhöht den Verlustpegel insgesamt, aber nicht genug, um 3D zu berücksichtigen Effekte hier. In den URANS-Ergebnissen ist jede Leitschaufel an der LE massiv getrennt, aufgrund von

starker Unteranfall der Strömung, und die Nachläufe sind wesentlich dicker als beim kompressorähnlichen Betriebspunkt. Eine detaillierte Beschreibung der Strömungstopologie bei einer freien Windmühle geben Courty-Audren et al. [38]. Kürzlich wurde eine interessante Aktualisierung der Verlustkorrelationen bei hohem negativem Anfall veröffentlicht [39,40] und könnte in künftigen Arbeiten zur Verbesserung dieses Punktes hilfreich sein. Es sollte jedoch betont werden, dass die Hypothesen, die dem Körperkraftansatz zugrunde liegen, besonders in Frage gestellt werden, da die von URANS beobachteten Strömungsstrukturen hohe Gradienten in Blatt-zu-Blatt-Richtung aufweisen und kleinere Längsskalen als beim kompressorähnlichen Betriebspunkt beinhalten. Abbildung 15 zeigt die axiale Geschwindigkeitskomponente stromabwärts des Stators (die weiße Linie ist eine Isolinie für den Mittelwert jedes Falls) und offenbart sehr unterschiedliche

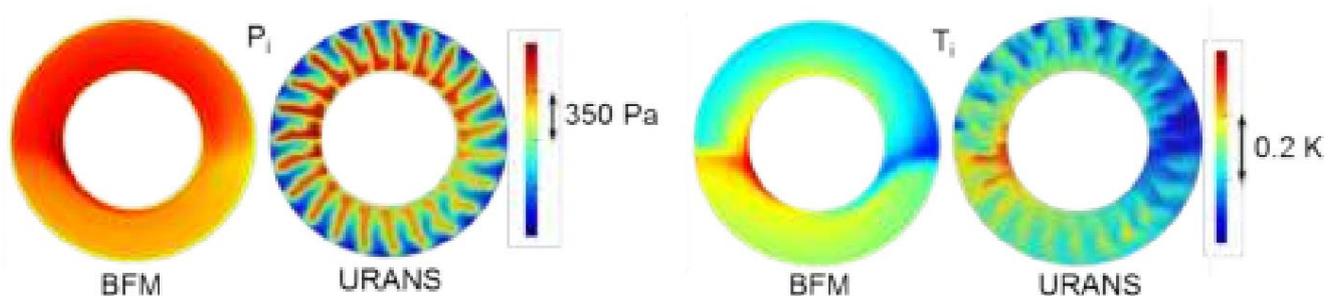


Abbildung 14. Gesamtdruck (links) und Gesamttemperatur (rechts) hinter dem Stator.

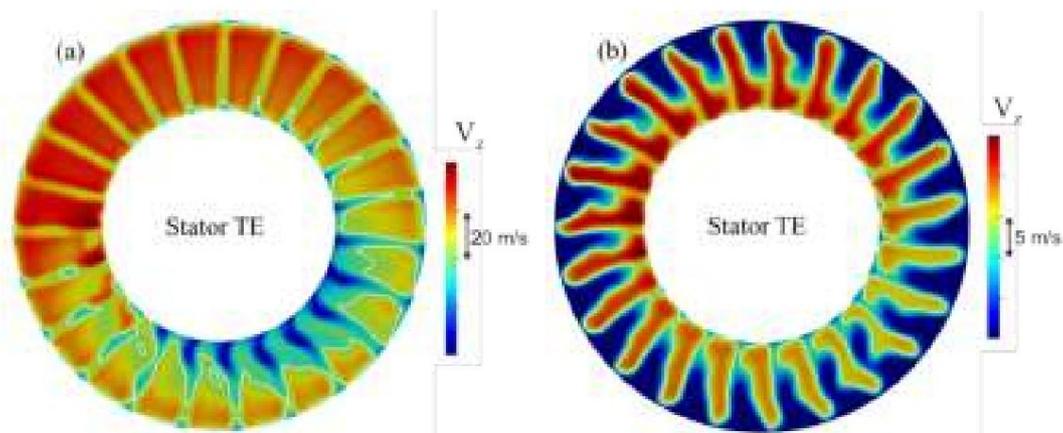


Abbildung 15. Axialgeschwindigkeit hinter dem Stator: Kompressor (a) und freie Windmühle (b).

6.3. Aufmerksamkeitspunkt

Die vorhergehenden zwei Absätze zeigen, dass das lokale Parallelkompressormodell Effekte erster Ordnung zufriedenstellend erfasst, vorausgesetzt, dass es mit den richtigen Upstream-Bedingungen gespeist wird. Besonderes Augenmerk sollte auf den häufig vernachlässigten Drallwinkel stromaufwärts gelegt werden. Im vorliegenden Fall wurde das Modell mit einem gleichmäßigen Nullwirbel getestet und führte zu sehr unterschiedlichen Ergebnissen (Abbildung 16, zu vergleichen mit den Abbildungen 11 und 13). Dies ist tatsächlich die Hauptschwierigkeit im Entwurfskontext: Diese Methode ist effizient, was die Ausbreitung der Verzerrung über die Lüfterstufe betrifft, erfordert jedoch relevante Eingaben, um die vorgelagerten Verzerrungskarten genau zu charakterisieren.

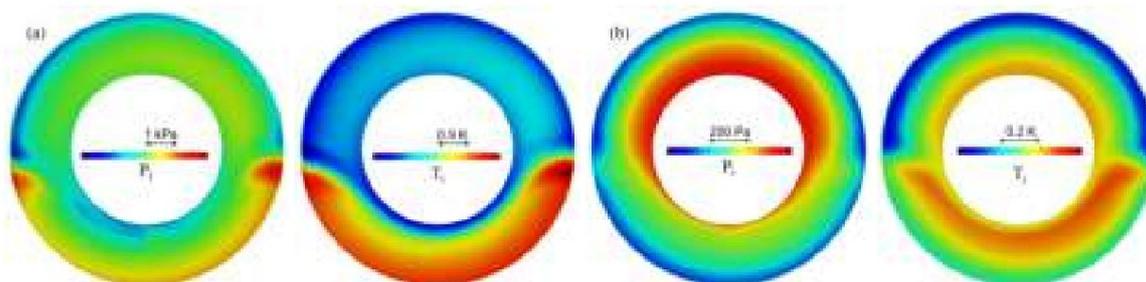


Abbildung 16. Gesamtdruck und Gesamttemperatur hinter dem Rotor, unter der Annahme gleicher V_z , P_1 - und T_1 -Bedingungen wie in URANS und eines gleichmäßigen Nullwirbelwinkels: Kompressor (a) und freie Windmühle (b).

7. Schlussfolgerungen

Diese Arbeit stellt eine Methode mit geringer Genauigkeit vor, um die Vorhersage der Lüfterleistung bei verzerrtem Zufluss anzugehen. Sie wird mit Simulationen mit höherer Genauigkeit und experimentellen Messungen verglichen. Die wichtigsten Erkenntnisse sind die folgenden:

- Die Idee der vorliegenden Modellierung ist sehr einfach, da sie nur auf der Lüfterschaufelgeometrie und dem Euler-Theorem beruht.

- In Bezug auf das Lüfterverhalten kann dieses Tool ohne zusätzliche Eingaben verwendet werden. Eine feinere Anpassung ist jedoch möglich, indem beispielsweise Verlust- oder Abweichungskalibrierungen aus Messungen oder CFD mit höherer Genauigkeit extrahiert werden. Wenn dieser Ansatz während einer frühen Entwurfsphase verwendet werden soll, muss der untersuchte Entwurfsraum zuvor abgegrenzt werden, damit diese Eingaben zuverlässig genug sind.

- Obwohl das parallele Kompressormodell als eher einfach angesehen werden kann, erweist es sich als ausreichend, um relevante physikalische Erkenntnisse zu liefern und die Auswirkungen von Verzerrungen auf die Leistung in der Nähe der Entwurfsbetriebsbedingungen korrekt zu quantifizieren.

- Wie zu erwarten war, liegt der schwierigste Punkt bei Bedingungen außerhalb des Entwurfs, und dieser Teil der Modellierung kann verbessert werden;

- Die Verwendung der neuen Formulierung selbst ist mit vernachlässigbaren CPU-Kosten verbunden, vorausgesetzt, dass die Upstream-Verzerrungskarten sind verfügbar.

Diese Methode bietet eine interessante Alternative, um lange und teure Simulationen zu vermeiden, was sie mit einer vorläufigen Entwurfsphase kompatibel macht. Sie kann mit zusätzlichen Daten kombiniert und auf viele Arten angereichert werden. Neben der Verbesserung der Modellierung einzelner Komponenten bleibt jedoch eine wichtige Perspektive zur Erhöhung der Genauigkeit bei der globalen Leistungsvorhersage die Kopplung einer solchen aerodynamischen Methode mit einem Leistungstool auf Systemebene, wie kürzlich von Pokhrel et al. [41], Lopez de Vega et al. [42] oder Kolas et al. [43] gezeigt, sodass der Flugzeugentwurf auch bei komplexen innovativen Konfigurationen von einer verbesserten Modellierung des Antriebssubsystems profitieren kann.

Beiträge der Autoren: Analytische Untersuchung, NB und EB; numerische Untersuchung, YB; experimentelle Validierung, NB; Überwachung, XC. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung wurde von der Safran Group finanziert.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Diese Arbeit erhielt Zugriff auf die HPC-Ressourcen von CINES im Rahmen der von GENCI erteilten Zuteilung 2019-A0072A06879 und auf die HPC-Ressourcen von CALMIP Supercomputing. **Zentrum unter der Zuteilung 2019-P18021. Die Autoren danken Safran Ventilation Systems** für die erfolgreiche Zusammenarbeit im Bereich der Langsamläufer und an die Safran-Gruppe für die Finanzierung dieser **Studie, die Teil der gemeinsamen Forschungsinitiative von AEGIS und ISAE-SUPAERO ist. Francesco Salvatoris Beitrag während seines Forschungsprojekts über Parallelkompressoren bei ISAE-SUPAERO ist ebenfalls anerkannt.**

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

BLI	Grenzschichtaufnahme
CFD	Numerische Strömungsmechanik
LE	Vorderkante
TE	Hinterkante
PC	Parallelkompressoren
	BFM-Körperkraftmodellierung
	RANS Reynolds-gemittelter Navier–Stokes
	URANS Instationäre Reynolds-gemittelte Navier–Stokes-Kurve
P	Druck
T	Temperatur
B	Relativgeschwindigkeit
V	absolute Geschwindigkeit
U	Drehzahl
ρ	Dichte
γ	Durchflusskoeffizient
$\tilde{\gamma}$	Belastungskoeffizient
$\tilde{\gamma}$	lokaler Abweichungswinkel
$\tilde{\gamma}$	Druckverhältnis
$\tilde{\gamma}$	isentropische Effizienz
$m\dot{\gamma}$	Massenstrom
S	Schnittfläche
$\tilde{\gamma}$	absoluter Strömungswinkel
$\tilde{\gamma}$	relativer Strömungswinkel
cz	axiale Sehnenlänge
$\tilde{\gamma}c$	Schaufelwölbung
$\tilde{\gamma}$	Klingenfestigkeit
$\tilde{\gamma}$	Klinge Metall Winkel
V	absolute Geschwindigkeit
h/H	relative Spannhöhe
x, y,	kartesische Koordinaten
zz, r,	Zylinderkoordinaten
$\tilde{\gamma}i$	Stagnationsmenge
1, 2	relativ zum Rotor LE, TE Abschnitte

Verweise

1. Bijewitz, J.; Seitz, A.; Hornung, M. Eine Übersicht über aktuelle Flugzeugkonzepte mit synergetischer Antriebs- und Flugzeugzellenintegration. **Proceedings des 30. Kongresses des International Council of the Aeronautical Sciences, Daejeon, Korea, 25.–30. September 2016.**
2. Welstead, J.; Felder, J.L. Konzeptionelles Design eines Single-Aisle-Turboelektrik-Nutzfahrzeugs mit Rumpfgrenzschicht Einnahme. In **Proceedings des 54. AIAA Aerospace Sciences Meeting, San Diego, CA, USA, 4.–8. Januar 2016; S. 1027.**
3. Bowman, C.L.; Felder, J.L.; Marien, T.V. Turbo- und Hybrid-elektrifizierte Flugzeugantriebskonzepte für den kommerziellen Transport. In **Proceedings des 2018 AIAA/IEEE Electric Aircraft Technologies Symposium (EATS), virtuell, 10.–12. August 2018; S. 1–8.**
4. Hall, D.K.; Dowdle, A.; Gonzalez, J.; Trollinger, L.; Thalheimer, W. Bewertung einer Grenzschicht, die turboelektrische Flugzeuge einsaugt **Konfiguration mittels signomialer Programmierung. In Proceedings of the 2018 Aviation Technology, Integration, and Operation Konferenz, Atlanta, GA, USA, 25.–29. Juni 2018; S. 3973.**

5. Giannakakis, P.; Maldonado, YB; Tantot, N.; Frantz, C.; Belleville, M. Bewertung des Kraftstoffverbrauchs eines Flugzeugs mit turboelektrischem Antriebsrumpf . In Proceedings des AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum, virtuell, 19.–22. August 2019; S. 4181.
6. Fernández, AM; Smith, H. Auswirkung eines die Grenzschicht des Flugzeugrumpfs verschlingenden Propulsors auf Kräfte und Momente im Flugzeugrumpf. *Aerosp. Sci. Technol.* 2020, 100, 105808. [\[CrossRef\]](#)
7. Schmollgruber, P.; Donjat, D.; Ridet, M.; Cafarelli, I.; Atinault, O.; François, C.; Paluch, B. Multidisziplinäres Design und Leistung des ONERA Hybrid Electric Distributed Propulsion-Konzepts (DRAGON). In Proceedings des AIAA Scitech 2020 Forum, virtuell, 11.–21. Januar 2020; S. 0501.
8. Habermann, AL; Gokhale, A.; Hornung, M. Numerische Untersuchung der Auswirkungen der Rumpfaufwärtspeilung in einem Antriebsrumpfkonzept . *CEAS Aeronaut. J.* 2021, 12, 173–189. [\[CrossRef\]](#)
9. Pearson, H.; McKenzie, A. Nachläufe in Axialkompressoren. *Aeronaut. J.* 1959, 63, 415–416. [\[CrossRef\]](#)
10. Reid, C. Die Reaktion von Axialkompressoren auf Ansaugströmungsverzerrungen; American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA, 1969; Band 79832.
11. Goethert, B.; Reddy, K. Instationäre Aerodynamik von Rotorblättern eines Kompressors unter gestörten Strömungsbedingungen (Interferenzeffekt zwischen oszillierender und verzerrter Einlassströmung beim Abwürgen des Kompressors); Cranfield University: Bedford, Großbritannien, 1971.
12. Melick, H., Jr. Analyse der Auswirkungen von Einlassströmungsverzerrungen und Turbulenzen auf die Kompressorstabilität; Ames Research Center: Moffett Field, Kalifornien, USA, 1973.
13. Kimzey, W. Eine Analyse des Einflusses einiger externer Störungen auf die aerodynamische Stabilität von Axialventilatoren und Kompressoren von Turbintriebwerken ; Technischer Bericht; Arnold Engineering Development Center: Murfreesboro, TN, USA, 1977.
14. Mazzawy, RS Mehrsegment-Parallelkompressormodell für Umfangsströmungsverzerrung. *J. Eng. Power* 1977, 99, 288–296. [\[Querverweis\]](#)
15. Hynes, M. Verbesserung des Parallelkompressormodells durch Berücksichtigung instationärer Schaufelaerodynamik. In Proceedings of the Propulsion and Energetics 68th (A) Specialists' Meeting, AGARD, München, Deutschland, 10.–12. September 1987; Band 400.
16. Hynes, T.; Chue, R.; Greitzer, E.; Tan, C. Berechnungen der durch Einlassverzerrungen verursachten Instabilität des Kompressorströmungsfelds. In Proceedings of the Propulsion and Energetics 68th (A) Specialists' Meeting, AGARD, München, Deutschland, 10.–12. September 1987; Band 400.
17. Hale, A.; Davis, M. DYNAMIC Turbine Engine Compressor Code (DYNTTECC)-Theorie und Fähigkeiten. In Proceedings of the 28th Gemeinsame Antriebskonferenz und Ausstellung, Nashville, TN, USA, 6.–8. Juli 1992; S. 3190.
18. Shahrokh, K.; Davis, JM Anwendung eines modifizierten dynamischen Kompressionssystemmodells auf Fächereffekte von Einlassverzerrungen mit niedrigem Seitenverhältnis . In Proceedings of the 33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, USA, 9.–12. Januar 1995; S. 301.
19. Davis, RL; Yao, J. Computergestützter Ansatz zur Vorhersage des Beginns des Strömungsabrisses in mehrstufigen Axialkompressoren. *J. Propuls. Power* 2007, 23, 257–265. [\[CrossRef\]](#)
20. Fredrick, N.; Davis, M., Jr. Untersuchung der Auswirkungen von Einlasswirbeln auf die Leistung und Funktionsfähigkeit von Kompressoren mithilfe eines modifizierten parallelen Kompressormodells. In Proceedings of the ASME 2011 Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition, Vancouver, BC, Kanada, 6.–10. Juni 2011; Band 54617.
21. Davis, MW, Jr.; Cousins, WT Bewertung komplexer Einlassverzerrungen mit einem parallelen Kompressormodell: Teil 2 – Anwendungen auf komplexe Muster. In Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air; American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA, 2011; Band 54617, Seiten 13–23.
22. Floyd, RS, Jr.; Davis, MW, Jr.; Validierung eines modifizierten parallelen Kompressormodells zur Vorhersage der Auswirkungen von Einlasswirbeln auf die Leistung und Funktionsfähigkeit des Kompressors. In Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air; American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA, 2015; Band 56628, S. V001T01A024.
23. Escudero Saiz, A. Untersuchung analytischer Modelle zur Bewertung der Auswirkungen von Verzerrungen auf die Kompressorleistung und Stabilität [BR]-Praktikum. Masterarbeit, Université de Liège, Lüttich, Belgien, 2020.
24. Doulgeris, G.; Khaleghi, H.; Kalfas, A.; Pilidis, P. Entwicklung einer Methode zur verbesserten Fan-Darstellung in der Gasturbinenmodellierung . *Int. J. Rotating Mach.* 2011, 2011. [\[CrossRef\]](#)
25. Miller, D.; Wasdell, D. Off-Design-Vorhersage von Kompressorschaufelverlusten; C279/87; Japan Science and Technology Agency: Tokio, Japan, 1987; S. 249–258.
26. Valencia, E.; Hidalgo, V.; Nalianda, D.; Laskaridis, P.; Singh, R. Diskretisierter Miller-Ansatz zur Beurteilung von Auswirkungen auf die Grenzschicht durch Einnahme verursachte Verzerrung. *Chin. J. Aeronaut.* 2017, 30, 235–248. [\[CrossRef\]](#)
27. Menegozzo, L.; Benini, E. Mittellinienberechnung des Pumpgrenzverlusts aufgrund von Strömungsverzerrungen am Einlass. In Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air; American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA, 2020.
28. Budziszewski, N.; Friedrichs, J. Modellierung eines Grenzschicht-Einsaugpropellers. *Energies* 2018, 11, 708. [\[CrossRef\]](#)
29. McKenzie, AB Axialventilatoren und Kompressoren. In *Aerodynamic Design and Performance*; Gower Technical: Tokio, Japan, 1997.
30. Cousins, WT; Davis, MW, Jr. Bewertung komplexer Einlassverzerrungen mit einem parallelen Kompressormodell: Teil 1 – Konzepte, Theorie, Erweiterungen und Einschränkungen. In Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air; American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA, 2011; Band 54617, S. 1–12.
31. Binder, N. *Aéro-Thermodynamique des Turbomachines en Fonctionnement Hors-Adaptation*; Université de Toulouse: Toulouse, Frankreich, 2016.
32. Valencia, E.; Nalianda, D.; Laskaridis, P.; Singh, R. Antriebssystemanalyse unter Verwendung eines parametrischen und des Parallelkompressoransatzes zur Modellierung von Verzerrungen in Grenzschicht-Einsaugsystemen. Teil 1. *J. Aerosp. Eng.* 2014. [\[CrossRef\]](#)

33. Benichou, E.; Dufour, G.; Bousquet, Y.; Binder, N.; Ortolan, A.; Carbonneau, X. Körperkraftmodellierung der Aerodynamik eines Langsam drehender Lüfter bei verzerrter Zuströmung. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2019, 4. [\[CrossRef\]](#)
34. Hall, D.; Greitzer, E.; Tan, C. Analyse der konzeptionellen Designmerkmale von Fan-Stufen für die Grenzschichtansaugung. *J. Turbomach.* 2017, 139, 071012. [\[CrossRef\]](#)
35. Thollet, W. Body Force Modeling of Fan—Airframe Interactions. Dissertation, ISAE-SUPAERO, Toulouse, Frankreich, 2017.
36. Dufour, G.; Thollet, W. Körperkraftmodellierung der Aerodynamik des Lüfters eines Turbofans an einer Windmühle. In *Turbo Expo: Kraft für Land, Meer und Luft*; American Society of Mechanical Engineers: New York, NY, USA, 2016; Band 49712, S. V02CT39A045.
37. Ortolan, A. Aerodynamische Untersuchung von umkehrbaren Axialventilatoren mit hoher Kompressor-/Turbinen-Doppelleistung. Dissertation, ISAE-SUPAERO, Toulouse, Frankreich, 2017.
38. Courty-Audren, SK; Ortolan, A.; Carbonneau, X.; Binder, N.; Challas, F. Numerische Analyse sekundärer Strömungstopologien von Axialventilatoren mit niedriger Drehzahl vom Kompressor bis zur lastgesteuerten Windmühle. In *Proceedings der 12. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik ETC12*, Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017.
39. Ferrer-Vidal, LE; Schneider, M.; Allegretti, A.; Pachidis, V. Ein Verlust- und Ablenkungsmodell für Kompressorschaukeln bei hohen Negative Inzidenz. *J. Turbomach.* 2019, 141, 121001. [\[CrossRef\]](#)
40. Righi, M.; Ferrer-Vidal, L.; Pachidis, V. Körperkraft- und Mittellinienmodelle zur Generierung von Sub-Idle- Kennlinien von Axialkompressoren. *Aeronaut. J.* 2020, 124, 1–19. [\[CrossRef\]](#)
41. Pokhrel, M.; Shi, M.; Ahuja, J.; Gladin, J.; Mavris, DN Konzeptionelles Design eines BLI-Propulsors, der die Auswirkungen von aerodynamischer Kopplung und Verzerrung erfasst. In *Proceedings des AIAA SciTech 2019 Forum*, San Diego, CA, USA, 7.–11. Januar 2019; S. 1588.
42. López de Vega, L.; Dufour, G.; García Rosa, N. Vollständig gekoppelte Körperkraft-Motor-Leistungsmethode für die Grenzschichtaufnahme. *J. Propuls. Power* 2021, 37, 192–201. [\[CrossRef\]](#)
43. Kalias, I.; Alexiou, A.; Aretakis, N.; Mathioudakis, K. Mittellinienanalyse von Axialkompressoren: Drosselmodellierung und vollständig gekoppelte Integration in Motorleistungssimulationen. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2021, 6, 4. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Dimensionslose Zahlenbeziehungen für den äußeren Luftdruck von † Niederdruckturbine

Kacper Paýkus 1,2,*  und Piotr Strzelczyk ¹ 

¹ Fakultät für Maschinenbau und Luftfahrt, Technische Universität Rzeszów, al. Powstańców Warszawy 8, 35-959 Rzeszów, Polen; piotrstrz@prz.edu.pl

² Doktorandenschule für Ingenieurwissenschaften und technische Wissenschaften, Technische Universität Rzeszów,

35-959 Rzeszów, Polen * Korrespondenz:

kacp.palkus@gmail.com † Dieser Artikel ist eine erweiterte Version unseres in Proceedings of the European Turbomachinery Konferenz ETC14, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Im Rahmen des vorliegenden Artikels wurden die Dimensionsanalyse und die numerische Parameterstudie der typischen äußeren Luftdichtung einer Niederdruckturbine durchgeführt. Die wichtigsten Variablen für den Durchfluss durch die äußere Luftdichtung wurden identifiziert und weitere dimensionslose Zahlen abgeleitet. Die aus der Analyse resultierenden abhängigen Größen waren: die axiale Reynoldszahl (formuliert mit der Volumengeschwindigkeit, entsprechend dem Massendurchfluss durch die Dichtung), das Auslasswirbelverhältnis (unter Berücksichtigung des für die Mischung wichtigen Austrittsströmungswinkels) und die Windwärme (bezogen auf die internen Verluste). Zusätzlich wurde der Durchflusskoeffizient gegengeprüft, um einen weiteren Vergleich mit der verfügbaren Literatur zu ermöglichen. Die umfassende numerische Parameterstudie umfasste alle wichtigen Faktoren, die zum Durchfluss durch die Dichtung beitragen, mit einem Parameterbetriebsbereich, der für äußere Luftdichtungen von

Schlüsselwörter: äußere Luftdichtung; Dimensionsanalyse; Niederdruckturbine; CFD



Zitat: Paýkus, K.; Strzelczyk, P.

Dimensionslose Zahlen

Beziehungen für die äußere Luftdichtung einer Niederdruckturbine. Int. J.

Turbomach. Propuls. Power 2021, 6, 33. [https://](https://doi.org/10.3390/ijtp6030033)

doi.org/10.3390/ijtp6030033

Wissenschaftlicher Herausgeber: Francesco Martelli

Empfangen: 28. Mai 2021

Akzeptiert: 19. August 2021

Veröffentlicht: 24. August 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt

neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche

in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeit.

ationen.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel

vertrieben unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

([https://creativecommons.org/licenses/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

[by-nc-nd/4.0/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)).

1. Einleitung

Jüngste Fortschritte bei Niederdruckturbinen (LPT) mit superkritischen Profilen, ultradünnen Hinterkanten und Schaufelformen mit ultrahohem Auftrieb, um nur einige zu nennen, führen an die Grenzen der maximalen Effizienz dieser Maschinen. Es gibt jedoch noch mehrere Bereiche, die aufgrund ihres Effizienzpotenzials weiterentwickelt werden müssen. Ein solches Feld sind die äußeren Luftdichtungen (OAS). Bei Niederdruckturbinen ist das am häufigsten angewandte Konzept die Labyrinthdichtung in Kombination mit Anstreifmaterial wie Waben. Labyrinthdichtungen sind bereits eine sehr bekannte Lösung – effektiv und zuverlässig. Daher sind sie die perfekte Wahl für Flugzeugtriebwerke.

Der Großteil der Forschung zu Labyrinthdichtungen wurde für Inner Air Seals (IAS) durchgeführt. Beide Dichtungsarten arbeiten unter sehr unterschiedlichen Bedingungen. Da OAS am Außendurchmesser angeordnet sind, arbeiten sie bei einem viel größeren Radius als IAS. Aus diesem Grund gibt es lokal sehr hohe Umfangs-Mach-Zahlen. Außerdem werden am Außendurchmesser typischerweise Konfigurationen mit zwei oder drei Rippen eingesetzt. Dies liegt daran, dass jede zusätzliche Masse bei einem solchen Radius ungünstig für die Belastungen der rotierenden Schaufel ist. Darüber hinaus sind die Relativbewegungen der Dichtungsteile bei OAS ungleich größer, sodass es extrem anspruchsvoll ist, relativ kleine Abstände zwischen rotierenden und nicht rotierenden Teilen einzuhalten. Nicht zuletzt erfahren OAS viel weniger Kühlung und arbeiten daher bei viel höheren Temperaturen, ein limitierendes

1.1. Bisherige Arbeiten

Aus den zuvor genannten Gründen waren die IAS-Regionen die ersten, die das Interesse vieler Forschungsgruppen auf sich zogen, die versuchten, die Leistung der Geräte zu optimieren. Es g

gut funktionierende Lösungen von IAS, wie etwa die beispielsweise von Dinc et al. [1] untersuchten Bürstendichtungen oder die Drehvorrichtungen von Mahle [2].

Historisch gesehen geht eine der ersten Studien zu Labyrinthdichtungen auf Wittig et al. [3] zurück, die systematische Messreihen an Durchgangsdichtungen durchführten. Sie konzentrierten sich hauptsächlich auf die Durchflusseigenschaften und die Reibungsfaktoren für verschiedene Konfigurationen. Die Autoren wiesen darauf hin, dass der Maßstab einen erheblichen Einfluss auf die Dichtungsleistung hat. Dies steht im Einklang mit dem aktuellen Wissenstand, der besagt, dass bei der „Skalierung“ von Strömungsphänomenen die Ähnlichkeitszahlen erhalten bleiben müssen.

Waschka et al. [4] haben auf der Grundlage experimenteller Beweise vorgeschlagen, dass das Entladungsverhalten vom Druckverhältnis, den Reynolds- und den Taylor-Zahlen abhängt. Eine andere Möglichkeit, geeignete Ähnlichkeitszahlen abzuleiten, ist die Anwendung einer Dimensionsanalyse (DA). Denecke et al. [5] haben eine solche Analyse für IAS durchgeführt und die Motorbedingungen für 2D- und 3D-Fälle auf die Laborbedingungen skaliert. Die Autoren haben außerdem eine numerische Parameterstudie durchgeführt, um den Einfluss der abgeleiteten Parameter festzustellen. Zu diesem Zweck haben sie das Entladungsverhalten konstant gehalten und nach der geeigneten Skalierung der Windwiderstandserwärmung und des Austrittswirbels gesucht. Das wichtigste Ergebnis ihrer Dimensionsanalyse war, dass die Verhältnisse U/V_{ax} , \dot{y} , K_{out} von den folgenden dimensionslosen Parametern abhängen: c/R , \dot{y} , μ , Re_U , K_{in} , Pr , Tu .

In einer anderen Arbeit von Denecke et al. [6] wurden die dimensionslosen Größen verwendet, um die experimentelle Forschung hinsichtlich des Gesamttemperaturanstiegs aufgrund von Verlusten und Wirbelentwicklung in konvergenten und divergenten Stufenlabyrinth-IAS vorzubereiten. Die Autoren wiesen auch darauf hin, dass genaue Messungen in so kleinen Geräten äußerst schwierig durchzuführen sind, sodass die Unsicherheit bezüglich der Windwiderstandserwärmung auf 2 bis 30 % geschätzt wurde. Ihre Arbeit ermöglichte es Yan et al. [7], weitere numerische Studien von Stufen-IAS mit und ohne Wabenstruktur durchzuführen. Diese Autoren haben eine gute Übereinstimmung ihrer Simulationen mit den Experimenten von Denecke et al. [6] gezeigt; sie lieferten darüber hinaus eine zusätzliche Charakterisierung der Dichtungswindwiderstandserwärmung und der Leckageströmung.

Zimmermann und Wolff [8] haben eine Vielzahl von Korrelationen auf Grundlage von Messungen vorgestellt. Die Forscher haben eine umfassende Untersuchung der Dichtungsauflasseigenschaften als Funktion des Druckverhältnisses, der Spaltgröße, der Nuten, der Anzahl der Lamellen, der Größe der Wabenzellen und einiger weiterer für gerade und gestufte Konfigurationen durchgeführt.

In jüngster Zeit wurden OAS ebenfalls eingehend untersucht. Szymanski et al. [9] führten CFD-Simulationen dieser Geräte durch. Sie untersuchten die Auswirkungen von Rauheit und Drehzahl auf die Strömungseigenschaften. Die Autoren beobachteten den Einfluss der sehr hohen Drehzahlen (über 15.000 U/min) auf die Strömungseigenschaften bei kleinen Druckverhältnissen. Umgekehrt deuteten sie bei geringer Rauheit und höheren Druckverhältnissen (über 1,5) auf einen sehr begrenzten Einfluss der Rotationsgeschwindigkeit hin. Später verglichen auch Szymanski et al. [10] zwei unterschiedliche Experimente mit den CFD-Ergebnissen und zeigten gute Übereinstimmungen. Eine weitere sehr detaillierte numerische Studie zu OAS mit Waben stammt von Fraczek et al. [11]. Sie haben radiale Profile sowohl am Dichtungseinlass als auch am Dichtungsauflasse bereitgestellt, einschließlich der Wabenreibung. Kluge et al. [12] zeigten eine gute Übereinstimmung der numerischen Vorhersagen mit den experimentellen Daten, die an einer neuen Dichtungsanlage gewonnen wurden. Die Autoren wiesen auch darauf hin, dass die lokalen Strömungsparameter und Wirbel nicht richtig erfasst werden. Wein et al. [13] verglichen experimentelle Daten mit numerischen Berechnungen und überprüften mehrere Varianten verschiedener Turbulenzmodelle mit diversen Korrekturen, um das beste Setup für OAS zu finden. Sie zeigten, dass allgemeine Wirbelstrukturen und Strömungseigenschaften im Vergleich zu PIV- und 3D-PVT-Messungen gut erfasst werden. Dennoch konnte das lokale Strömungsverhalten noch immer nicht ausreichend vorhergesagt werden.

Instationäre Phänomene, die in IAS auftreten, wurden von Gao et al. [14] für Labyrinthdichtungen untersucht. Sie zeigten, dass LES und URANS eine recht gute Übereinstimmung mit stationären Messungen erzielen. Kluge et al. [15] haben für isolierte OAS, die in einer neuartigen Anlage untersucht wurden, in einem bestimmten Betriebsbereich ebenfalls einige instationäre Druckschwankungen am Auslass des Geräts berichtet. Ihr Vergleich numerischer und experimenteller Ergebnisse zeigt, dass CFD-Modelle in der Lage sind, die richtigen Frequenzschwankungen zu erfassen.

In den oben genannten Veröffentlichungen wird festgestellt, dass die CFD-Ergebnisse für IAS und OAS die allgemeinen Strömungseigenschaften von Labyrinthdichtungen gut widerspiegeln. Die Literaturdaten zeigen, dass stationäre Simulationen zwar die Trends erfassen können, die Schätzung lokaler Parameter jedoch falsch darstellen. Darüber hinaus werden bereits umfangreiche Studien zum lokalen Strömungsverhalten, einschließlich LES, durchgeführt, um die Mängel der RANS-Modellierung hinsichtlich der Vorhersage lokaler Strömungsmerkmale auszugleichen.

1.2. Ziele der vorliegenden Arbeit

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, werden OAS in der verfügbaren Literatur nicht häufig behandelt. Es wird vermutet, dass aufgrund der recht unterschiedlichen Betriebsbedingungen, die IAS und OAS charakterisieren, die vorhandenen Ergebnisse und Erfolge im Fall von OAS abweichen können.

Die vorliegende Forschung erleichtert den Vergleich mit den Ergebnissen anderer Forscher, und unterstreicht die Bedeutung der bereits entwickelten Beziehungen zu äußeren Luftdichtungen.

Um die Abhängigkeiten zwischen den relevanten Größen besser zu verstehen, ist eine Lokalisierung der für OAS entscheidenden Schlüsselparameter erforderlich, die sich gleichzeitig aus der Anwendung von DA ergibt.

Eine umfassende parametrische Studie von OAS, die alle wichtigen Faktoren des Flusses einschließt, mit einem geeigneten Parameterbereich für OAS und Abhängigkeiten zwischen Ähnlichkeitszahlen, wurde bisher nicht durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit trägt dazu bei, das Verständnis verschiedener OAS-Probleme und Abhängigkeiten zwischen den Durchflussmengen zu vertiefen; darüber hinaus ermöglicht sie es, Spielraum für Leistungsverbesserungen dieser Geräte zu finden.

2. Methodik Die

vorliegende Forschung beschäftigt sich mit der aerodynamischen Untersuchung von OAS (siehe Abbildung 1). Die Untersuchung ist in zwei Teile gegliedert. Der erste Teil besteht aus einer Dimensionsanalyse, die eine Reihe dimensionsloser Zahlen ergibt, die den Durchfluss durch die Dichtung charakterisieren. Der zweite Teil basiert auf einer Reihe von CFD-Untersuchungen typischer Stufenlabyrinth-OAS, die in Motoranwendungen verwendet werden.

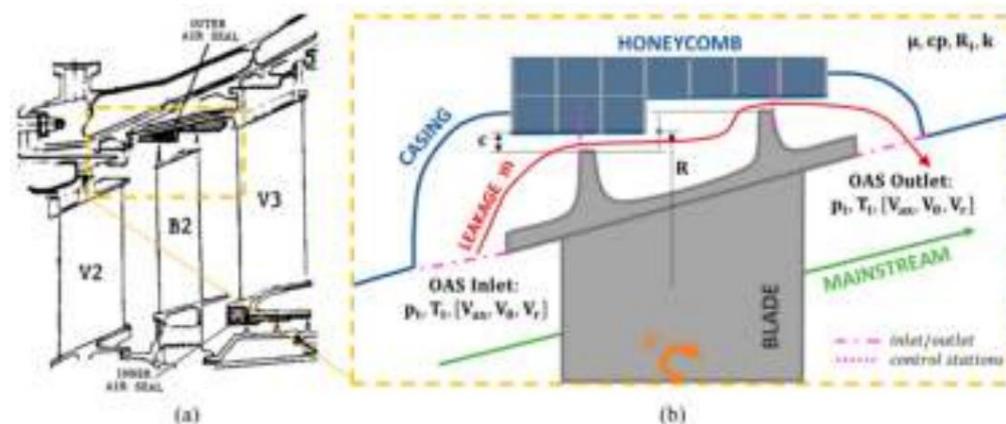


Abbildung 1. (a) Eine typische OAS eines LPT [16]. (b) Wichtige Größen, die für den Durchfluss durch die OAS berücksichtigt wurden.

Ziel der Forschung war die Identifizierung der Schlüsselfaktoren, die den Fluss durch OAS beeinflussen, und ihrer gegenseitigen Abhängigkeit. Neuere Studien haben gezeigt, dass CFD-Ergebnisse hinsichtlich allgemeiner Flusseigenschaften gut mit Experimenten übereinstimmen, siehe z. B. [7,10]. Daher sind RANS die richtige Wahl für diese Art von Untersuchung. RANS liefern direkt Durchschnittswerte der Flussmengen und werden für allgemeine dimensionslose Beziehungen als ausreichend angesehen. Dennoch wurden in einigen Fällen auch URANS durchgeführt.

Die wichtigsten für die Studie verwendeten Mengen (DA) sind in Abbildung 1 dargestellt. Es wurde angenommen, dass diese Mengen hauptsächlich zu den Eigenschaften des Durchflusses durch

Die Kontrollstationen, an denen die Durchflussmengen massengemittelt wurden, sind ebenfalls in Abbildung 1 markiert.

2.1. Dimensionsanalyse Die DA

ermöglichte die Identifizierung der Schlüsselparameter, die den Fluss in OAS steuern, und ihre Reduktion auf dimensionslose Zahlen. Die DA basiert auf einem mathematisch bewiesenen Theorem von Buckingham. Sie führt zur richtigen Formulierung der Ähnlichkeitszahlen und weiter zu den Ähnlichkeitsgesetzen. Wie von Qing-Ming [17] beschrieben, erfordert die DA-Methode zunächst die geeignete Auswahl der grundlegenden Größen, die das physikalische Phänomen steuern. Dies ist der wichtigste Schritt bei einer ordnungsgemäß durchgeführten DA.

Bei der Betrachtung eines physikalischen Problems muss man die Größen berücksichtigen, die das Phänomen wesentlich beeinflussen. Nach diesem Konzept wurden in der vorliegenden Studie zunächst die Variablen ermittelt, die die OAS-Eigenschaften am stärksten beeinflussen. Die Liste der für den Durchfluss durch OAS relevanten Größen finden Sie in Tabelle 1.

Tabelle 1. Auswahl der für die Dimensionsanalyse von OAS verwendeten Mengen.

Als bedeutsam erachtete Größen für OAS DA	$c, R, N, a, Ri, \mu, pt, in, pt, aus, Tt, in, Tt, aus, m, V\dot{y}, in, V\dot{y}, aus, Vr, in, Vr, aus, Vax, in, Vax, aus$
Basiseinheiten	[s], [m], [kg], [K]
Ausgewählte unabhängige Variablen	$R, N, \mu, Tt, in, \dot{y}, [m], [s\dot{y}^{-1}], [kg\cdot m\dot{y}^{-1}\cdot s^{-1}], [K]$
Ausgewählte abhängige Variablen	$c, a, Ri, pt, in, pt, aus, Tt, aus, m, V\dot{y}, in, V\dot{y}, aus, Vr, in, Vr, aus, Vax, in, Vax, aus$

Es wurde eine Auswahl der abhängigen und unabhängigen Variablen getroffen. Diese wurde durch Analyse der entscheidenden OAS-Aspekte für LPT bestimmt. Anschließend wurden auf der Grundlage des DA-Theorems die Beziehungen zwischen diesen Variablen bestimmt. Wenn zu viele Mengen vorgeschrieben sind, werden sie durch das gewählte Messsystem reduziert und die Redundanz wird entfernt. Das natürliche Ergebnis des Verfahrens ist ein Satz dimensionsloser Zahlen. Es ist auch erwähnenswert, dass die endgültige Form der Ähnlichkeitszahlen durch die Wahl des grundlegenden Einheitensystems bedingt ist. In der vorliegenden Studie sind die aus Sicht der Autoren am besten geeigneten dimensionslosen Zahlen in Gleichung (1) angegeben. Für OAS sind dies: die axiale Reynoldszahl Re_{ax} (die das Massenstromverhalten darstellt), das Auslasswirbelverhältnis K_{out} (entspricht dem Auslassströmungswinkel, wichtig für Mischprobleme) und die Windwärme \dot{y} (bezogen auf die internen Verluste). Die dimensionslosen Beziehungen in allgemeiner Form

$$Re_{ax}, K_{out}, \dot{y} = f\left(\frac{c}{R}, \mu, N, \mu, Tt, in, \dot{y}, K_{in}, \mu, \dots\right) \quad (1)$$

Weitere Einzelheiten

zur durchgeführten Dimensionsanalyse finden Sie in Anhang A.

In der vorliegenden Studie wurden die Größen auf der rechten Seite variiert und ihr Einfluss auf $Re_{ax}, K_{out}, \dot{y}$ überprüft. Das relative Spiel c/R wurde durch die Spaltänderung an beiden Rippen variiert. Die anderen geometrischen Merkmale als c/R wurden nicht variiert, da dies zu viele Konfigurationen erzeugen würde. Solche geometrischen Abhängigkeiten wurden bereits von Zimmermann und Wolf [8] gründlich untersucht. Die anderen geometrischen Details der untersuchten Dichtungskonfiguration, die einen Einfluss auf die OAS haben, wurden ebenfalls untersucht. Das Druckverhältnis \dot{y} wurde durch Variation des statischen Drucks am Auslass eingestellt. Das Einlasswirbelverhältnis wurde durch den Geschwindigkeitswinkel am Einlass vorgegeben. Die Umfangs-Machzahl μ wurde am OAS-Einlass für die vorgegebene Drehzahl berechnet. Das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten ergab sich aus der angenommenen Temperatur entsprechend den Motorbedingungen. Das Verhältnis $pt, in/N\mu$ wurde durch unabhängiges Ändern der Drehzahl und des Gesamtdrucks am Einlass variiert.

Eine weitere häufig verwendete Größe für Luftdichtungen ist der sogenannte Durchflusskoeffizient, der wie folgt definiert ist:

$$C_d = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Mitte}}}, \quad \dot{M}_{\text{Mitte}} = \frac{p_{t,in} \cdot A \cdot f(\bar{y})}{T_{t,in}} \cdot \frac{1}{\bar{y}} \cdot \frac{2K}{Ri(k \bar{y} - 1)} \cdot \frac{1}{\bar{y}} \cdot \frac{1}{\bar{y}^{\frac{k \bar{y} - 1}{k}}} \quad (2)$$

Dieser Koeffizient ist kein Ergebnis der DA. Er bezieht sich vielmehr auf die Geschwindigkeit in einer idealen Düse gemäß der Saint-Venant-Wenzel-Formel. Denecke et al. [5] geben an, dass er viel mehr Informationen enthält als nur den Massenstrom, da er auch Verluste und Strömungseigenschaften für eine bestimmte Geometrie verkörpert. Dieser Parameter wird in der Ingenieurpraxis in vielen sekundären Luftstromsystemen häufig verwendet. Wenn man den richtigen C_d -Wert und die grundlegenden Strömungsvariablen kennt, ist es mithilfe von Gleichung (2) möglich, den Massenstrom durch Lücken, Öffnungen, Abzweige, Verbindungsstücke oder jedes andere System zu berechnen. Leider hängt C_d von vielen Parametern ab. Daher ist es nicht einfach, seinen richtigen Wert vorherzusagen. In der vorliegenden Untersuchung dient C_d nur als Vergleich mit der verfügbaren Literatur und nicht als Ergebnis der Studie. Hier wird davon ausgegangen, dass die OAS-Strömungseigenschaften durch die aus der DA resultierenden Zahlen ausreichend gut beschrieben werden. Mit diesem Ansatz können d

2.2. Numerischer

Aufbau 2.2.1.

Geometrie Um den Einfluss der dimensionslosen Zahlen auf das Verhalten der allgemeinen OAS-Flusseigenschaften zu untersuchen, wurde eine Reihe von CFD-Analysen mit dem ANSYS Workbench-Paket durchgeführt.

Die Studie wurde an einem OAS-Modell durchgeführt, das typischerweise in der ersten Stufe des LPT des energieeffizienten Motors verwendet wird [16]. Abbildung 1 gibt einen Überblick über die untersuchte Konfiguration. Die Geometrie ist typisch für LPTs. Es handelt sich um ein OAS-Hohlraumvolumen aus ummantelten Turbinenschaufeln mit zwei Lamellen, die in einem beträchtlichen durchschnittlichen Radius ($R = 0,538$ [m]) angeordnet sind und zusammen mit der Wabe ein Stufenlabyrinth bilden. Aus Gründen der Einfachheit wurde keine Wabe selbst modelliert. Der Einfluss der Wabe kann a posteriori dem allgemeinen Verhalten der Dichtung überlagert werden, wie durch [7,8] bestätigt wird. Die kleineren, irrelevanten Merkmale in der OAS-Geometrie wurden gemäß den in der CFD üblicherweise befolgten Standardpraktiken vereinfacht, um potenzielle Prob

2.2.2. Gitter

Das Modell überspannt einen $6\bar{y}$ - Sektor des äußeren Hohlraums in tangentialer Richtung (entsprechend den Motordaten, [16]) und wurde in ICEM CFD mit hexaedrisch strukturierten Elementen vernetzt. Einige Varianten des Netzes wurden geprüft. Zuerst wurden, gemäß [10], die Analysen mit $\bar{y} = 1$ (ca. 3M Zellen) vorbereitet. Anschließend wurde das Netz für die Anwendung von Standard-Wandfunktionen vergrößert, was $\bar{y} = 30 \div 50$ ergab (ca. 300 K Zellen, siehe Abbildung 2). Die Qualitätsstatistiken des groben Netzes waren immer noch zufriedenstellend. Tabelle 2 zeigt den Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf die Parameter, die in der vorliegenden Studie von Interesse sind. Für diese Gegenprüfung wurden drei Gitter erstellt, zwei mit $\bar{y} = 1$ und eines mit größerer Auflösung (unter Verwendung von WF), das in dieser Studie angewendet wurde.

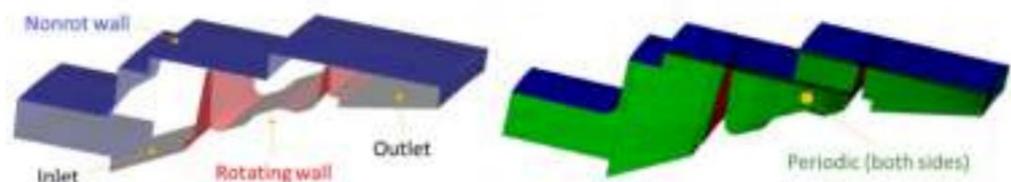


Abbildung 2. OAS-Modell, Randbedingungen und Netz.

Tabelle 2. Gitterkonvergenzindex für die wichtigsten dimensionslosen OAS-Parameter.

	r21	r32	\dot{y}_{21}	\dot{y}_{32}	P	GCI21	GCI32
Reax	1.3	1.4	0,005	0,034	6,0	$1,8 \times 10^{\dot{y}3}$	$2,2 \times 10^{\dot{y}3}$
Kout	1.3	1.4	0,001	0,019	10.2	$1,0 \times 10^{\dot{y}4}$	$1,3 \times 10^{\dot{y}4}$
\dot{y}	1.3	1.4	0,011	0,047	4.2	$6,6 \times 10^{\dot{y}3}$	$7,7 \times 10^{\dot{y}3}$
CD	1.3	1.4	0,002	0,017	6.7	$5,7 \times 10^{\dot{y}4}$	$7,1 \times 10^{\dot{y}4}$

Obwohl es einige Unterschiede in den Ergebnissen der verschiedenen Netze zu geben scheint, **In Bezug auf die allgemeinen Abhängigkeiten der charakteristischen Parameter im nächsten Teil** Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wurden in der Studie nur die Ergebnisse mit grobem Raster berücksichtigt .

2.2.3. Randbedingungen

Die Rotationsperiodizität wurde auf beiden Seiten des Modells festgelegt. Die anderen Randbedingungen sind in Abbildung 2 dargestellt. An den Wänden wurden viskose Strömungsbedingungen vorgeschrieben. Die rotierende Wand hatte für jeden Fall eine bestimmte Geschwindigkeit. Alle Wände waren auf adiabatisch eingestellt. Diese Annahme wurde für die allgemeinen Strömungsabhängigkeiten als angemessen erachtet. Der Auslass war nicht verlängert, und es wurde die CFX-Funktionalität genutzt, die automatisch eine Wand an jedem Auslassabschnitt, an dem Rückfluss auftritt. Eine solche Lösung sollte die die Strömung in der Nähe des Außendurchmessers, wo die vorbeiströmende Hauptströmung als Blockade für die Leckage (siehe Abbildung 1). Die Leckage injiziert normalerweise den Fluss in den Hauptstrom im hinteren Teil der Höhle, und hinter der zweiten Lamelle wird typischerweise ein Wirbel erzeugt.

An der Eintrittsgrenze wurden Gesamtdruck und Gesamttemperatur eingestellt, basierend auf der Motordaten. Je nach Fall wurde der Umfangsgeschwindigkeitswinkel vorgeschrieben bei am Einlass, um den Vordrall in die Simulation einzubeziehen. Der Radialgeschwindigkeitswinkel am Einlass wurde während der gesamten Analyse als konstant und gleich 45° angenommen. Bei Motoranwendungen Dieser Parameter wird stark von der Geometrie bestimmt. Aufgrund der beträchtlichen Ausdehnung des OAS-Sperrzonen am Ein- und Ausgang des Geräts, es ist nicht praktikabel, diese zu beeinflussen Parameter, der ebenfalls als geringfügiger Einfluss auf den OAS-Betrieb angesehen wird. An der Auslassgrenze wurde ein konstanter statischer Druck angelegt, um das Druckverhältnis auf der Zielwert für das jeweilige Szenario. Das modellierte Fluid wurde als kompressibel angenommen mit einer perfekten Gaszustandsgleichung. Die spezifischen Wärmen und die Viskosität (Sutherlands Formel) wurden als abhängig von der Temperatur betrachtet (thermisch ideales Gas). Bei den Analysen wurde ein mittlerer Wert der Turbulenzintensität $T_u = 5\%$ angenommen bei Ein solcher Wert wurde als gut repräsentativ für die Strömungsbedingungen angesehen, die typischerweise in OAS auftreten. Die Prandtl-Zahl wurde während der gesamten parametrischen Studie so eingestellt, dass sie nahe auf 0,7.

2.2.4. Lösungstyp

Die Analysen wurden mit ANSYS CFX durchgeführt. Die meisten davon waren stationäre Analysen. SST wurde als Turbulenzmodell verwendet, wie in [10,11,15] empfohlen. Die Grenzkonvergenz Der Wert wurde auf $1 \times 10^{\dot{y}4}$ (Effektivwert) eingestellt, fiel aber häufig unter $1 \times 10^{\dot{y}5}$. Der Simulationen wurden durchgeführt, bis alle überwachten Parameter von Interesse eine Pseudo-Zeitkonstanten-Verhalten. Transiente Simulationen wurden von einem stationären Lösung. Der numerische Aufbau für die instationären Simulationen wurde unverändert beibehalten. transiente Simulationen wurden für mehrere Drehzahlen durchgeführt. Der physikalische Zeitschritt entsprechend $1/1600$ der Rotorumdrehungszeit, ergab eine maximale CFL-Anzahl von etwa 20.

3. Ergebnisse und Diskussion

3.1. Axiale Reynoldszahl

Die erste abhängige Größe nach Gleichung (1) ist die axiale Reynoldszahl Reax, das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den viskosen Kräften. Angewandt auf OAS ist Reax

enthält Informationen über das Massenstromverhalten, da es bequem wie folgt definiert werden kann:

$$Re_{ax} = \frac{\dot{\gamma} V_{axc}}{\mu} = \frac{\dot{\gamma} V_{axc} R 2 \dot{\gamma}}{\mu R 2 \dot{\gamma}} = \frac{\dot{M}}{2 \dot{\gamma} R \mu} \quad (3)$$

Die Ergebnisse der numerischen Untersuchung der axialen Reynoldszahl sind in Abbildung 3 dargestellt. Aus Gleichung (3) geht klar hervor, dass Re_{ax} umso größer ist, je größer der Leckagemassenstrom durch die OAS ist. Die Daten zeigen, dass die Reynoldszahl stark vom Druckverhältnis $\dot{\gamma}$ und dem relativen Spaltmaß c/R abhängt. Bei höheren Druckverhältnissen (ca. 1,7) sind die Änderungen der Reynoldszahl und damit des Massenstroms geringer.

Dies ist auf die Verstopfungen zurückzuführen, die an den Lamellen auftreten. Es ist auch ersichtlich, dass bei höheren Druckverhältnissen die Wachstumsrate des Re_{ax} schwächer wird. Heutige Flugzeug-LPTs arbeiten mit erheblich höheren OAS-Druckverhältnissen (1,5 ÷ 1,7) als vor 20 Jahren ($\dot{\gamma}$ 1,3). Aus diesem Grund sind OAS-Bereiche für moderne Triebwerke sogar noch wichtiger, da etwa 20 – 30 % mehr Leckagemassenstrom durch die Dichtungen fließt. Ein weiterer Parameter, der die axiale Reynoldszahl drastisch beeinflusst, ist die Spaltgröße oder, bei dimensionslosen Größen, der relative Spalt. Es liegt auf der Hand, dass mit zunehmender Querschnittsfläche der Massenstrom und der entsprechende Re_{ax} höher sind. Die vorliegenden Ergebnisse und die Abhängigkeiten des Re_{ax} von $\dot{\gamma}$ und c/R stimmen mit [7,10] überein.

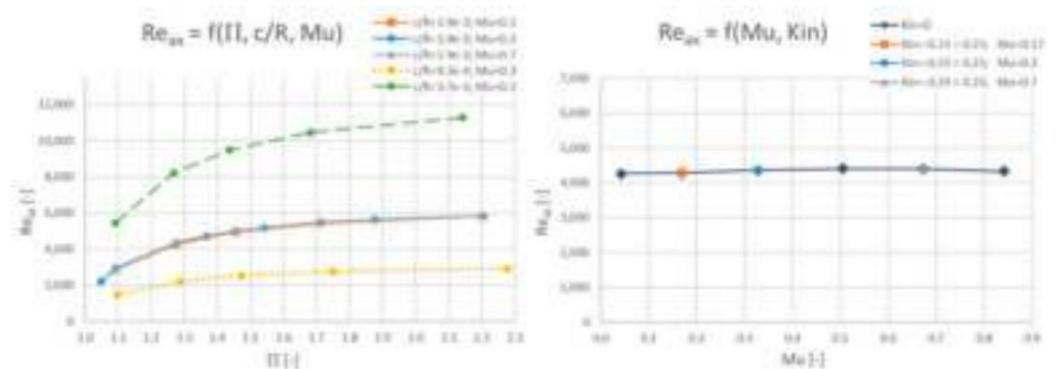


Abbildung 3. Abhängigkeit der axialen Reynoldszahl von $\dot{\gamma}$, c/R , Mu und Kin .

Abbildung 3 zeigt auch, dass die Reynoldszahl unabhängig von der Umfangs-Mach-Zahl und damit auch von der Rotationsgeschwindigkeit ist. Darüber hinaus hat ein unterschiedlicher Einlassdrall keinen Einfluss auf die Re_{ax} (und folglich auf den Leckagemassenstrom). Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der OAS-Leckagemassenstrom für den weiten Bereich der hier betrachteten Variablen im Allgemeinen unabhängig von der Rotation und dem Einlassgeschwindigkeitswinkel ist. Denecke et al. [5] stellten fest, dass der Massenstrom unabhängig von Rotation und Einlassgeschwindigkeitswinkel ist. Dies ist bei IAS normalerweise der Fall. Aus den Ergebnissen der vorgestellten Studie für die praktischen Fälle von OAS geht klar hervor, dass die Rotation und der Einlassgeschwindigkeitswinkel den Massenstrom nicht beeinflussen, selbst wenn das U/V_{ax} -Verhältnis den Bereich von 0,02 ÷ 2,4 abdeckt, was dem in Abbildung 3 gezeigten Mu -Bereich entspricht.

Darüber hinaus weisen einige andere Forscher auf eine Unabhängigkeit von der Rotation hin. Zimmermann et al. [8] und Szymanski et al. [4] geben an, dass der Einfluss der Rotation auf die Eigenschaften des Durchflusskoeffizienten C_d vernachlässigt werden kann, wenn $Re_{ax} > 10.000$. Diese Rotationseffekte werden mit abnehmender Reynoldszahl signifikant, da die Druckverluste aufgrund der wachsenden Reibungsverluste zunehmen. Abbildung 4 zeigt C_d als Funktion von Re_{ax} bei variierendem relativen Spalt, Druckverhältnis und Umfangs-Mach-Zahl, um den Vergleich mit der verfügbaren Literatur zu erleichtern. Die oben erwähnte geringe Abhängigkeit von C_d von der Rotationsrate ist in Abbildung 4 bereits nahe $Re_{ax} \dot{\gamma}$ 6000 deutlich sichtbar.

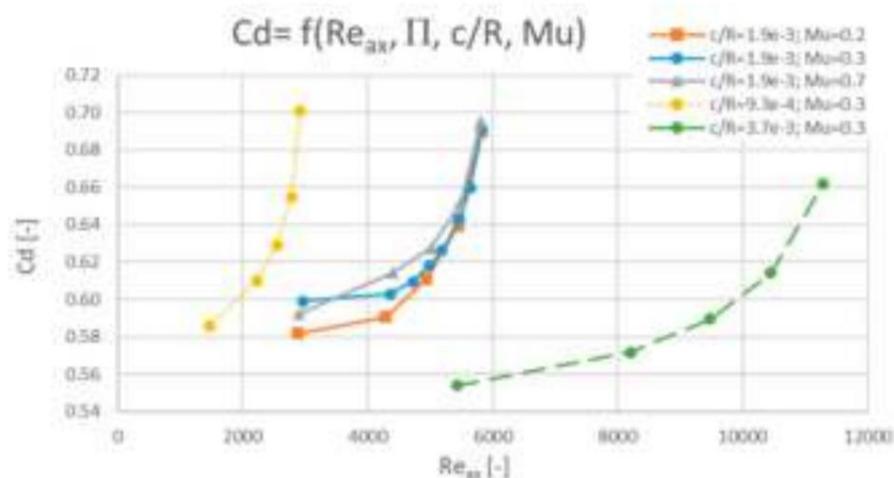


Abbildung 4. Abflusskoeffizient für die untersuchte OAS für verschiedene e_{ax} , $\dot{\gamma}$, c/R und Mu .

Trotz der generell guten Übereinstimmung der Rotationseffekte in Bezug auf das relative Spiel mit den in der Literatur angegebenen Ergebnissen, zeigen sich in den verfügbaren Forschungsberichten zwei unterschiedliche Trends. Wittig et al. [3] und Waschka et al. [4] haben gezeigt, dass bei geraden Labyrinthdichtungen mit verschiedenen Lamellenkonfigurationen C_d mit abnehmendem Spiel sinkt. Umgekehrt wurde in der vorliegenden Studie und ähnlich wie bei Willenborg et al. [18], Schramm et al. [19] und Zimmermann und Wolff [8] bei gestuften Labyrinthen festgestellt, dass C_d mit zunehmendem Spiel sinkt. Darüber hinaus beobachteten Szymanski et al. [10] beim Vergleich zweier CFD-Experimente in beiden analysierten Experimenten zwei unterschiedliche, unerklärliche Trends von C_d in

Der erste und grundlegendste Unterschied zwischen den genannten Fällen ist die Dichtungskonfiguration – gerade oder gestuft. Bei geraden Dichtungen (die immer noch häufig an zylindrischen Teilen von Motoren angebracht werden) gilt: Je größer der Spalt, desto größer der C_d -Wert. Bei gestuften Dichtungen hingegen gilt: Je größer der Spalt, desto kleiner der C_d -Wert. Bei unterschiedlichen Geometrietypen ergibt sich also ein völlig umgekehrtes Ausstoßverhalten. Zu ähnlichen Schlussfolgerungen kamen auch Denecke et al. [20], die gerade, vorwärts und rückwärts gestufte Konfigurationen mit und ohne Reibrillen untersuchten. Sie wiesen darauf hin, dass die für gestufte Dichtungen gültigen Ergebnisse nicht mit denen der geraden Dichtungsart kombiniert werden sollten. Darüber hinaus führen die Unterschiede in der Geometrie zu einer modifizierten Strömungsführung und einem sichtbar veränderten Ausstoßverhalten. Bei der geraden Geometrie gelangt die Leckage direkt in die nachgeschaltete Dichtungskammer und verringert die Abdichtung. Die Stufe in der Konfiguration dient als zusätzlicher S

All diese Erkenntnisse zeigen, dass genaue Korrelationen und Abhängigkeiten für den Durchflusskoeffizienten schwer zu bestimmen sind. Sowohl Re_{ax} als auch C_d liefern einige Informationen über den Leckagemassenstrom. Während Reynolds das Verhältnis von Trägheits- zu viskosen Kräften quantifiziert, vergleicht der Durchflusskoeffizient C_d den tatsächlichen Massenstrom aufgrund der sonstigen Verluste mit dem idealen Wert. Es ist auch möglich, dass der von anderen Forschern untersuchte C_d von verschiedenen geometrischen Merkmalen wie dem Abstand zwischen den Lamellen, den Radien der Lamellen und ihrer Form beeinflusst wurde. Dies könnte Auswirkungen auf die Ergebnisse haben. Bereits Zimmermann und Wolff [8] stellten fest, dass die verallgemeinerte Korrelation von C_d nicht sehr genau sein kann. Dies wird auch in Dennoch wird der C_d -Parameter gerne verwendet, da er, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, in technischen Anwendungen praktisch ist.

3.2. Leckageaustritts-

Drallverhältnis Der dimensionslose Ausdruck für die Neigung des Strömungsgeschwindigkeitsvektors, der sich aus der durchgeführten DA ergibt, ist das Drallverhältnis K . Dieser Parameter gibt an, wie groß die Umfangsgeschwindigkeit der Strömung im Verhältnis zum Abstand ist. Im Falle von OAS erreicht die Geschwindigkeit der Blattspitze erhebliche Werte, aufgrund der hohen

Rotationsgeschwindigkeiten und die beträchtlichen Radien. Der Auslasswirbel trägt daher sehr stark zur Vermischung der OAS-Leckage und der Hauptströmung im LPT bei.

Beim Austrittsdrallverhältnis, parametrisiert mit der Drehzahl und der Spaltabnahme, ist die Abhängigkeit vom Druckverhältnis geringfügig höher. Man kann jedoch davon ausgehen, dass selbst bei hohen Drehzahlen und sehr kleinen Spaltweiten ab einem bestimmten Wert des Druckverhältnisses (etwa 1,4) das Drallverhältnis unabhängig von \bar{y} ist (siehe Abbildung 5). Ein solches Verhalten ist für verschiedene relative Spaltweiten und Umfangs-Machzahlen gegeben.

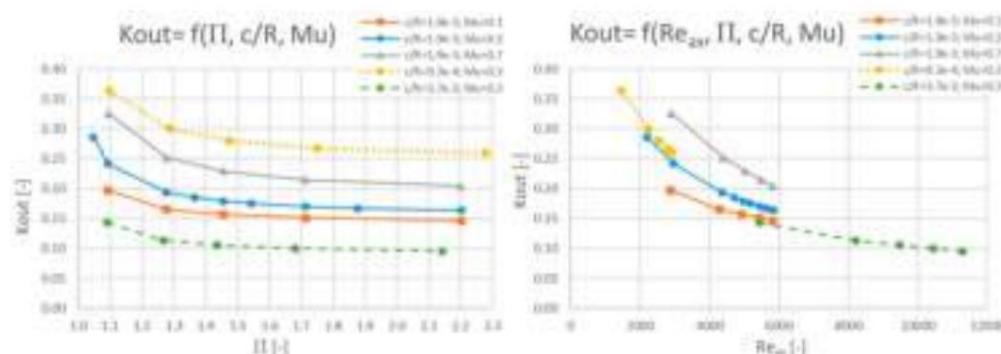
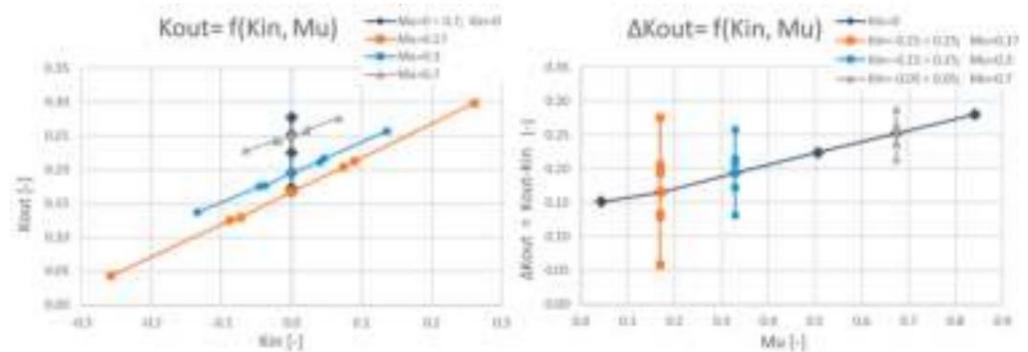


Abbildung 5. Abhängigkeit des Austrittswirbelverhältnisses von \bar{y} , Re_{23r} , c/R und Mu .

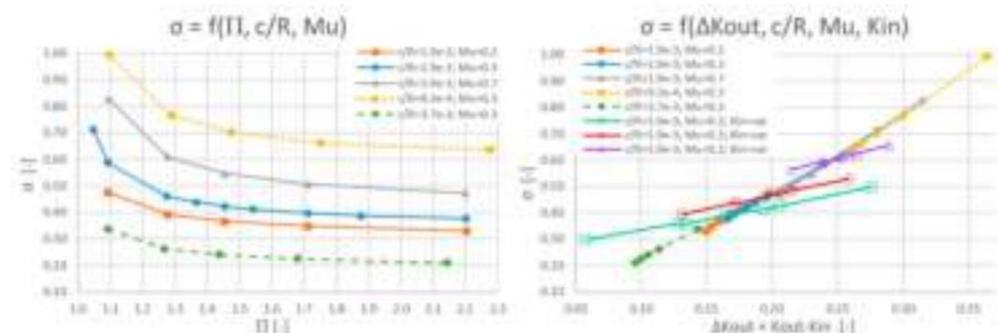
Aus Abbildung 5 lässt sich schließen, dass bei einer Vergrößerung des relativen Spalts und einer Verringerung von Mu das Wirbelverhältnis am Auslass der Kavität gegen 0 tendiert, d. h. die Strömung tendiert dazu, nicht umgelenkt zu werden. Dies liegt daran, dass je größer der Spalt an den Rippen und je kleiner die Umdrehungen, desto mehr Strömung durchquert die OAS, ohne dass eine besondere Wirkung erfolgt. Ein solches Verhalten im Vergleich zu den kleinen relativen Spaltmaßen weist darauf hin, dass die Strömung an den Rippen selbst besonders stark umgelenkt wird. Bei kleineren Spaltmaßen dominiert die Scherschicht im kleinsten Querschnittsbereich (an den Rippen). Mit anderen Worten, nur sehr wenig Strömung ist frei vom Einfluss der Grenzschicht. Die Leckage ist dann viskosen Effekten ausgesetzt. Da sich der Rotor dreht, wird auch die Strömung aufgrund von Viskositätseffekten umgelenkt. Die gleiche Schlussfolgerung wird hinsichtlich der Bedeutung der Reynolds-Zahl gezogen, die das Verhältnis der Trägheit zu den viskosen Kräften ausdrückt. Bei kleinen Reynolds-Werten dominieren die viskosen Kräfte, was bei kleinen Spalten in Abbildung 5 sichtbar ist. Dies spiegelt sich im höheren Drallverhältnis am Auslass wider.

Abbildung 6 zeigt, dass das Auslasswirbelverhältnis insbesondere von zwei Parametern stark abhängig ist: der Umfangs-Machzahl des Rotors Mu und dem Niveau des Wirbelverhältnisses am Einlass K_{in} . Der Einlasswirbel entspricht der anfänglichen Neigung des Leckagegeschwindigkeitsvektors, der in die Kavität eintritt. Es ist offensichtlich, dass der Auslasswirbel in gleicher Weise höher ist, wenn der Wirbel am Eingang der Kavität höher ist. Dies ist anhand der in Abbildung 6 dargestellten Kurven gut zu erkennen und verdeutlicht, dass das Auslasswirbelverhältnis linear vom Einlassvorwirbel abhängt. Die Steigung der Linien für verschiedene Mu ist nahezu gleich; nur das Niveau ändert sich. Diese Steigung bleibt auch unverändert, wenn der Geschwindigkeitsvektor gegen die Drehzahl gerichtet ist. Dies bestätigt zusätzlich, dass die beiden aus der DA resultierenden Zahlen Mu und K_{in} unterschiedliche Phänomene beschreiben. Abbildung 6 zeigt auch, dass eine Mu -Erhöhung zu einer linearen Erhöhung des Auslasswirbelverhältnisses führt. Die induzierte, zusätzliche Drehung bei OAS erfolgt in Drehrichtung. Dies ist teilweise auf die Strömungsumkehr an den rotierenden Wänden aufgrund der Viskosität des Fluids und teilweise auf die Wechselwirkung mit den Wirbeln in der Kammermitte zurückzuführen. Die Ergebnisse stimmen gut mit den in [5] berichteten Ergebnissen überein.

Abbildung 6. Abhängigkeit des Austrittswirbelverhältnisses von μ und K_{in} .

3.3. Windwärme Die

Windwärme entspricht dem Anstieg der Auslasstemperatur und ist ein Maß für die Leistungsverluste durch Wirbel, Reibung usw. Der Anstieg der Auslasstemperatur resultiert aus der Arbeitsleistung, die das rotierende Blatt durch viskose Kräfte erbringt. In der vorliegenden Studie kann aufgrund der Annahme adiabatischer Wände die Wärmeübertragung, die mit den Auswirkungen der Abkühlung an den Wänden (normalerweise in den Experimenten vorhanden) verbunden ist, nicht berücksichtigt werden. Abbildung 7, die die Abhängigkeit der Windwärme vom Druckverhältnis $\bar{\gamma}$ zeigt, zeigt, dass $\bar{\gamma}$ sehr ähnliche Trends wie K_{out} aufweist. Mit zunehmendem $\bar{\gamma}$ und

Abbildung 7. Abhängigkeit der Windwärme von $\bar{\gamma}$, Re_{ax} , c/R und μ und K_{in} .

Je kleiner die Leckage (kleinere Reynoldszahl), desto größer ist der relative Beitrag der viskosen Kräfte. Je geringer also der Durchfluss in axialer Richtung ist (entweder aufgrund der engen Spalte oder aufgrund eines geringen Druckunterschieds), desto größer ist der Beitrag der Umfangsspannungen. Dann ist die Durchmischung aufgrund des relativ größeren Beitrags der viskosen Kräfte in Umfangsrichtung und der stärkeren Erwärmung. Ähnlich wie beim Austrittsdrallverhältnis ist $\bar{\gamma}$ bei höheren Druckverhältnissen (ca. 1,4) nahezu unabhängig von $\bar{\gamma}$. Dies führt zu der Schlussfolgerung, dass beide Größen $\bar{\gamma}$ und K_{out} ähnliche Trends aufweisen sollten. Dies wird durch die in Abbildung 7 dargestellten Ergebnisse bestätigt, allerdings nur, wenn der Eintrittsdrall nicht variiert. Um Fälle mit unterschiedlichen Vordrallniveaus zu vergleichen, wird ein Differenzoperator (Delta) zwischen Austritts- und Eintrittsdrallwerten angewendet (siehe Abbildung 7, rechter Bereich). Der rechte Bereich zeigt, dass die Treiber für sowohl $\bar{\gamma}$ als auch K_{out} in Bezug auf den relativen Abstand, das Druckverhältnis und die Umfangs-Mach-Zahl identisch sind, d. h. die Trends von $\bar{\gamma}$ und K_{out} sind in Bezug auf die Änderungen der genannten Parameter linear. Der Einfluss des Vordrallverhältnisses ist jedoch unterschiedlich, wie die abnehmenden Steigungen im Gegensatz zu den

Abbildung 8 zeigt den Einfluss der Umfangs-Mach-Zahl und des Einlasswirbelverhältnisses auf $\bar{\gamma}$. Ein Anstieg von μ führt offensichtlich zu einem linearen Anstieg der Luftwiderstandsverluste. Mit der höheren Drehzahl des Rotors werden die durch die verstärkte Umfangskomponente erzeugten Wirbel stärker, was zu höheren Luftwiderstandsverlusten führt. Dies wurde auch in [5,7] gezeigt.

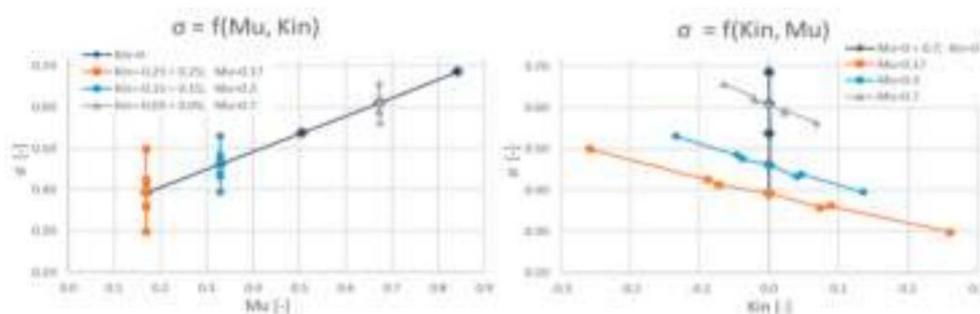


Abbildung 8. Windwärme in Abhängigkeit von der Umfangs-Mach-Zahl und dem Vordrallverhältnis am Einlass.

Im zweiten Diagramm von Abbildung 8 ist ein umgekehrter Trend erkennbar. Ein negativer Kin -Wert gibt an, dass der Geschwindigkeitsvektor gegen die Drehrichtung zeigt. Die Daten zeigen deutlich, dass die Luftwiderstandsverluste geringer werden, wenn die Geschwindigkeit in Drehrichtung geneigt ist. Wenn die Geschwindigkeit dagegen gegen die Drehrichtung wirkt, tritt eine stärkere Wechselwirkung der Leckage mit den Wirbeln (induziert durch die Drehrichtung) auf, was dies trägt zu den unterschiedlichen Trends zwischen der Luftwiderstandserwärmung und dem Austrittswirbelverhältnis bei.

3.4. Weitere Parameter, die sich aus der Dimensionsanalyse ergeben

Aus der durchgeführten DA ergeben sich zwei weitere dimensionslose Zahlen: $pt_{in}/N\mu$ und k . Das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten k hat vermutlich nur geringen Einfluss auf Re_{ax} , $Kout$ und $\dot{\gamma}$. Außerdem ist es unmöglich, diesen Parameter während der Konstruktion zu beeinflussen, da er in einem bestimmten Fall eine der Eigenschaften der Flüssigkeit selbst ist. Umgekehrt kann das Verhältnis $pt_{in}/N\mu$ in Bezug auf den Gesamtdruck am Einlass $p_{t,in}$ variiert werden. Die Auswirkungen von Variationen dieser Menge auf die aus der DA resultierenden abhängigen Variablen sind in Abbildung 9 dargestellt. In allen folgenden Fällen wurde das Druckverhältnis auf dem gleichen Niveau gehalten.

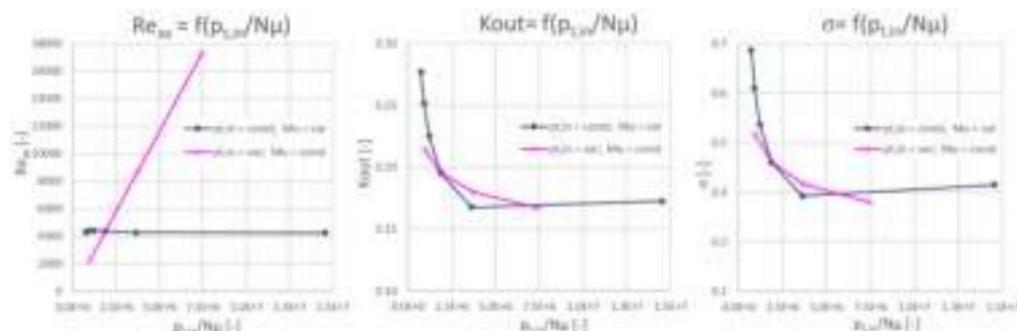


Abbildung 9. Einfluss von $pt_{in}/N\mu$ auf die axiale Reynoldszahl, das Auslasswirbelverhältnis und die Windwärme.

Erstens wird der Einfluss des Verhältnisses $pt_{in}/N\mu$ auf Re_{ax} von anderen Gruppen beeinflusst. Es wurde bereits gezeigt, dass die axiale Reynoldszahl nicht mit μ variiert. Andererseits ist es offensichtlich, dass eine Erhöhung des Eingangsdrucks, also der Dichte, auch zu einer proportionalen Erhöhung des Massenstroms führt. Dieser Effekt muss bei der Berechnung der Reynoldszahl berücksichtigt werden.

Jedoch weist das Verhältnis $pt_{in}/N\mu$ hinsichtlich der anderen Parameter $Kout$ und $\dot{\gamma}$ nahezu die gleichen Trends auf, unabhängig von pt_{in} - oder μ -Variationen. Beide Diagramme zeigen auch, dass die oben erwähnten Trends bei großen Werten des $pt_{in}/N\mu$ -Verhältnisses dazu neigen, ein asymptotisches Verhalten zu zeigen, und bei kleineren Werten steile Steigungen aufweisen. Die hohen Steigungen beziehen sich auf die Situation, wenn der Gesamtdruck am Einlass klein und die Rotation groß ist. Dies führt zu der Schlussfolgerung, dass das zusätzliche Drallverhältnis am Auslass und die Windverluste umso kleiner sind, je höher der Gesamtdruck (je größer die Leckage) ist. Da bei LPT der Gesamtdruck entlang der Maschine stark abnimmt, werden die nachgeschalteten Stationen eine stärkere Drehung der Leckagen, höhere Windverluste und entspre

3.5. Instationäre Effekte bei OAS in dimensionslosen Zahlen Es

wurde bereits erwähnt, dass RANS-Berechnungen zeitlich gemittelte Werte der Strömungsmengen liefern und für allgemeine dimensionslose Beziehungen ausreichend genau sind. Dennoch wurde für mehrere Fälle mit unterschiedlichen Rotationsgeschwindigkeiten auch eine Reihe von URANS-Berechnungen durchgeführt, um den Einfluss der Instationarität der Wirbel auf die dimensionslosen Zahlen zu untersuchen. Die Unterschiede zwischen den stationären und instationären Fällen sind in Tabelle 3 dargestellt.

Tabelle 3. Unterschiede bei dimensionslosen Zahlen zwischen stationären und instationären Lösungen für OAS- Fälle mit $c/R = 1,9 \times 10^3$; $\dot{\gamma} = 1,3$; $Kin = 0$; für unterschiedliche Rotationsgeschwindigkeiten.

	Mu=0,17	Mu=0,3	Mu=0,6
Reax	0 %	$\dot{\gamma}0,5$ %	$\dot{\gamma}0,3$ %
Kout	0,2 %	$\dot{\gamma}0,1$ %	$\dot{\gamma}1,1$ %
$\dot{\gamma}$	$\dot{\gamma}0,4$ %	0,8 %	0,9 %
CD	$\dot{\gamma}0,7$ %	$\dot{\gamma}0,2$ %	0,1 %

Die instationären Simulationen haben geringfügige Abweichungen in den dimensionslosen Parametern gezeigt, die sich aus der DA ergeben. Der größte prozentuale Unterschied ergibt einen Wert von $\dot{\gamma}1,1$ % für das Auslasswirbelverhältnis. Die Wirbel in der derzeit untersuchten OAS-Konfiguration zeigen keine erkennbaren instationären Effekte. RANS werden immer noch als repräsentativ für die Trends der dimensionslosen Zahlen angesehen. Dennoch könnten einige andere zusätzliche Effekte auftreten, wenn der Einfluss der Hauptströmung berücksichtigt wird.

4. Schlussfolgerungen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Dimensionsanalyse und eine numerische parametrische Studie eines OAS durchgeführt. Die wichtigsten Variablen wurden identifiziert und weitere dimensionslose Zahlen abgeleitet. Um den Einfluss der Parameter zu untersuchen, wurden einige CFD-Modelle des typischen LPT-OAS erstellt. Die allgemeinen Abhängigkeiten zwischen den dimensionslosen Größen konnten durch RANS gut modelliert werden und bieten einen umfassenden Überblick über die OAS-Eigenschaften.

Es wurde festgestellt, dass die Reynolds-Zahl unabhängig von der Drehzahl und den Vordralleffekten ist und stark vom relativen Spaltmaß, dem Druckverhältnis und dem $pt,in/N\mu$ -Verhältnis abhängt.

Sowohl das Auslasswirbelverhältnis als auch die Windwärme zeigten die gleichen Tendenzen, was darauf schließen lässt, dass sie durch ähnliche Phänomene verursacht werden. Das einzige unterschiedliche Verhalten wurde in Bezug auf das Einlasswirbelverhältnis festgestellt. Beide Parameter schienen nahezu unabhängig vom Druckverhältnis zu sein.

Zusätzlich wurden die Beziehungen des Durchflusskoeffizienten überprüft, um eine Grundlage für den Vergleich mit den verfügbaren Literaturdaten zu schaffen. Es wurde festgestellt, dass Cd im Wesentlichen von mehreren Parametern bestimmt wird. In erster Linie wird es hauptsächlich von der Geometrie beeinflusst: c/R -Verhältnis, Dichtungskonfiguration (Anzahl der Staupunkte, Stufen) und Druckverhältnis $\dot{\gamma}$. Von einiger Bedeutung sind auch Mu , Kin , $pt,in/N\mu$ und k . Die erhaltenen Ergebnisse stimmen gut mit den Literaturdaten überein. Alle Erkenntnisse zeigen, dass genaue Korrelationen und Abhängigkeiten für den Durchflusskoeffizienten existieren.

Für das hier untersuchte OAS und unter Berücksichtigung des Parameter-Betriebsbereichs, der den heutigen LPT-Bedingungen entspricht, wurden folgende Abhängigkeiten

$$Reax = f \left(c/R, \dot{\gamma}, \frac{pt,in}{Anzahl} \right) \quad (4)$$

$$Kout = f \left(c/R, Mu, \frac{pt,in}{N\mu}, Kin \right) = f(Reax, Mu, Kin) \quad (5)$$

$$\dot{\gamma} = f \left(c/R, Mu, \frac{pt,in}{Anzahl}, Kin \right) = f(\dot{\gamma}Kout, Kin) \quad (6)$$

Um den Vergleich spezifischer Phänomene und die Vorhersage des OAS-Verhaltens zu erleichtern, richtige dimensionslose Zahlen sollten beibehalten werden. In Bezug auf das Massenstromverhalten, Die axiale Reynoldszahl Re_{ax} erweist sich als die wichtigste. Das Auslassdrallverhältnis K_{out} ist für die Mischung von entscheidender Bedeutung, während die Windwärme \dot{y} die internen Verluste steuert.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, KP und PS; Methodik, KP und PS; Software, KP; Validierung, KP und PS; formale Analyse, KP; Untersuchung, KP; Ressourcen, KP; Datenkuratierung, KP; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, KP; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, KP und PS; Visualisierung, KP; Supervision, PS; Projektleitung, KP Alle Autoren haben die veröffentlichten Version des Manuskripts.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Erklärung zur Datenverfügbarkeit: Die in dieser Studie präsentierten Daten sind auf Anfrage erhältlich bei korrespondierender Autor.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Abkürzungen

In diesem Manuskript werden die folgenden Symbole und Abkürzungen verwendet:

A	Lokale Schallgeschwindigkeit
b, bi	beliebige Maßgröße c Lichtraumgröße
c_p	Spezifische Wärmekapazität
\bar{C}	Relative Clearance
k	Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten
\dot{M}	Leckagemassenstrom
P	Druck
A	Querschnittsfläche an der Lamelle
CD	Durchflusskoeffizient
$K = \frac{v_y}{NR}$	Drallverhältnis
$Mu = \dot{y} \frac{U}{kRiT_{in}}$	Umfangs-Machzahl
N	Drehzahl
Pr	Prandtl-Zahl
R	Durchschnittlicher Radius der Flossen
R_i	Individuelle Gaskonstante
$Re_{ax} = \frac{\dot{y} v_{ax} c}{\mu} = \frac{\dot{M}}{2\dot{y}R\mu}$	Axiale Reynoldszahl
T	Temperatur
Di	Turbulenzintensität
$U = \frac{\dot{y}N}{30} R$	Umfangsgeschwindigkeit der Rotorlamellen
v_{ax}	Axiale Geschwindigkeitskomponente
v_R	Radiale Geschwindigkeitskomponente
$v_{\dot{y}}$	Umfangsgeschwindigkeitskomponente
$\dot{y}, \ddot{y}, \ddot{y}$	beliebige Exponenten
	Viskosität
	Dichte
$\mu \dot{y} \ddot{y} = pt, in/pout$	Druckverhältnis
\dot{y}, \ddot{y}	jede dimensionslose Größe $\dot{y} = \frac{2c_p(T_{t,aus}\dot{y}T_{t,ein})}{U^2}$ Windage-Heizung
Indizes:	
τ	Gesamtmenen
rein, raus	Einlass, Auslass
Akronyme:	
CFD	Numerische Strömungsmechanik
DA	Dimensionsanalyse
IAS/OAS	Innere/äußere Luftdichtung
LES	Large-Eddy-Simulationen
LPT	Niederdruckturbine(n)
PIV	Particle Image Velocimetry
PVT	Partikel-Velocimetrie-Tracking
(U)RANS	(Instationäre) Reynolds-gemittelte Navier-Stokes

Anhang A. Hauptschritte der Dimensionsanalyse

Grundlage der Dimensionsanalyse ist der mathematisch bewiesene Satz von Buckingham. Qing-Ming [17] wies darauf hin, dass die Potenzformel die Dimension jeder beliebigen Größe ausdrücken kann. Bei der Methode wird Wert auf die sorgfältige Auswahl der Fundamentalgrößen bei der Problemlösung gelegt. Wie Qing-Ming [17] bemerkte, ist es auf Grundlage des Satzes möglich, aus der regulären Dimensionsbeziehung: $b = f(b_1, b_2, \dots, b_n)$ eines physikalischen

$$b_n) \text{ eines physikalischen} \quad (A1)$$

Problems, bei dem die Variablen in einer Funktion unabhängig sind, die dimensionslose Beziehung zwischen den Variablen zu ermitteln. Nach Anwendung der Potenzformel kann die Beziehung wie folgt dargestellt werden:

$$\text{const} \cdot \tilde{y}_1^{a_1} \tilde{y}_2^{a_2} \dots \tilde{y}_k^{a_k} = \tilde{y} \quad (A2)$$

Darüber hinaus sollten, wie Qing-Ming [17] anmerkt, nur die Zahlen berücksichtigt werden, die für das untersuchte Problem von wesentlicher Bedeutung sind. Die irrelevanten unabhängigen Variablen sollten weggelassen werden.

Beim Versuch, ein physikalisches Phänomen zu analysieren, ist es häufig besser, von der Beziehung in dimensionsloser Form auszugehen. Dann müssen keine Einheiten umgerechnet werden, und auch der Arbeitsaufwand wird erheblich reduziert, da die Anzahl der unabhängigen Variablen reduziert wird. Darüber hinaus sind die Ergebnisse universeller.

In der vorliegenden Arbeit waren die in Tabelle 1 aufgeführten Variablen für die untersuchten Phänomene wesentlich. Zusätzlich ist der Satz von Variablen in Form einer Funktion in Gleichung (A3) angegeben: $f(c, R, N, a, Ri, \mu, pt, in, pt, out, Tt, in, Tt, out, m, V\dot{y}, in, V\dot{y}, out, Vr, in, Vr, out, Vax, in, Vax, out) = 0$

$$(A3)$$

Als Basiseinheiten wurden gewählt: [Zeit], [Länge], [Masse] und [Wärme], die jeweils [s], [m], [kg] und [K] entsprechen.

Die gewählten unabhängigen Variablen waren: R, N, μ, Tt, in und ihre Einheiten: [m], s $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Die abhängigen Variablen jedoch: $c, a, Ri, pt, in, pt, out, Tt, out, m, V\dot{y}, in, V\dot{y}, out, Vr, in, Vr, out, Vax, in, Vax, out$.

Anschließend wurde jeder Parameter hinsichtlich der unabhängigen Variablen ausgewertet. Anschließend wurden die Einheiten anhand des Buckingham-Theorems und der Potenz-Low-Methode verglichen. Als Beispiel wird in der vorliegenden Arbeit der Massenstrom durch die Dichtung in Bezug auf die gewählten unabhängigen Variablen betrachtet:

$$\dot{m} = f(R, N, \mu, Tt, in) = \text{const} \cdot R^{\tilde{y}_1} \cdot N^{\tilde{y}_2} \cdot \mu^{\tilde{y}_3} \cdot Tt, in^{\tilde{y}_4} \quad (A4)$$

unter Berücksichtigung der Einheiten:

$$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} = [\text{m}]^{\tilde{y}_1} \cdot \text{s}^{\tilde{y}_2} \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{\tilde{y}_3} \cdot [\text{K}]^{\tilde{y}_4} \quad (A5)$$

Dann erhält man:

$$\begin{array}{l} \tilde{y}_1 \quad [\text{Zeit}] : \tilde{y}_1 = \tilde{y}_2 \tilde{y}_3 \tilde{y}_4 \\ \quad \quad [\text{Länge}] : 0 = \tilde{y}_1 \tilde{y}_2 \tilde{y}_3 \\ \quad \quad [\text{Masse}] : 1 = \tilde{y}_1 \tilde{y}_2 \tilde{y}_3 \\ \quad \quad [\text{Masse}] : 0 = \tilde{y}_3 \end{array} \quad \begin{array}{l} \tilde{y}_1 \quad \tilde{y}_2 = 1 \\ \tilde{y}_2 \quad \tilde{y}_3 = 0 \\ \tilde{y}_3 \quad \tilde{y}_4 = 1 \\ \tilde{y}_4 \quad \tilde{y}_4 = 0 \end{array} \quad \begin{array}{l} \tilde{y}_1 \quad \tilde{y}_2 \quad \tilde{y}_3 \quad \tilde{y}_4 \\ \tilde{y}_1 \quad \tilde{y}_2 \quad \tilde{y}_3 \quad \tilde{y}_4 \\ \tilde{y}_1 \quad \tilde{y}_2 \quad \tilde{y}_3 \quad \tilde{y}_4 \\ \tilde{y}_1 \quad \tilde{y}_2 \quad \tilde{y}_3 \quad \tilde{y}_4 \end{array} \quad \begin{array}{l} \dot{m} = f(R, \mu) \tilde{y} \text{const} \cdot R \\ \dot{m} = f(R, \mu) \tilde{y} \text{const} \cdot R \\ \dot{m} = f(R, \mu) \tilde{y} \text{const} \cdot R \\ \dot{m} = f(R, \mu) \tilde{y} \text{const} \cdot R \end{array} \quad \begin{array}{l} 1 \quad 1 \quad \mu \\ \tilde{y}_1 = \tilde{y}_2 \text{Reax} \end{array} \quad (A6)$$

Das Ergebnis ist die Menge in dimensionsloser Form.

Als nächstes muss man nach den anderen bekannten Zahlen suchen und sie mit dem untersuchten Phänomen in Beziehung setzen. Im Fall des Massenstroms durch die äußere Luftdichtung ist die entsprechende Zahl die axiale Reynoldszahl, Gleichung (A6). Die resultierenden dimensionslosen Zahlen für die äußere Luftdichtung sind in Gleichung (1) angegeben.

Anhang B. Details der untersuchten Dichtungsgeometrie

Aus den Arbeiten anderer Forscher, beispielsweise Zimmermann und Wolf [8], ist bekannt, dass die Dichtungsleistung von der Geometrie selbst beeinflusst wird. Um eine bes

Einblick in die untersuchte Dichtung, in Abbildung A1 und in Tabelle A1 sind geometrische Details angegeben der Konfiguration.

Tabelle A1. Geometrische Details der in der Studie untersuchten äußeren Luftdichtung.

Lichte Weite, c	0,001 [m]
Durchschnittlicher Radius der	0,538 [m]
Rippen, R 1.	$20 \frac{c}{R}$
Rippenhöhe 2. Rippenhöhe	$10 \frac{c}{R}$
Breite der Lamellen	$2 \frac{c}{R}$
Abstand zwischen den Lamellen	$40 \frac{c}{R}$
Stufenhöhe	$10 \frac{c}{R}$
Abstand von der Stufe zur 2. Finne	$20 \frac{c}{R}$
Eckradien der Lamellen	0 (scharfe Flossen)

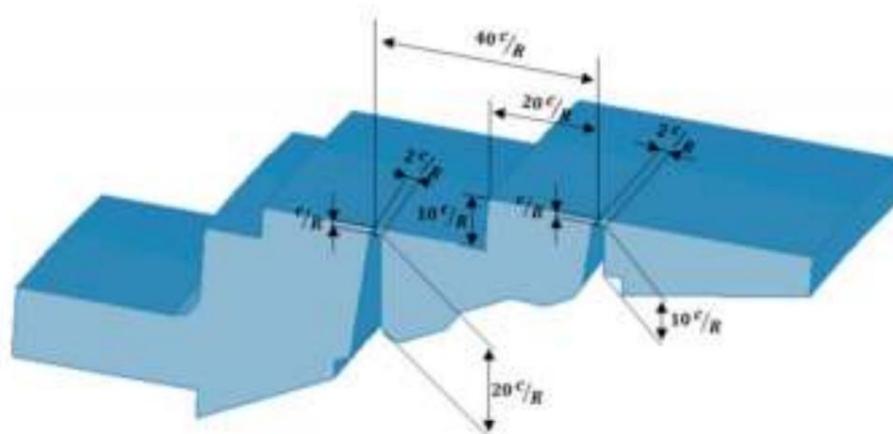


Abbildung A1. Geometrische Details der in der Studie untersuchten äußeren Luftdichtung.

Verweise

- Dinc, S.; Demiroglu, M.; Turnquist, N.; Mortzheim, J.; Goetze, G.; Maupin, J.; Hopkins, J.; Wolfe, C.; Florin, M. Fundamental Konstruktionsprobleme von Bürstendichtungen für industrielle Anwendungen. *J. Turbomach.* **2002**, *124*, 293–300. [\[CrossRef\]](#)
- Mahle, I. Verbesserung der Wechselwirkung zwischen Leakageströmen und Hauptströmung in einer Niederdruckturbine. *ASME J. Turbomach.* **2010**, *7*, 1177–1186. [\[CrossRef\]](#)
- Wittig, SLK; Dorr, L.; Kim, S. Skalierungseffekte auf Leckageverluste in Labyrinthdichtungen. *J. Eng. Power* **1983**, *105*, 305–309. [\[CrossRef\]](#)
- Waschka, W.; Wittig, S.; Kim, S. Einfluss hoher Rotationsgeschwindigkeiten auf den Wärmeübergangs- und Abflusskoeffizienten im Labyrinth Dichtungen. *J. Turbomach.* **1992**, *114*, 462–468. [\[CrossRef\]](#)
- Denecke, J.; Farber, J.; Dullenkopf, F.; Bauer, HJ Dimensionsanalyse und Skalierung von rotierenden Dichtungen. *ASME J. Turbomach.* **2005**, 47268, 1149–1160. [\[CrossRef\]](#)
- Denecke, J.; Dullenkopf, K.; Wittig, S.; Bauer, H.-J. Experimentelle Untersuchung der Totaltemperaturerhöhung und des Wirbels Entwicklung rotierender Labyrinthdichtungen. *ASME J. Turbomach.* **2005**, *3*, 1161–1171. [\[CrossRef\]](#)
- Yan, X.; Li, J.; Song, L.; Feng, Z. Untersuchungen zu den Entladungs- und Gesamttemperaturanstiegeigenschaften des Labyrinths Dichtungen mit Waben- und glatten Flächen. *J. Turbomach.* **2009**, *131*, 041009. [\[CrossRef\]](#)
- Zimmermann, H.; Wolff, KH Air System Correlations: Teil 1—Labyrinth Seals; **ASME Paper 98-GT-206**; ASME: New York, NY, USA, 1998.
- Szymanski, A.; Wroblewski, W.; Dykas, S. Strömungsanalyse der Turbinenrotor-Spitzendichtung auf einem hochrotierenden Prüfstand. In *Proceedings der 11. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, ETC11, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015*; S. 23–27.
- Szymanski, A.; Dykas, S.; Wroblewski, W.; Fraczek, D. Experimentelle und numerische Validierungsstudie des Labyrinthriegels Konfigurationen. In *Proceedings der 12. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik ETC12 Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017*. [\[CrossRef\]](#)

11. Fraczek, D.; Wroblewski, W.; Chmielniak, T. Einfluss der Reibung von Waben auf die Leistung der Spitzendichtung eines Turbinenrotors. In Proceedings der 11. Europäischen Konferenz für Fluidodynamik und Thermodynamik von Turbomaschinen, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015. [\[CrossRef\]](#)
12. Kluge, T.; Wein, L.; Schmierer, R.; Seume, JR Sensitivitätsanalyse, Instrumentierung und Design sowie experimentelle Validierung einer neuartigen Labyrinthdichtungsanlage. In Proceedings der 13. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik ETC13, Lausanne, Schweiz, 8.–12. April 2019. [\[CrossRef\]](#)
13. Wein, L.; Kluge, T.; Seume, JR; Hain, R.; Fuchs, T.; Kähler, C.; Schmierer, R.; Herbst, F. Validierung von RANS-Turbulenzmodellen für Labyrinthdichtungsströmungen mittels Particle Image Velocimetry. In Proceedings der ASME Turbo Expo 2020: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, London, Großbritannien, 21.–25. September 2020. [\[CrossRef\]](#)
14. Gao, F.; Chew, JW; Beard, P.; Amirante, D. Numerische Untersuchungen von Turbinenrand-Dichtungsströmungen bei einer Rinnendichtungskonfiguration. In Proceedings der 12. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik ETC12, Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017. [\[CrossRef\]](#)
15. Kluge, T.; Lettmann, IS; Oettinger, M.; Wein, L.; Seume, JR Unsteady Flow Phenomena in Turbine Shroud Cavities. In Proceedings of the Global Power and Propulsion Society, Chania, Griechenland, 7.–9. September 2020. [\[CrossRef\]](#)
16. Leach, K.; Thulin, R.; Howe, D. Energiesparender Motor. Detaillierter Konstruktionsbericht über die Testhardware für Komponenten einer Turbinenzwischenkammer und einer Niederdruckturbinen ; NASA CR-167973; PWA-5594-191; NASA Lewis Research Center: Cleveland, OH, USA, 1982; S. 44135.
17. Qing-Ming, T. Dimensionsanalyse mit Fallstudien in der Mechanik; Springer: Berlin/Heidelberg, Deutschland, 2011; S. 1–41.
18. Willenborg, K.; Kim, S.; Wittig, S. Auswirkungen der Reynoldszahl und des Druckverhältnisses auf Leckverluste und Wärmeübertragung in einem Stufenkolbenmotor Labyrinthdichtung. J. Turbomach. 2001, 123, 815–822. [\[CrossRef\]](#)
19. Schramm, V.; Willenborg, K.; Kim, S.; Wittig, S. Einfluss einer Wabenverkleidung auf die Strömung durch eine gestufte Labyrinthdichtung. J. Eng. Gas Turbines Power 2000, 124, 140–146. [\[CrossRef\]](#)
20. Denecke, J.; Schramm, V.; Kim, S.; Wittig, S. Einfluss von Reibrillen auf die Leckage von Labyrinthdichtungen. J. Turbomach. 2003, 125, 387–393. [\[Querverweis\]](#)

Artikel

Experimentelle Untersuchung des Strömungsverhaltens eines Laufrads ohne Ummantelung Kreiselpumpen unter Bedingungen mit Lufteinschluss am Einlass

Minquan Liao¹, Qiaorui Si^{1,*}, Meng Fan², Peng Wang¹, Zhonghai Liu³, Shouqi Yuan¹, Qianglei Cui¹
und Gérard Bois²

- ¹ Nationales Forschungszentrum für Pumpen, Jiangsu-Universität, Zhenjiang 212013, China; liaominquan@163.com (ML); pwang@ujs.edu.cn (PW); shouqiy@ujs.edu.cn (SY); cuiqianglei@163.com (QC)
- ² LMFL, FRE CNRS 3723, Arts et Métiers Paris Tech, 59046 Lille, Frankreich; Devin99988@outlook.com (MF); Gerard.BOIS@ENSAM.EU (GB)
- ³ Changsha Dewater Mechanical Technology Co., Ltd., Changsha 410100, China; liuzhonghai@csdewater.com
- * Korrespondenz: siqiaorui@ujs.edu.cn; Tel.: +86-136-5529-3881

Zusammenfassung: Ergebnisse zu Gesamtpumpenförderhöhe und Wirkungsgrad, Druckpulsation und Hochgeschwindigkeitskammervisualisierung des Strömungsmusterverhaltens werden für unterschiedliche Einlassluft-Wasser-Lückenanteile bei einer bestimmten Drehzahl präsentiert. Mit zunehmenden Einlasslückenanteilen und abnehmenden Durchflussraten nimmt die Größe der Blasen zu und sie neigen dazu, sich an bestimmten Stellen des Laufraddurchgangs entlang der Schaufelsehne zu agglomerieren. Der Ausgangspunkt des Pumpenausfalls hängt mit einer starken Rückströmung nach innen zusammen, die an einer bestimmten Unter Verwendung eines konstanten Luftporenanteils von 2 % werden die Ergebnisse der Druckpulsationsfrequenz in Bezug auf lokale Strömungsmischungsmuster und Strömungsratenänderungen analysiert.

Schlüsselwörter: Kreiselpumpe; Zweiphasenströmungsmuster; Druckpulsation; Visualisierung



Zitat: Liao, M.; Si, Q.; Fan, M.;

Wang, P.; Liu, Z.; Yuan, S.; Cui, Q.;

Bois, G. Experimentelle Untersuchung des Strömungsverhaltens von Kreiselpumpen mit nicht ummanteltem Laufrad unter

Bedingungen der Lufteinströmung am Einlass. Int. J.

Turbomach. Propuls. Power 2021, 6, 31. [https://](https://doi.org/10.3390/ijtp6030031)

doi.org/10.3390/ijtp6030031

Wissenschaftlicher Herausgeber: Giorgio Pavesi

Empfangen: 9. Mai 2021

Akzeptiert: 26. Juli 2021

Veröffentlicht: 28. Juli 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2021 bei den Autoren. Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Kreiselpumpen sind eine der Kernkomponenten der Flüssigkeitsförderung und werden in verschiedenen Bereichen wie Kernkraft, Petrochemie und Ölförderung häufig eingesetzt. In der Ingenieurpraxis der oben genannten Bereiche ist es manchmal unmöglich, Lufteinschlüsse im Flüssigkeitsfördersystem zu vermeiden. Lufteinschlüsse sowie interne Dampfbildung durch Kavitation gelten als schädlich und kritisch für den Betrieb von Kreiselpumpen, da sie die Pumpenleistung verringern und sich negativ auf das Anlagensystem auswirken [1,2].

Es wurden mehrere Studien durchgeführt, in denen die theoretische Pumpenleistung und das Strömungsverhalten von Kreiselpumpen unter Gas-Flüssigkeit-Zweiphasenströmungsbedingungen untersucht wurden. Dank der schnellen Entwicklung neuer Messtechniken und numerischer Strömungsmechanik (CFD) ist man heute in der Lage, die durch Lufteinschluss verursachte Verschlechterung der Pumpenleistung besser zu verstehen [7–11]. Untersuchungen zu den durch instationäre Strömung verursachten Eigenschaften von Kreiselpumpen unter Lufteinschlussbedingungen wurden jedoch nicht ausreichend beachtet. An der Jiangsu-Universität wurden experimentelle Strömungsvisualisierungsstudien zusammen mit Pumpenleistungsanalysen für Kreiselpumpen mit Zweiphasenströmung aus Luft und Wasser am Einlass durchgeführt [12]. Dabei wurde festgestellt, dass ein bestimmtes Zweiphasenströmungsmuster, das nahe dem Mantelspalt zwischen dem Laufrad und der Spiralzunge beobachtet wird, eng mit dem Ausgangspunkt des Pumpenausfalls zusammenhängt. Folglich beabsichtigt das vorliegende Dokument, die durch instationäre Strömung verursachten Eigenschaften von Kreiselpumpen unter Bedingungen mit Lufteinschluss am Einlass aufzudecken, indem Pumpenleistungstests, Visualisierung der inneren Strömung und Messungen der Druckpulsation kombiniert werden.

2. Versuchsaufbau Das für

die vorliegende Untersuchung verwendete Pumpenmodell verfügt über ein transparentes Plexiglas-Laufrad mit einer halboffenen, dreidimensionalen Schaufel und einem rechteckigen Querschnitt

Spirale, wie in Abbildung 1 dargestellt. Die wichtigsten geometrischen Parameter der Pumpe sind in Tabelle 1 angegeben. Die Drehzahl wurde auf 1000 U/min reduziert (im Vergleich zum normalen Mantelrad eine von 2900 U/min), um einen Laufradausfall durch Plexiglas zu vermeiden. Eine offene Testschleife, dargestellt in Abbildung 2, wurde zur Beurteilung des Experiments gebaut. Der Umgebungsluftdruck liegt nahe 101.325 Pa (der Wasserstand erreicht im Zulaufbehälter 2 m) und die Temperatur beträgt etwa 298,15 K. Die Pumpenleistung, wie Förderhöhe und Gesamtwirkungsgrad, wurde gemäß ISO 9906:2012 [13]. Der stabile Luftmassenstrom wird bei atmosphärischen Umgebungsbedingungen durch ein mikroelektromechanisches Durchflusssensorsystem (Bürkert 8107) gemessen. Die Durchflussrate von reinem Wasser wird mithilfe eines elektromagnetischen Durchflussmessers gemessen, der vor der Injektionsvorrichtung (Mischer). Weitere Einzelheiten finden sich bei Si et al. [12]. Für Bei niedrigen Wasserdurchflussraten im Zulauf kann es zu einer Schwallströmung im Inneren des horizontalen Einlassrohr, aber nach dem Eintritt in das Laufrad werden Blasen allmählich aufgebrochen unter der rotierenden Wirkung der Vorderkante des Laufrads, wodurch eine quasi-homogene Luft-Wasser-Mischung.

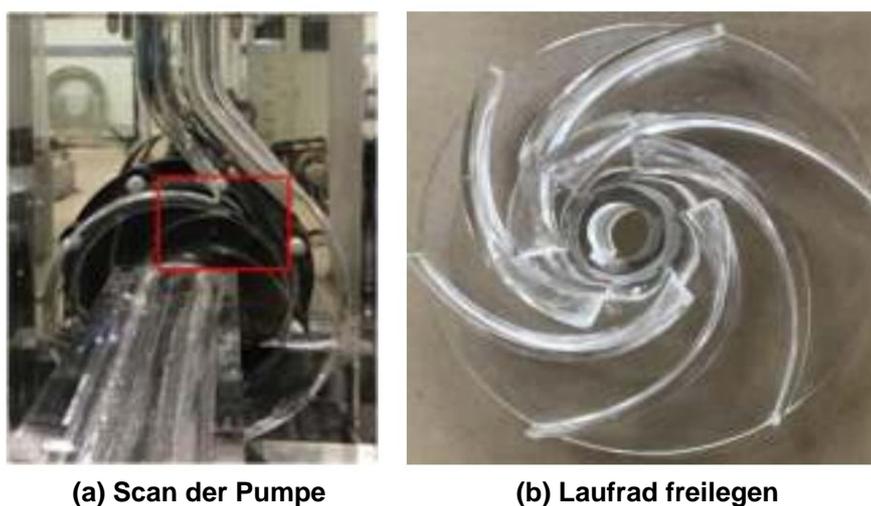


Abbildung 1. Pumpenmodell aus Plexiglas.

Tabelle 1. Pumpengeometrie.

Parameter	Wert	Parameter	Wert
Drehzahl, n (U/min)	1000	Einlassdurchmesser, $D1$ /mm	74
Design Kopf, H/m	4	Auslassdurchmesser, $D2$ /mm	174
Auslegungsdurchfluss, $Q_d/m^3 h \dot{\gamma}1$	17.25	Auslassrohrdurchmesser, DA /mm	65
Auslegungsdurchflusskoeffizient	0,1	Eintrittswinkel der Laufschaufeln, $\dot{\gamma}1/ \dot{\gamma}$	28
Schaufelzahl, Z	6	Laufradschaufelaustrittswinkel, $\dot{\gamma}2/ \dot{\gamma}$	30
Spezifische Drehzahl, $\dot{\gamma}$	0,484	Auslassschaufelbreite, $b2$ /mm	12
Spezifischer Radius	3.141		



Abbildung 2. Prüfstand.

3. Experimentelle Unsicherheiten

Die Gesamtleistungsunsicherheit liegt bei $\pm 2\%$ für die Wasserdurchflussrate (Gerätemessung Messbereich: 0–50 m³/h) und $\pm 3,5\%$ für Förderhöhenzunahme, einschließlich Gerätegenauigkeiten.

Für instationäre Druckmessungen werden folgende Parameter verwendet.

$$U = X_s \sqrt{\overline{\dot{y}}_{\text{ins}}^2} \quad (1)$$

$$U_r = \frac{U}{\overline{X}} \times 100\% \quad (2)$$

wobei X_s die Standardabweichung, $\overline{\dot{y}}_{\text{ins}}$ der Sensorfehler (eingestellt auf 300 Pa) und U die Gesamtunsicherheit und \overline{X} ist der Durchschnittswert.

Nach den grundlegenden Arbeitsbedingungen dieser Testmessung ist die relative Unsicherheit jedes Messergebnisses in Tabelle 2 aufgeführt. Die relative Unsicherheit der Testergebnisse der vorliegenden Kreiselpumpe liegen alle innerhalb von 5%.

Tabelle 2. Durchschnittliche relative Unsicherheiten U_r für verschiedene Einlasshohlraumanteile.

$n/(U/\text{min})$	Q/Q_d	$\dot{y} = 0\%$	$\dot{y} = 1\%$	$\dot{y} = 2\%$	$\dot{y} = 3\%$	$\dot{y} = 4\%$
1000	0,3	3,16	—	—	—	—
	0,48	3,35	3,82	3,42	3,65	—
	0,75	3,76	4,38	4,20	3,94	4.19
	0,87	3,87	—	—	—	—

4. Ergebnisse und Diskussion

4.1. Pumpenleistung

Abbildung 3 zeigt alle Leistungskurven des Pumpenmodells mit unterschiedlichen Einlassluftporen Anteil bei 1000 U/min, Druckzahl (Abbildung 3a), Gesamtwirkungsgrad (Abbildung 3b) und Wellenleistungskoeffizient (Abbildung 3c). Der maximal erreichbare Durchflusskoeffizient liegt unter dem Nennwert von 0,1, da der Schleifenverlust zu groß ist und der maximale Durchfluss begrenzt ist Koeffizient auf 0,08.

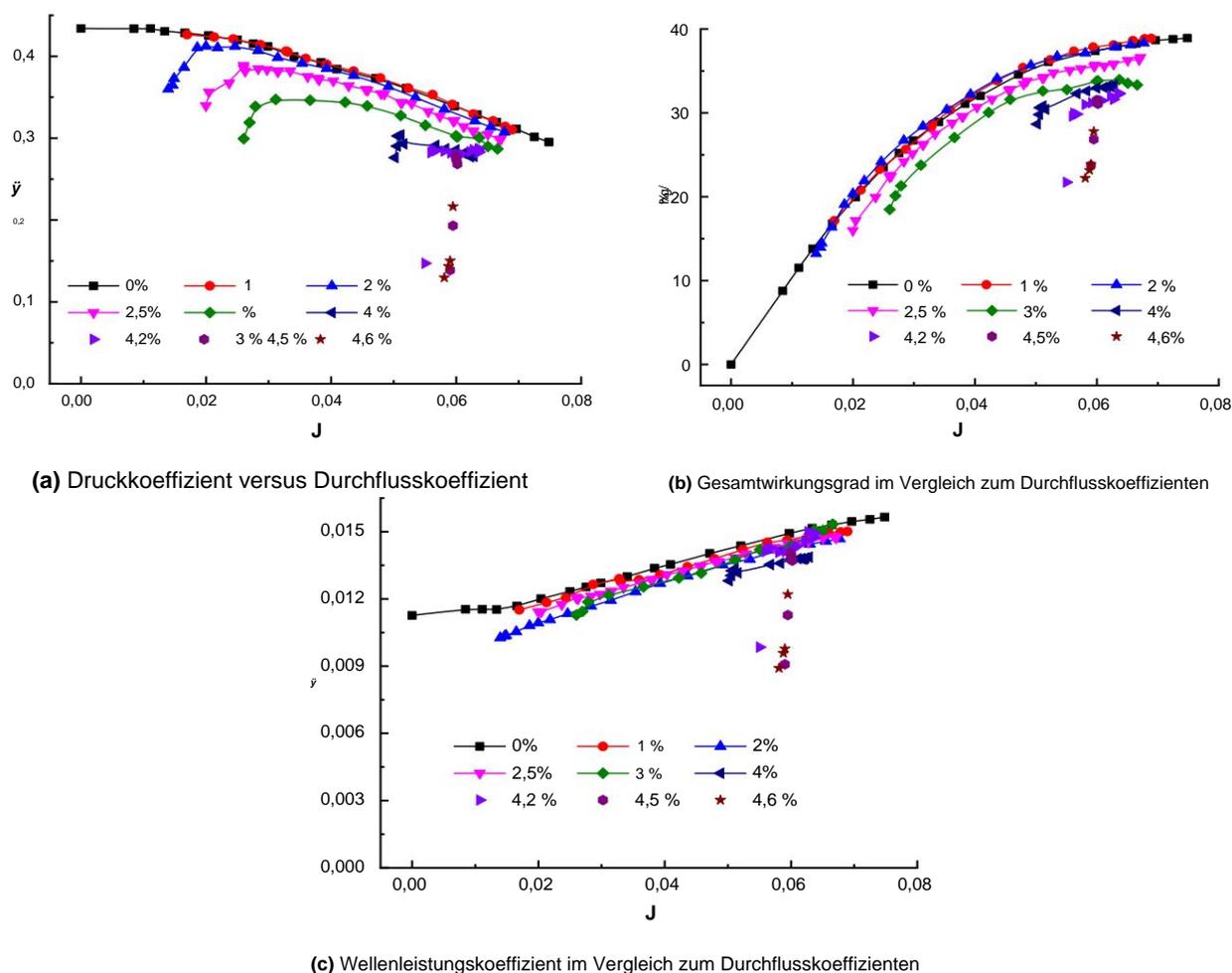


Abbildung 3. Pumpenleistungskurven. (Werte in % entsprechen unterschiedlichen Einlasssporenanteilen \dot{y}) ((a,b) wurden angepasst von Siehe [11]).

Der maximale Wirkungsgrad ist im Vergleich zu bestehenden Pumpen mit gleichem Wirkungsgrad gering. spezifische Drehzahl und spezifischer Radius. Dieses Pumpenmodell ist von einer ummantelten Pumpe abgeleitet aus rostfreiem Stahl, der einen globalen Wirkungsgrad von 0,70 erreicht. Um Visualisierungen durchzuführen, Es wurde aus Plexiglas in einer nicht ummantelten Ausführung hergestellt. Spitzenabstand Spalt wurde größer als erwartet gefunden; dieser Spalt beträgt etwa 0,8 bis 1 mm, so dass der Spalt Verhältnis zur Auslassschaufelbreite beträgt etwa 8%. Darüber hinaus ist der Spalt nicht leicht während des Betriebs kontrolliert. Es wird angenommen, dass sein Wert aufgrund von Plexiglas \dot{y} teigen kann Verformungen durch Rotations- und Druckeffekte und beeinträchtigen somit den Wirkungsgrad.

Wie bei jeder Pumpenkonstruktion verringert sich der Wasserdurchflussbereich der Pumpe mit der Einlassöffnung. Luftvolumen steigt. Der maximale Luftporenanteil, den die Pumpe erreichen kann, bevor Die Abschalttrate beträgt 4,6% bei der vorliegenden Drehzahl, der entsprechende Wasservolumenstrom Die Fördermenge beträgt 13,0 m³/h. Die Pumpenleistung bleibt im Vergleich zu \dot{y} reines Wasser, wenn der Luftporenanteil am Inlass 1% beträgt, was bedeutet, dass die Pumpe nicht empfindlich ist gegenüber solcher Gasgehalt für einen weiten Bereich der Wasserdurchflussrate. Wenn der Einlassluftporenanteil erreicht 2%, die Pumpenleistung sinkt bei kleinem Durchflusskoeffizienten ($\dot{y} < 0,02$) stark, während die Die Leistungskurve bleibt bei höheren Durchflusskoeffizienten parallel zum Reinwasserzustand. Bei Einlassporenanteilen über 2% reagiert das Pumpenmodell empfindlicher auf das einströmende Luft-Wasser-Gemisch; je höher der Porenanteil, desto ausgeprägter die Pumpleistung Abbau wird. Bei hohen Durchflusskoeffizientenwerten sinkt die Pumpenleistung stark an und der Durchflusskoeffizient sinkt bis auf $\dot{y} = 0,06$. Verglichen mit dem reinen Wasser Bedingung, wenn im Bereich von 4,2–4,6% Einlassluftporenanteil gearbeitet wird, wird der Kopf um 30–53% sinkt, sinkt die globale Effizienz um 26–50%. Es wird festgestellt, dass die Pumpe

kann bei diesem kritischen instabilen Luftgehaltsbereich nicht über längere Zeit normal arbeiten und der Durchflusskanal kann schnell blockiert werden. Der von der Pumpe gelieferte Druckkoeffizient fällt plötzlich ab und weist eine vertikale Linie auf.

4.2. Druckschwankungen

Die Rotationsfrequenz (Wellenfrequenz) beträgt $f_0 = 16,67$ Hz, und die Schaufeldurchgangsfrequenz beträgt $f = 6 f_0 = 100,02$ Hz. Der Auslassüberwachungspunkt befindet sich doppelt so weit stromabwärts des Auslassrohrdurchmessers des Spiralauslassflansches, entsprechend einer Entfernung von 130 mm, wie in Abbildung 2 gezeigt. Transiente Drucksensoren (Firma Shuang-Qiao, Suzhou, China, Typ CYG1102F, mit einem Herstellermessbereich von 0 bis 200 kPa und einer Genauigkeitsklasse von 0,15 %), die senkrecht zum Auslassrohr angebracht sind, werden verwendet, um die Druckpulsationen mit einer Abtastrate von 20.000 Hz zu erfassen. Abbildung 4 zeigt die Druckpulsation des Auslassüberwachungspunkts unter reinem Wasserbedingungen. Wie erwartet entspricht die Hauptfrequenz der Druckpulsation bei unterschiedlichen Durchflussraten der Schaufeldurchgangsfrequenz. Der Pulsationswert erhöht sich, wenn die Durchflussrate abnimmt. Dies ist auch zu erwarten, da sich unter nicht konstruktionsbedingten Bedingungen aufgrund des zunehmenden positiven Anstellwinkels und der stärkeren W

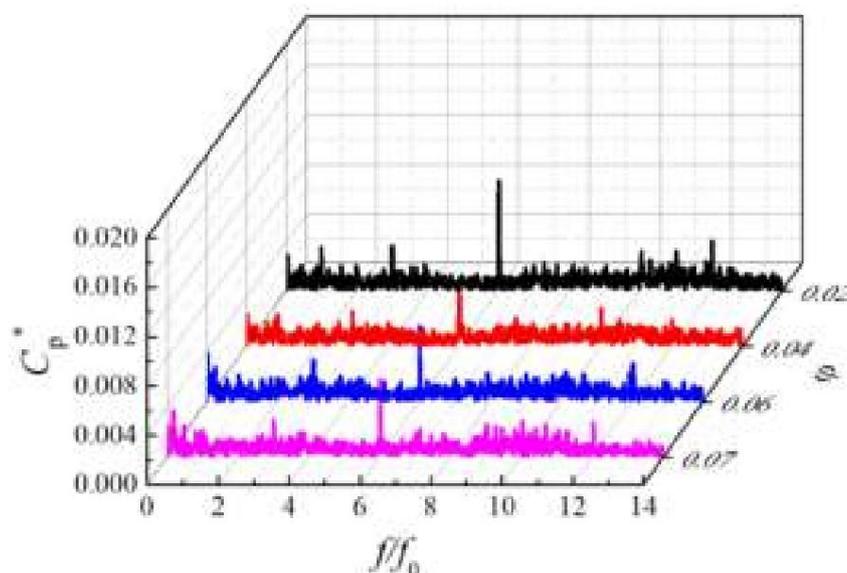


Abbildung 4. Frequenzbereich der Druckschwankung bei unterschiedlichen Durchflussraten und $\tilde{\gamma} = 0$.

In Abbildung 5 werden Druckpulsationsfrequenzdiagramme für zwei ausgewählte Durchflussraten bei unterschiedlichen Einlassporenanteilen verglichen. Diese beiden Durchflussraten wurden ausgewählt, da sie der üblichen Druckkurvenvariation mit negativer Steigung entsprechen. Die Hauptfrequenz der Druckpulsation entspricht der Schaufeldurchgangsfrequenz für beide Durchflusskoeffizienten. Die Amplitude der Druckpulsation bei der Schaufeldurchgangsfrequenz zeigt eine Tendenz, bei steigenden Werten des Einlassporenanteils zunächst zuzunehmen und dann abzunehmen. Darüber hinaus verringert sich die Amplitude der Druckpulsation bei der Schaufeldrehfrequenz erheblich, wenn der Porenanteil der Einlassluft den kritischen instabilen Luft

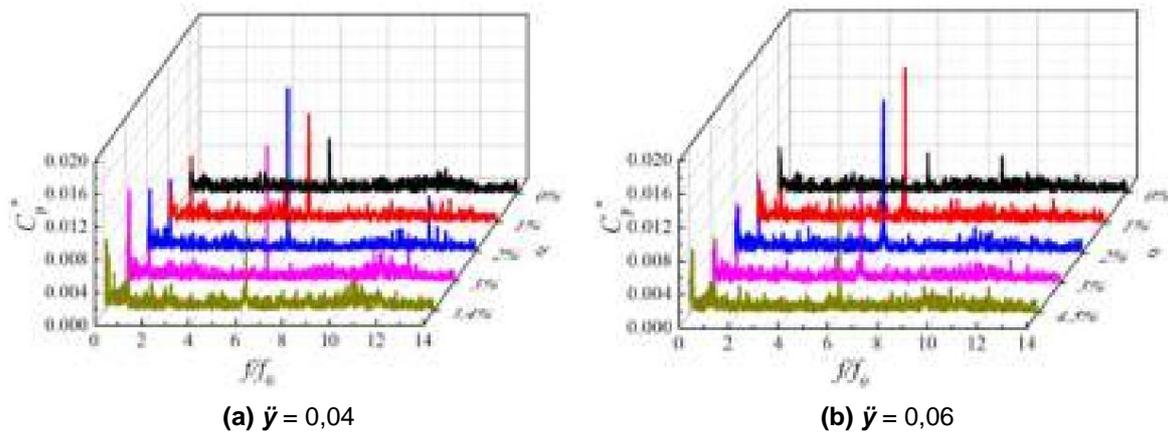
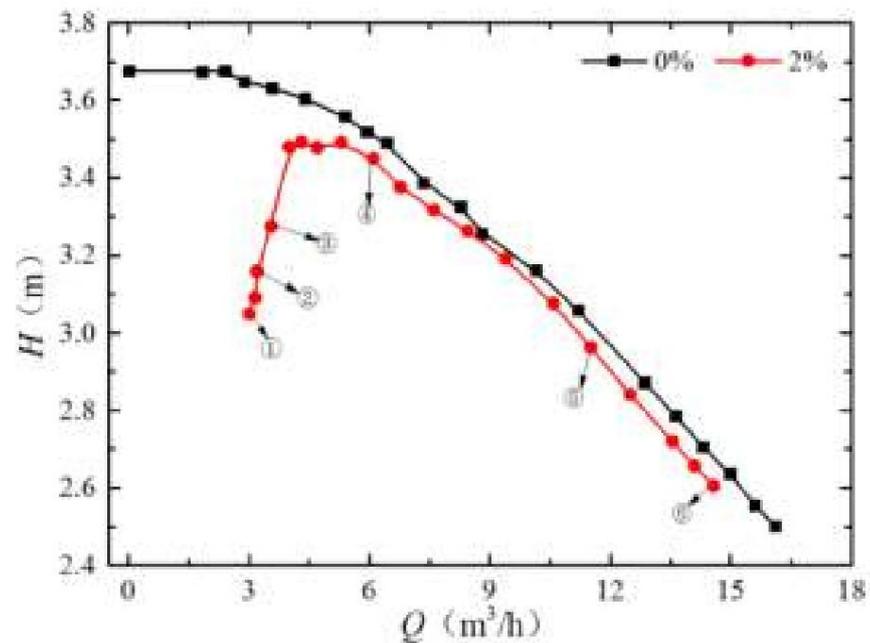


Abbildung 5. Frequenzbereichsdiagramm der Auslassdruckschwankungen für mehrere Einlassluftporenanteile und zwei verschiedene Durchflusskoeffizienten.

Was die Druckpulsationen betrifft, entspricht der Einlassporenanteil von 2% entspricht dem Maximalwert der Ausgangsdruckschwankungen.

Abbildung 6 zeigt die vergleichende Leistungskurve für zwei verschiedene Einlassluftporen Fraktionen, jeweils 0% und 2%. Um die Studie zu erleichtern, entspricht der Bereich, der einem Die Zone mit negativer Neigung wird als Bereich I definiert, und der Bereich mit positiver Neigung Zone, wird als Bereich II definiert. Vergleiche werden zwischen sechs Durchflussraten mit zwei verschiedene Einlasshohlraumanteile von 0% und 2%, wie in Abbildung 7A dargestellt. Es zeigt, dass die Änderung der Amplitude der Druckpulsation ist untrennbar mit der Änderung der Druckkurve verbunden.



Positionen: $\ddot{y} \ddot{y} = 0,014$ $\ddot{y} \ddot{y} = 0,015$ $\ddot{y} \ddot{y} = 0,016$ $\ddot{y} \ddot{y} = 0,028$ $\ddot{y} \ddot{y} = 0,056$ $\ddot{y} \ddot{y} = 0,07$

Abbildung 6. Pumpenleistungshöhenkoeffizient gegenüber Durchflusskoeffizient für $\ddot{y} = 0 \%$ und 2% .

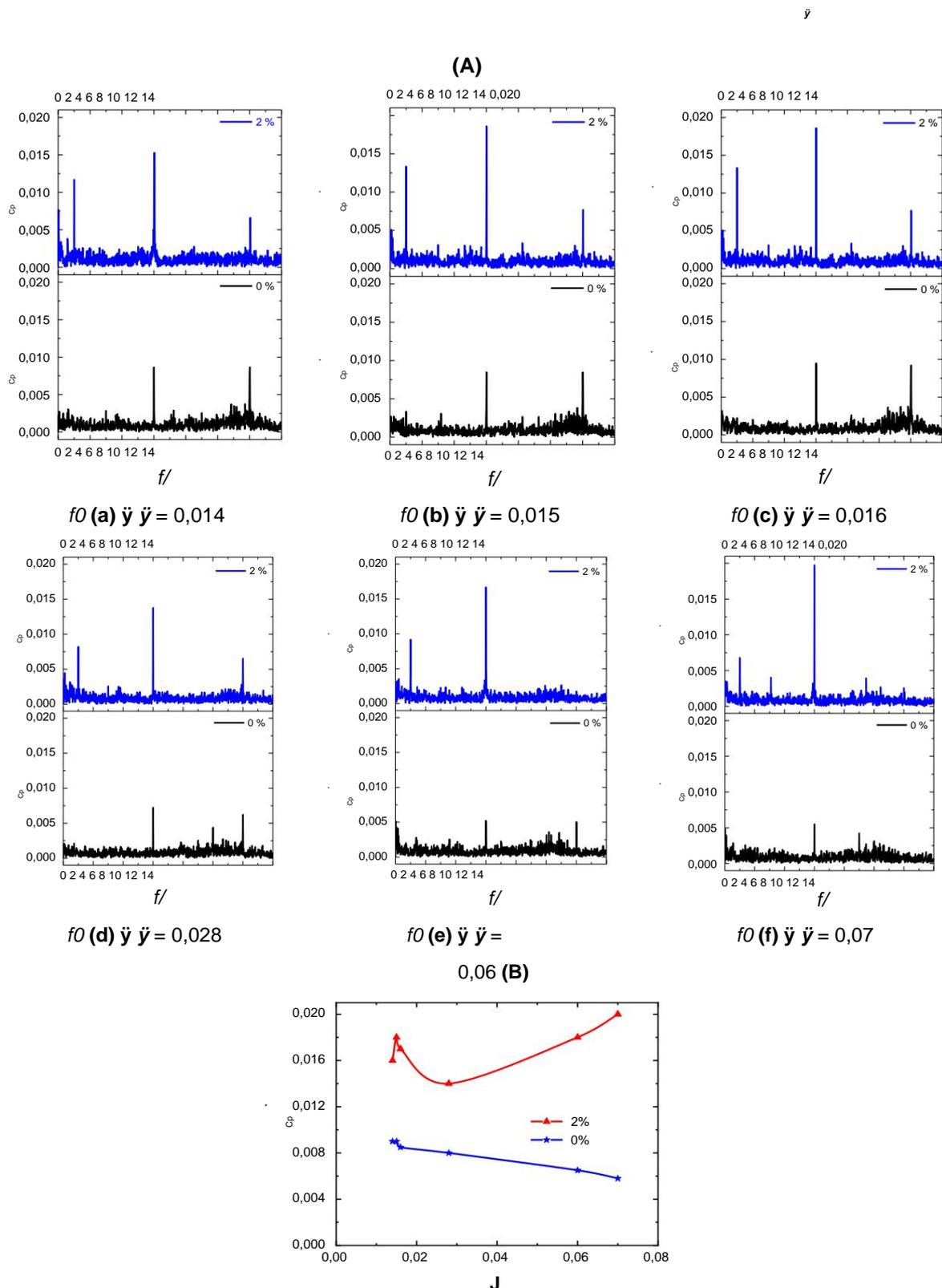


Abbildung 7. (A). Frequenzbereichsdiagramme der Druckschwankung bei $\ddot{y} = 0\%$ und 2% . (B). Maximale C_p -Werte bei BPF für verschiedene Durchflusskoeffizienten.

Es ist ersichtlich, dass die Hauptfrequenz der Druckschwankung unter allen Betriebsbedingungen die Schaufeldrehfrequenz mit ihrer ersten Harmonischen ist. Die Amplitude der Druckschwankung bei der Schaufeldrehfrequenz nimmt in Bereich I und Bereich II allmählich zu, wenn die Durchflussrate bei einem gegebenen Einlasshohlraumanteil von 2% abnimmt, sie nimmt jedoch von Bereich I (Durchflusskoeffizient 3) zu Bereich II (Durchflusskoeffizient 4)

Dies ist in Abbildung 7B zu sehen, wo die maximale Druckpulsation im Vergleich zum Durchfluss aufgetragen ist. **Koeffizienten bei BPF. Im Vergleich zu reinem Wasser entsteht eine größere Pulsation Amplitude bei Wellendurchgangsfrequenz und Wellenfrequenzanstiegsamplitude um 2% Porenanteil.** Bei Durchflusskoeffizientenwerten, die dem Durchflusskoeffizienten 1, 2 und 3 entsprechen, sind die Amplituden größer als bei denen, die dem Durchflusskoeffizienten 5 und 6 entsprechen, hauptsächlich weil die mittlere Fluidgeschwindigkeit langsamer wird und der lokale Gasgehalt blockieren Teile des Laufrad-Strömungskanal in einem nicht periodischen Muster. Lage jeder Position in Abbildung 7A entsprechen denen in Abbildung 6.

4.3. Strömungsvisualisierung im Laufrad und im Spiralkanal

Zum Einsatz kommt eine Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ Phantom 710S (Vision Research, Wayne, NJ, USA) für die Zweiphasenströmungsvisualisierung. Die Bildfrequenz beträgt 8000 fps, die entsprechende Die Bildauflösung beträgt 1024 × 800 und die Belichtungsdauer 30 µs. Die ausgewählte Aufnahme Der Bereich ist in der roten rechteckigen Box der Abbildung 1a dargestellt. Die Kamera zeigt auf die Mitte des Bildes, senkrecht zur Kameraobjektivachse, um Bogen- und Winkelfehler zu minimieren.

Aufgrund der hohen Bildfrequenz während der Aufnahme ist außerdem eine zusätzliche Lichtverarbeitung erforderlich. vor Ort verwaltet. Die Drehzahl der Kreiselpumpe wird auf 1000 U/min eingestellt und die Die Hochgeschwindigkeitskamera wird entsprechend ausgelöst.

Abbildung 8 zeigt die Ergebnisse des Visualisierungstests der Luft-Flüssigkeits-Zweiphasenverteilung innerhalb der Pumpe für sechs abnehmende Durchflussraten mit 2 % Luftporenanteil am Einlass und für eine gegebene Laufradpassage in der Nähe der Spiralzunge. Jede entsprechende Der Durchflusskoeffizient ist in Abbildung 6 angegeben. Aus den Momentaufnahmen aus dem Video die Luft-Flüssigkeit-Zweiphasenströmungsmuster im Pumpenlaufrad bei geringer Strömung Die Rate entspricht im Wesentlichen dem sogenannten Gastaschenströmungsregime und der getrennten Strömung Regime. Es wechselt allmählich zum agglomerierten Blasenströmungsregime und zum Blasenströmungsregime zur Erhöhung der Durchflussraten.

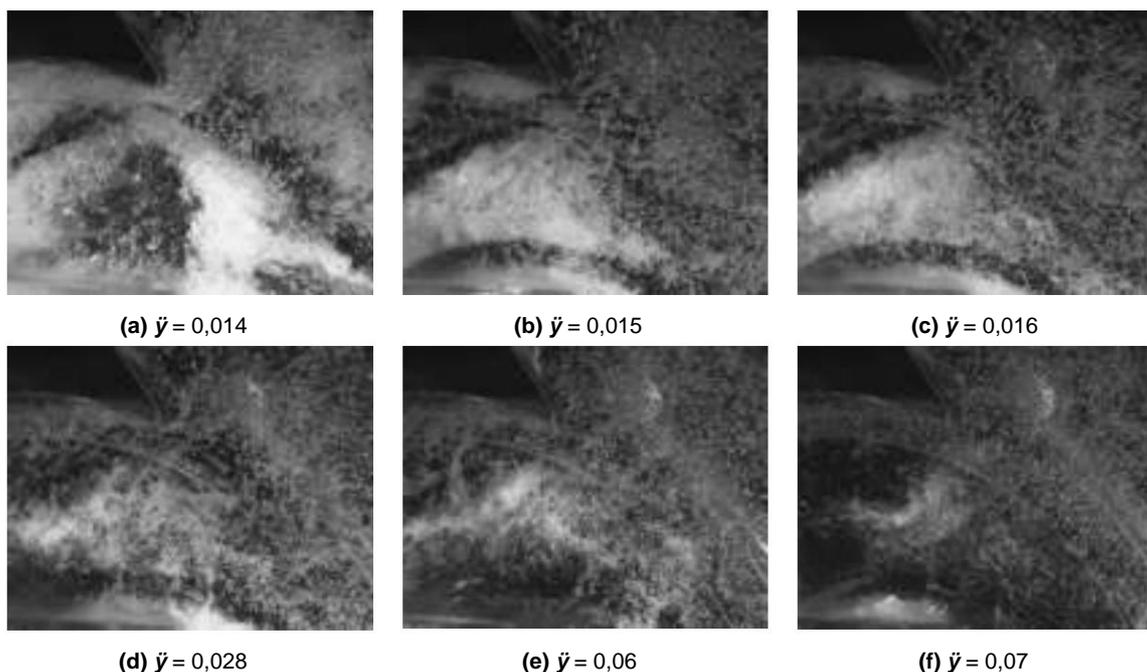


Abbildung 8. Strömungsverhalten bei unterschiedlicher Durchflussrate für $\dot{y} = 2\%$ bei fester Rotor-Stator-Position.

Das momentane Strömungsmuster änderte sich plötzlich zwischen Abbildung 8c,d, was entspricht zur Änderung der Pumpenleistung, die bei $\dot{y} = 0,022$ zwischen den Positionen auftritt 3 und 4 in Abbildung 6 und möglicherweise entsprechend instabilen Strömungsbedingungen im Inneren des Pumpe. Es wurde zuvor experimentell beobachtet, dass bei Annäherung an einen Wert der Durchflusskoeffizient $\dot{y} = 0,014$ (entspricht einem Wasserdurchfluss von 3 m³/h), zur Erhöhung

\ddot{y} \ddot{y} \ddot{y}

Werte von \ddot{y} , konnte die Pumpe nicht mehr genügend Förderhöhe liefern und schaltete nach einigen Sekunden Betrieb.

Bei Bedingungen mit Blasenströmung sammeln sich Blasen im Allgemeinen in der Nähe der Saugfläche der Schaufelblätter und breiten sich dann im Inneren des Schaufelkanals aus, wenn sie zum Laufrad transportiert werden. Im ausgewählten Bereich in der Nähe der Spiralzunge sperrt ein Teil des Luftblasenbereichs eine stagnierende Position und eine andere wird zurück in den Laufradschaufeldurchgang gedrückt. Diese könnte zu einem instationären Pumpenbetrieb führen, was zu niederfrequenten Pulsationen in der Frequenzbereich, insbesondere wenn die Amplitude der Wellenfrequenz größer wird. \ddot{y}

\ddot{y} Abbildung 9 zeigt den momentanen Strömungsverlauf der Luft-Flüssigkeit-Zweiphasenströmung bei $\ddot{y} = 0,014$ für $\ddot{y} = 2\%$. Der globale Zeitwert T entspricht 0,06 s. Abbildung 8a entspricht Abbildung 9d bei denen kein Leckageströmungsmuster aufgrund des Mantelspalts festgestellt werden kann. Mit dem Zusatz In Abbildung 9a–c ist eine starke Rückströmung im Spalt des Laufradmantels zu beobachten, wenn ein Schaufel geht dicht an der Spiralzunge vorbei. Durch die Rotation des Laufrades wird die Gastaschenströmung, getrennte Strömung und die Wasserstrukturen wurden gleichzeitig in der tangentialen Richtung sowie in radialer Richtung nach innen aufgrund der starken Rückströmung in der Mantelspaltbereich. Daher wurden dreidimensionale, abgelöste Strömungswirbel beobachtet bei der Position des Pumpeneinlasses. Diese lokal spezielle Migration des Zweiphasenströmungsmusters wird angenommen mit dem Ausgangspunkt der Pumpenstoßabschaltung in Zusammenhang stehen und zuvor nie erwähnt worden sein. Es ist jedoch schwierig, diese starke Rückströmung ausschließlich auf die Entwicklung des Zweiphasenmusters zurückzuführen. Eine zusätzliche Strömungsvisualisierung sollte in reinem Wasser für die gleiche Strömungsrate durchgeführt werden erhalten in der Nähe der Abschaltbedingungen, um zu bestätigen, dass dieses Verhalten im Wesentlichen entspricht die Folge von Zweiphasenströmungsverhältnissen.

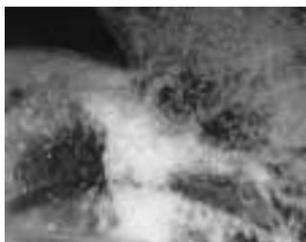
a) $t_0 + T/4$ b) $t_0 + T/2$ c) $t_0 + 3T/4$ d) $t_0 + T$

Abbildung 9. Flussverfolgung bei $\ddot{y} = 0,014$ für $\ddot{y} = 2\%$ bei unterschiedlichen Zeitpunkten.

Schließlich ist ein wichtiger Punkt, dass homogene Blasenströmungsregime gefunden werden können innerhalb der Spirale, unabhängig von der Durchflussmenge. Es wird so berücksichtigt, dass innerhalb der Spirale Der Druckverlustkoeffizient darf im Vergleich zum Zustand mit reinem Wasser nicht ansteigen.

5. Schlussfolgerungen

Eine Strömungsvisualisierungstechnik wurde in Bezug auf die Pumpenleistung verwendet und Druckpulsation in einer halboffenen transparenten Kreiselpumpe Modell unter verschiedenen Lufteinschlussbedingungen. Die wichtigsten Schlussfolgerungen sind wie folgt:

- (1) Es wurden Leistungseinbußen bei Zweiphasenpumpen experimentell festgestellt bei einer gegebenen Drehzahl von 1000 U/min und mehreren Einlasshohlraumanteilen von bis zu 4,6 %.
- (2) Bei einem Einlassporenanteil von 2 % erreicht die Druckpulsation am Pumpenausgang ihren Maximalwert, der den ersten kritischen Punkt für die Pumpenleistung darstellt Modifikation im Verhältnis zur Entwicklung der Druckpulsationsamplitude.
- (3) Ergebnisse aus der Visualisierung haben gezeigt, dass der lokale Porenanteil zunimmt, wenn die Blase Die Größe nimmt mit abnehmender Strömungsgeschwindigkeit zu. Luftblasen neigen dazu, sich in der Nähe von die Saugseitenabdeckung des Laufrads in der Mitte der Sehne und nahe der Druckseite schließen zur Laufradaustrittsebene. Der Beginn des Pumpenausfalls hängt mit einer starke Rückströmung nach innen an einer bestimmten Stelle in der Nähe des Mantelspalts des Laufrad und Spiralzungenbereich. Es ist jedoch noch eine Frage, ob diese Phänomen im Zusammenhang mit dem niedrigen Durchflusswert nur für reines Wasser.

(4) Eine zusätzliche Visualisierung sollte jedoch im gesamten Pumpenbereich, einschließlich der Strömungsmuster im Einlassrohr, in der Nähe der Neigungsänderung der Förderhöhenkurve unmittelbar vor dem Beginn des Pumpenausfalls durchgeführt werden.

Beiträge der Autoren: Untersuchung – Schreiben – Überprüfen und Bearbeiten, ML und QS; Datenkuratierung, MF und QC; Methodik – Mittelbeschaffung, SY; Validierung, PW und ZL; formale Analyse, GB. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung wurde vom National Key R&D Program of China (2020YFC1512403), der National Natural Foundation of China (51976079, 51779107) und der Postdoctoral Science Foundation of China (2019M661745) finanziert.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagung: Die Autoren danken dem National Key R&D Program of China, der National Natural Foundation of China und der Postdoctoral Science Foundation of China für ihre finanzielle Unterstützung. Wir danken außerdem Giorgio Pavesi von der Universität Padua für seine Kommentare zur Überarbeitung dieses Artikels.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

A Querschnittsfläche C_p C_p^*

Druckpulsationskoeffizient: $C_p = \rho \dot{y} p / 0,5 \dot{y} u$ — $\frac{2}{2}$

Amplitude von C_p nach Fast-Fourier-Analyse H Pumpenkopf P

Wellenleistung Statischer

Druck Volumenstrom

P Radius

Q Laufraddrehzahl: $u =$

R $\dot{y} \cdot R \dot{y}$

\dot{y}_{se} Spezifische Drehzahl: $\dot{y} = \dot{y} \cdot Q / 0,5 (g \cdot H) 0,75$

\dot{y} Spezifischer Radius: $\dot{y} = R \cdot (g \cdot H) 0,25 / Q / 0,5$

\dot{y} Porenanteil der Einlassluft: $\dot{y} = Q_{Luft} / (Q_{Luft} + Q_{Wasser})$

Schaufelwinkel (aus tangentialer Richtung) \dot{y}

$P \dot{y} g$ Globaler Wirkungsgrad: $\dot{y} = \dot{y} g Q_{Wasser} H /$

\dot{y}_{int} Innerer Wirkungsgrad

\dot{y} Durchflusskoeffizient: $\dot{y} = Q_{Wasser} / (2 \dot{y} \cdot R^2 \cdot b^2 \cdot u^2)$

Druckbeiwert: $\dot{y} = gH / (u^2) \dot{y}$

Dichte des gemischten Fluids: $\dot{y} = \dot{y}_{Wasser} \times (1 \dot{y} \dot{y}) + \dot{y}_{Luft} \times \dot{y} \dot{y}$

$\dot{y}_{t,int}$ Interner Druckkoeffizient: $\dot{y}_t = \dot{y} / \dot{y}_{int}$

\dot{y} Winkelgeschwindigkeit

\dot{y} Wellenleistungskoeffizient: $\dot{y} = P / \dot{y} A^2 (u^2)$ 3

1 Laufradeintritt

Laufradaustritt

2 t Laufrad-Einlassspitze

Verweise

- Schäfer, T.; Neumann, M.; Bieberle, A.; Hampel, U. Uwe Hampel. Experimentelle Untersuchungen an einer gängigen Kreiselpumpe Betrieb unter Gaseinschlussbedingungen. Nucl. Eng. Des. 2017, 316, 1–8. [\[CrossRef\]](#)
- Li, X.; Jiang, Z.; Zhu, Z.; Si, Q.; Li, Y. Analyse der Entropieerzeugung für die kavitierende Druckabfallcharakteristik einer Kreiselpumpe. Proz. Inst. Mech. Ing. Teil C J. Mech. Ing. Wissenschaft. 2018, 232, 4637–4646. [\[CrossRef\]](#)
- Minemura, K.; Murakami, M.; Katagiri, H. Eigenschaften von Kreiselpumpen für Luft-Wasser-Gemische und Größe der Luft Blasen in Pumpenlaufrädern. Bull. JSME 1985, 28, 2310–2318. [\[CrossRef\]](#)
- Clark, AP Numerische Vorhersage der Blasenströmung in einer Kreiselpumpe. Adv. Multiph. Flow 1995, 64, 175–181.

5. Schäfer, T.; Bieberle, A.; Neumann, M.; Hampel, U. Anwendung der Gammastrahlen-Computertomographie zur Analyse von Gasgehaltsverteilungen in Kreiselpumpen. *Flow Meas. Instrum.* **2015**, *46*, 262–267. [[CrossRef](#)]
6. Jiang, Q.; Heng, Y.; Liu, X.; Zhang, W.; Bois, G.; Si, Q. Eine Übersicht über Designüberlegungen zur Leistungsfähigkeit von Kreiselpumpen für Handhabung von Zweiphasenströmungen von Gas und Flüssigkeit am Einlass. *Energies* **2019**, *12*, 1078. [[CrossRef](#)]
7. Si, Q.; Cui, Q.; Zhang, K.; Yuan, J.; Bois, G. Untersuchung der Leistungsminderung von Kreiselpumpen unter Zweiphasenströmungsbedingungen am Luft-Wasser-Einlass. *La Houille Blanche* **2018**, *3*, 41–48. [[CrossRef](#)]
8. Müller, T. Numerische 3D-RANS-Simulation der Gas-Flüssigkeitsströmung in einer Kreiselpumpe mit einem Euler-Euler-Zweiphasenmodell und einer dispergierten Phasenverteilung. In *Proceedings der 11. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, ETC11, ETC2015-076*, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015.
9. Si, QR; Bois, G.; Zhang, KY; Yuan, JP Experimentelle und numerische Analyse der Zweiphasenströmung von Luft und Wasser in einer Kreiselpumpe. In *Proceedings der 12. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen-Fluidodynamik und Thermodynamik, ETC12, Paper-ID: ETC2017-54*, Stockholm, Schweden, 3.–7. April 2017.
10. Stel, H.; Ofuchi, E.; Sabino, R.; Ancajima, F.; Bertoldi, D.; Marcelino, N.; Morales, R. Untersuchung der Bewegung von Blasen in a Kreiselpumpenlaufgrad. *J. Fluids Eng.* **2019**, *141*, 031203. [[CrossRef](#)]
11. Si, Q.; Bois, G.; Liao, M.; Zhang, H.; Cui, Q.; Yuan, S. Eine vergleichende Studie über Kreiselpumpendesigns und Zweiphasenströmung Charakteristik unter Einlassgaseinschlussbedingungen. *Energies* **2020**, *13*, 65. [[CrossRef](#)]
12. Si, Q.; Zhang, H.; Bois, G.; Zhang, J.; Cui, Q.; Yuan, S. Experimentelle Untersuchungen zum inneren Strömungsverhalten der Zentrifugal Pumpen unter Zweiphasenbedingungen zwischen Luft und Wasser am Einlass. *Energies* **2019**, *12*, 4377. [[CrossRef](#)]
13. ISO 9906: 2012. Kreiselpumpen – Abnahmeprüfungen der hydraulischen Leistung – Klassen 1, 2 und 3. Online verfügbar: <https://max.book118.com/html/2017/0914/133901920.shtml> (abgerufen am 31. Mai 2012).

Artikel

Verlustcharakterisierung eines konventionellen variablen Einlasses †

Leitschaufel

Roman G. Frank ^{1,*} , Christian Wacker  und Reinhard Niehuis 

¹ Institut für Strahlantriebe, Universität der Bundeswehr München, 85577 Neubiberg, Deutschland; reinhard.niehuis@unibw.de

² MAN Energy Solutions SE, 13507 Berlin, Deutschland; christian.wacker@man-es.com * Korrespondenz: roman.frank@unibw.de

† Dieses Dokument ist eine erweiterte Version unseres Beitrags zur 14. European Turbomachinery Conference, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021.

Zusammenfassung: Variable Einlassleitschaufeln (VIGVs) werden am häufigsten als Hauptsteuereinheit von Radialverdichtern mit integriertem Getriebe (IGCCs) verwendet. Um den effizienten Betriebsbereich des Verdichters zu verbessern, müssen die Verlustmechanismen und Nutzungsgrenzen moderner VIGVs besser verstanden werden. Daher wurden Feldmessungen im Anschluss an eine typische, kommerziell genutzte Konfiguration auf der VIGV-Testanlage der Universität der Bundeswehr München durchgeführt. Die Untersuchungen wurden bei anwendungsorientierten Unterschallströmungsbedingungen und Staffelungswinkeln von 50° bis 90° durchgeführt und deckten den gesamten verlustarmen Betriebsbereich ein. Zur genauen Charakterisierung der lokalen Verluste wurde eine Zuflusskorrelation entwickelt und angewendet, um Inhomogenitäten des Gesamtdrucks zu berücksichtigen, die durch das radiale Zuflussgeschwindigkeitsprofil und geringfügige Abweichungen der Umfangsgeschwindigkeit verursacht werden. Im Gegensatz zu früheren Forschungsbemühungen wurden nicht nur die Profilverluste, sondern auch die sekundären Strömungsverluste, die durch die offenen Schaufelspitzen und Wand-Schaufel-Wechselwirkungen verursacht werden, im Detail aufgelöst. Aus diesem Grund wird eine genauere und umfassendere Verlustbewertung realistischer VIGV-Gitter erreicht.

Schlüsselwörter: variable Einlassleitschaufel; Zuflusskorrelation; Sekundärströmung; ringförmige Gitterströmung



Zitat: Frank, RG; Wacker, C.;

Niehuis, R. Verlustcharakterisierung eines
Konventionelle variable Einlassführung

Schaufel. Int. J. Turbomach. Antrieb. Leistung
2021, 6, 30.

<https://doi.org/10.3390/ijtp6030030>

Empfangen: 25. Mai 2021

Akzeptiert: 14. Juli 2021

Veröffentlicht: 26. Juli 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche
in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeits-
ationen.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel
vertrieben unter den Bedingungen und
Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz
([https://creativecommons.org/licenses/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

[by-nc-nd/4.0/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)).

1. Einleitung

Aufgrund der internationalen Bemühungen, die Treibhausgasemissionen zu reduzieren, wird die Stromversorgung zunehmend durch unregelmäßig verfügbare erneuerbare Ressourcen wie Sonnen- und Windenergie gesteuert. Ein Konzept, um mit den steigenden Angebotsschwankungen umzugehen, ist das Demand Side Management (DSM). Dabei wird der Stromverbrauch parallel zur Stromversorgung geschaltet, um den Strommarkt auszugleichen, wie von Gellings [1] beschrieben. Besonders für energieintensive Industrien ist dieses Konzept interessant, da es Zugang zu den Großhandelsmärkten für Strom bietet. Auf diese Weise können Preisspitzen durch marktorientierte Produktionsraten vermieden werden. Ein flexibler Stromverbraucher könnte darüber hinaus Kapital schlagen, indem er dem Netzbetreiber neue Möglichkeiten eröffnet. Aus diesem Grund verstärken verschiedenste Industriezweige ihre Bemühungen hin zu flexibleren Produktionsraten. Beispiele hierfür werden von Sauer et al. [3] skizziert. Ein besonders vielversprechender Stromverbraucher sind jedoch IGCCs, die in Anlagen der Prozessindustrie, der Petrochemie oder von Luftzerlegungsanlagen weit verbreitet sind, siehe Beaty et al. [2]. IGCCs bestehen im Allgemeinen aus bis zu zehn Stufen. Jede Stufe wird über ein Antriebszahnrad angetrieben, das wiederum meist von einem Synchronmotor mit 50 oder 60 Hz Netzfrequenz angetrieben wird. Daher wird die für das DSM entscheidende Lastverschiebung üblicherweise durch variable Eintrittsleitschaufeln (VIGVs) durchgeführt, die unterschiedliche relative Eintrittsgeschwindigkeiten am Laufrad erzeugen. Einzelheiten zum Vordrallbetrieb werden von Stark und Böhle [5] und Mohseni et al. [6] ausführlich beschrieben. Sobald jedoch der erzeugte Drall oder die Strömungsumlenkung am VIGV einen kritischen Wert überschreitet, führen offene Strömungsablösung und zunehmende Sekundärströmungseffekte zu einem raschen Abfall der Schaufelleistung. Steigende Kosten aufgrund einer sol-

die Anreize des DSM zunichte machen. Aus diesem Grund ist ein erweiterter Betriebsbereich der VIGV besonders lohnenswert. Frühere Forschungsanstrengungen zu einem erweiterten effizienten Betriebsbereich konzentrierten sich bereits auf vielversprechende Schaufelkonzepte wie geteilte Schaufeln oder S-förmige Profile. Die experimentellen Untersuchungen wurden jedoch ausschließlich entweder an linearen Gittermessungen durchgeführt, die von Stark und Böhle [5], Bross und Stark [7] und Händel et al. [8] durchgeführt wurden, oder an vollständigen Kompressorstufentests, die beispielsweise von Kassens und Rautenberg [9] und Mohseni et al. [6] durchgeführt wurden. Hochauflösende Daten im Nachlauf einer isolierten, ringförmigen VIGV standen noch aus. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher eine eingehende experimentelle Untersuchung einer herkömmlichen, ringförmigen VIGV über den gesamten effizienten Betriebsbereich und seine Betriebsgrenzen durchgeführt.

2. Versuchsaufbau 2.1.

VIGV-Testanlage Die

vorliegende Charakterisierung der VIGV-Leistung wurde an der VIGV- Testanlage des Instituts für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München durchgeführt. Anders als die vorherigen Untersuchungen an linearen Gittern bietet der in Abbildung 1b dargestellte ringförmige Messabschnitt die Ausbildung eines vollständigen Strömungsmusters, einschließlich sekundärer Strömungseffekte, die durch offene Schaufelspitzen oder Wechselwirkungen zwischen Schaufel und Wand verursacht werden. Die relevanten Strömungseigenschaften vom Gehäuse bis zur Mitte werden daher durch Fünfflochsondenmessungen reproduziert und quantifizierbar. Diese können entweder in den beiden stromaufwärts gelegenen Querschnitten a_1 oder den vier Querschnitten b_1 im Nachlauf des VIGV durchgeführt werden. Die Untersuchungen wurden bei einem anwendungsorientierten, stationären Betriebspunkt von $Ma = 0,125$ und $ReD = 1,16 \times 10^6$ durchgeführt. Sowohl Mach- als auch Reynolds-Zahlen beziehen sich auf integrale Einlassströmungsbedingungen und den Einlassdurchmesser D des VIGV. Abweichungen des Betriebspunkts wurden unter $\pm 0,2\%$ gehalten.

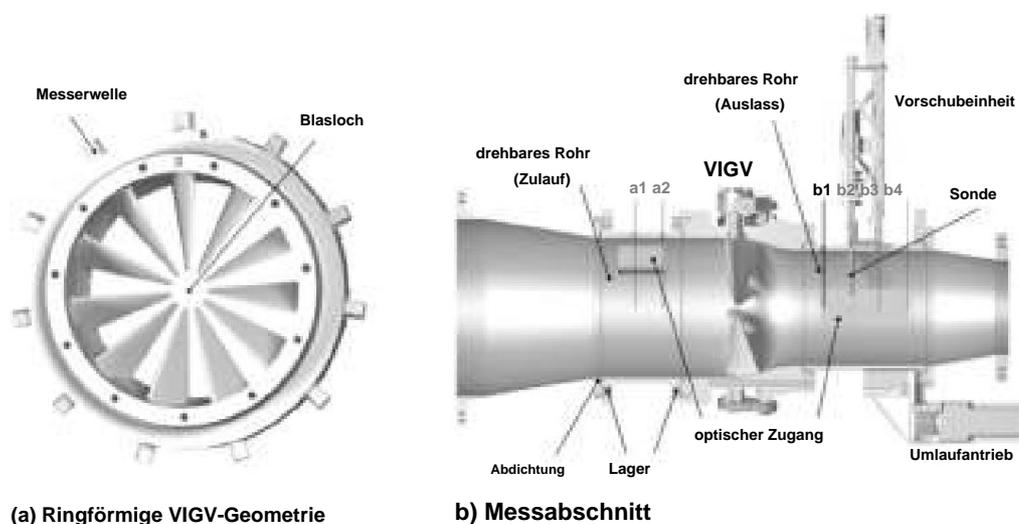


Abbildung 1. Aufbau des VIGV und des Messabschnitts.

2.2. VIGV-Kaskade

Eine hochmoderne VIGV-Kaskade von MAN Energy Solutions SE diente als Testobjekt für die folgende experimentelle Studie. Eine Darstellung der Schaufel findet sich in Abbildung 1a. Sie weist drei Hauptmerkmale auf: Elf scharf zulaufende, symmetrische Schaufeln, die Staffelungswinkel bis zu $\gamma_S = 0^\circ$ ermöglichen (siehe Abbildung 2), verbundene Schaufelwellen für gemeinsame Staffelungswinkelvariationen und offene Schaufelspitzen mit dem zugehörigen Blasloch im mittleren Bereich der ringförmigen Kaskade. Die Schaufelgeometrie entspricht dem V410-Profil, das von Händel et al. [10,11] in verschiedenen linearen Kaskadenmessungen untersucht wurde. Die Drehung der Schaufeln wird durch einen sphärisch geformten Kaskadenkanal bei minimalen Spaltverlusten zwischen der Schaufelnabe und dem Gehäuse gehalten, wie in Abbildung

$\gamma_S = 60^\circ$, wie von Händel et al. [8] berechnet, plus ein zusätzlicher Staffelungswinkel bei 50° außerhalb dieser Grenzen. Aufgrund des weitgehend symmetrischen Strömungscharakters und der enormen Messkosten wurden die Messungen auf einen Kreissektor mit nur zwei Steigungen beschränkt. Die räumliche Auflösung jedes Staffelungswinkelaufbaus wurde außerdem angepasst, um eine ausreichende Auflösung bei vertretbaren Kosten zu gewährleisten. Jedes einzelne Gitter weist zwischen 1050 und 1250 Messpunkte an bis zu 39 radialen Positionen auf.

2.4. Verlustcharakterisierung und Strömungsumlenkung

Zur Beurteilung der Leistung des VIGV sind der erzeugte Gesamtdruckverlust $\dot{p}_{t1} - \dot{p}_{t2}$ und die erreichte Strömungsumlenkung $\dot{\gamma}$ entscheidend. Aufgrund vernachlässigbarer seitlicher Geschwindigkeitskomponenten im Zufluss wird letztere ausschließlich durch Fünfflochsondenmessungen im Nachlauf bereitgestellt, während $\dot{p}_{t1} - \dot{p}_{t2}$ einen angemessenen Referenzwert \dot{p}_{t1} erfordert, der vom VIGV nicht beeinflusst wird. Dieses Hindernis wird im folgenden Unterabschnitt behandelt. Um das Problem zu parametrisieren, wird der lokale Gesamtdruckverlust dennoch durch den lokalen Druckverlustkoeffizienten bereitgestellt

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{p}_{t1} - \dot{p}_{t2}}{\dot{p}_{t1}} \quad (1)$$

Im Gegensatz zu den lokalen $\dot{p}_{t1} - \dot{p}_{t2}$ Sondenmessungen ist der dynamische Druck q_1 am VIGV-Einlass eine integrale Variable basierend auf dem integralen Gesamtstrom dar.

Die lokalen Informationen zu $\dot{\gamma}$ und \dot{p}_{t1} liefern anhand des hochauflösenden Strömungsfeldes die Grundlage für die Beurteilung der lokalen primären und sekundären Strömung. Zur Quantifizierung der Schaufelleistung ist eine Datenreduktion unabdingbar. Im Folgenden werden deshalb massengemittelte Mittelwerte (gekennzeichnet durch die Indizes $\bar{\gamma}$ und \bar{r}) verwendet.

2.5. Zuflusskorrelation des Gesamtdruckverlustes

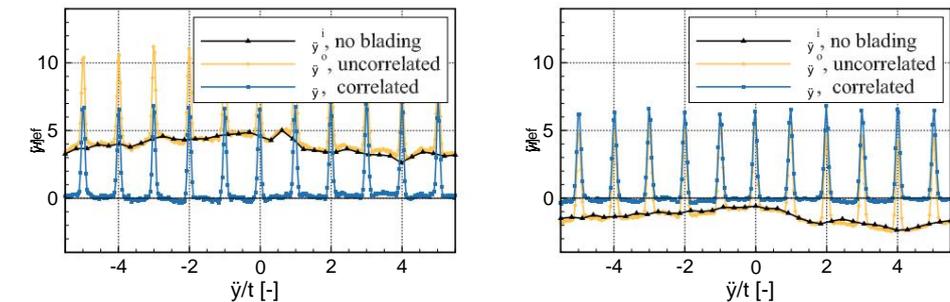
Zur Messung des Totaldrucks \dot{p}_{t1} zur Ermittlung von $\dot{\gamma}$ ist im Windkanalversuch die Verwendung einer einzigen repräsentativen Staudrucksonde vor dem Prüfling gängige Praxis. Dies stellt bei homogenen Totaldruckfeldern ohne lokale Gradienten eine adäquate Methode dar. Im vorliegenden Fall liegen jedoch umfangreiche Grenzschichteffekte und lokale Zuflussinhomogenitäten vor. Das ungestörte Totaldruckfeld ist daher mit nur einer fest installierten Staudrucksonde kaum erfassbar. Aus diesem Grund ist die Korrelation

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{\gamma}_i - \dot{\gamma}_o}{\dot{\gamma}_i} = \frac{\dot{p}_{t2} - \dot{p}_{t1}}{\dot{p}_{t1}} \quad (2)$$

zwischen den beiden unabhängigen Messungen i und o wurden verglichen. Beide $\dot{\gamma}$ beziehen sich auf eine lokale Pitot-Referenz \dot{p}_{t1} . Unter der Annahme geringer Abweichungen vom Betriebspunkt verschwindet der Einfluss des Terms p in Gleichung (2) und der Pitot-Sondenmessung. Obwohl i und o beide stromabwärts des VIGV aufgezeichnet wurden, war die Leitschaufel im Fall von i nicht mit Schaufeln ausgestattet. Daher umfasst die Messung von $\dot{\gamma}$ die Inhomogenitäten des Zuflusses und den Einfluss der sich verjüngenden Kontur des VIGV, nicht jedoch den durch die Schaufeln verursachten Verlust. Um dennoch eine aussagekräftige Korrelation durchzuführen, müssen die Positionen der Messpunkte i und o einer Stromlinie entsprechen. Ein früherer Ansatz von Frank et al. [13] berücksichtigte bereits die dominierenden radialen Gradienten entlang des Radius und nahm eine vernachlässigbare Strömungsumlenkung über den lokalen Radius relativ zum Rohrradius (r) an. Untergeordnete Umfangsgradienten des Gesamtdrucks des ankommenden Strömungsfeldes wurden jedoch vernachlässigt. Die Notwendigkeit, Umfangsabweichungen zu korrelieren, wird jedoch durch zwei exemplarische 360° -Überfahrten bei $\gamma_S = 90^\circ$ in Abbildung 4a,b verdeutlicht. Nicht nur der allgemeine Offset von Null, der durch signifikante Grenzschichteffekte verursacht wird, sondern auch erhebliche Umfangsschwankungen der einströmenden Strömung, die teilweise ein Delta von $\dot{\gamma}_i/\dot{\gamma}_o = 2,5\%$ überschreiten, werden so hervorragend eliminiert. Bei dem Streben nach einem vollständigen Ansatz, der die Umfangsdiskontinuitäten einschließt, muss die erzeugte, lokale Winkelströmungsablenkung $\dot{\gamma}$ zwischen den VIGV-Schaufeln und der Messebene, wie in Abbildung 5 dargestellt,

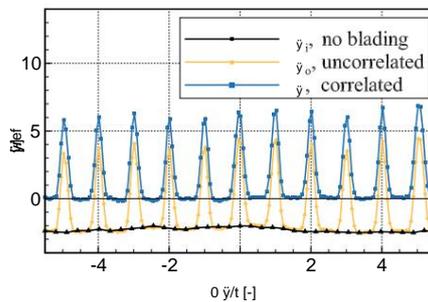
daher berücksichtigt werden. Aufgrund einer vernachlässigbaren Strömungsumlenkung bei $\dot{\gamma}S = 90^\circ$ ein Problem bei **das war nicht** den zuvor in Abbildung 4 dargestellten Fällen. Bei abnehmenden Staffelungswinkeln wird das Strömungsfeld jedoch vom VIGV-Einlass bis zur Messebene stark verzerrt. Bei vergleichbaren Umfangsgeschwindigkeiten, die von den geraden VIGV-Schaufeln erzeugt werden, wird die Verzerrung hauptsächlich durch die umgekehrte Proportionalität der Winkelgeschwindigkeit und $\dot{\gamma}1$ des Radius $\dot{\gamma}r$ verursacht

. Daher nehmen die Winkelgeschwindigkeit und die abgedeckte Winkelströmungsablenkung $\dot{\gamma}\dot{\gamma}$ zur Mitte hin schnell zu, wie in Abbildung 5b hervorgehoben. Die Strömung im Blaslochbereich wird wiederum nicht durch die Schaufel gestört, was eine zusätzliche Scherschicht stromabwärts der Schaufelspitzen verursacht.



(a) Relative radiale Position: $r = 0,77$

(b) Relative radiale Position: $r = 0,56$

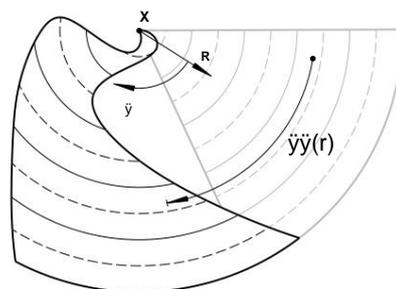


(c) Relative radiale Position: $r = 0,35$

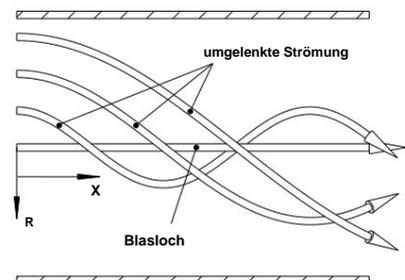
Abbildung 4. Zuflusskorrelation bei $\dot{\gamma}S = 90^\circ$ über 360° bei ausgewählten Radien.

Um die Winkelablenkung $\dot{\gamma}\dot{\gamma}$ der Stromlinien von i und o zu emulieren, wird eine trigonometrische Als erste Näherung wurde ein Ansatz gewählt, der auf dem gemessenen $\dot{\gamma}\dot{\gamma}$ und die axiale Distanz x Umfangsströmungswinkel $\dot{\gamma}$ zwischen dem VIGV und der Messebene basiert.

$$\dot{\gamma}\dot{\gamma}(r) = + \dot{\gamma}o \frac{x}{2} \cdot r \tan(\dot{\gamma} o) \quad (3)$$



(a) Passende Segmente mit (o, schwarz) und ohne Beschauelung (i, grau)



(b) Beispielhafte Stromlinien konstanter Umfangsgeschwindigkeit

Abbildung 5. Dehnung des Strömungsfeldes bei $\dot{\gamma}S = 90^\circ$.

ein ausführlicher Überblick über die Erkenntnisse der letzten Jahrzehnte. Am häufigsten werden die Effekte in Durchgangs-, Hufeisen- und Eckwirbel eingeteilt. Auch wenn der durch die Schaufel-Wand-Wechselwirkung verursachte Verlustbereich durch die durchgeführten Messungen klar identifiziert ist, ist die Unterteilung der verschiedenen Wirbelstrukturen aufgrund der hohen Mischlänge zwischen der Kaskade und der Messebene von mindestens 1,5 mal $c(r)$ nicht möglich. Ein stetiger Anstieg der Schaufel-Wand-induzierten Verluste ist jedoch bei kleineren

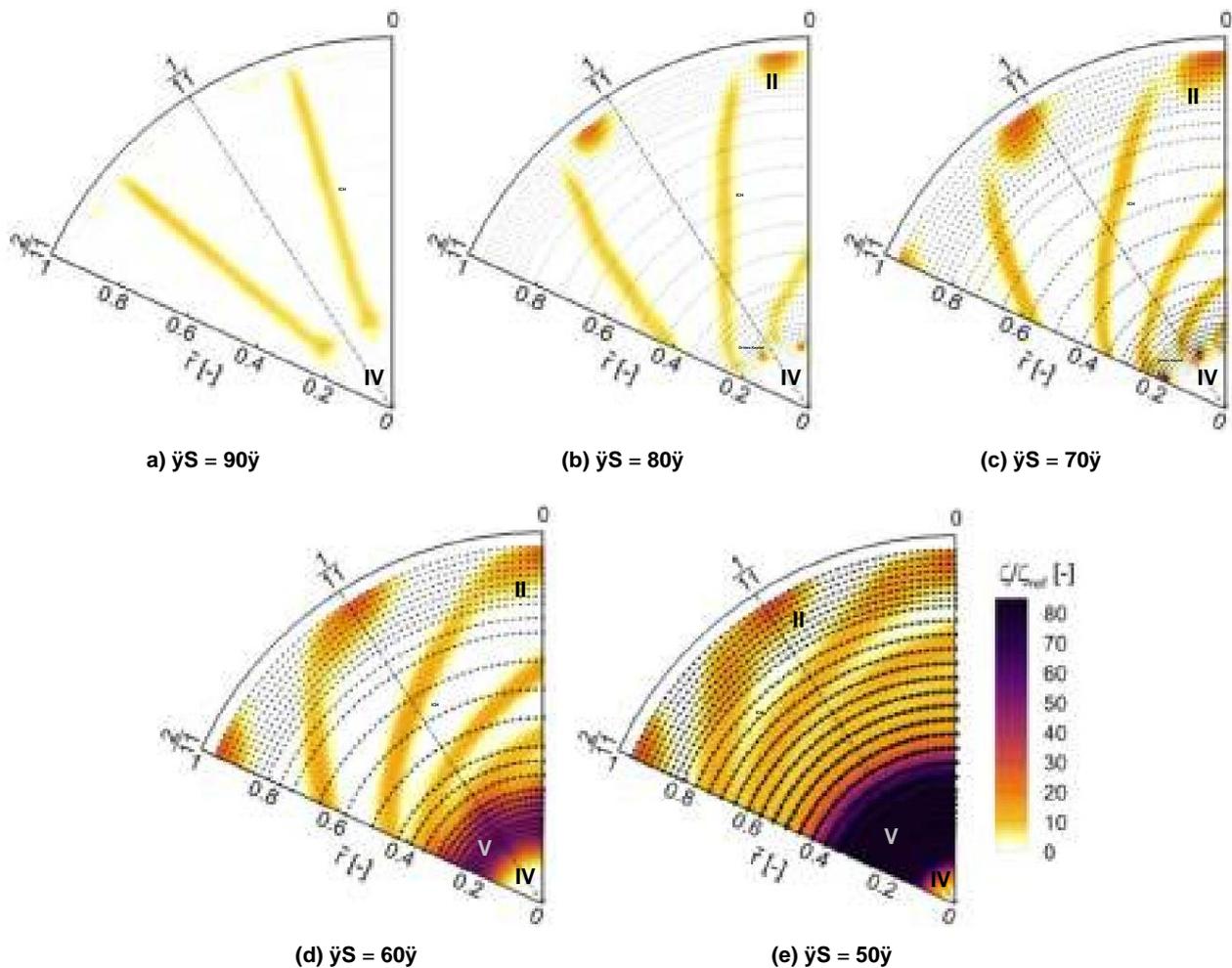


Abbildung 7. Nachlaufmessungen von $\eta_S = 90^\circ$ bis 50° [I: Profilverluste, II: Verluste durch Wechselwirkung zwischen Wand und Rotorblatt, III: Verluste an der Rotorblattspitze, IV: Blaslochströmung, V: vermutete Ablösung durch offene Strömung].

Im Gegensatz zu den sekundären Strömungsverlusten an der Stirnwand ist der Blattspitzenverlust ein eher seltenes Phänomen bei Turbomaschinen, da die Ausbildung von Blattspitzenwirbeln in der Regel durch die Nabe behindert wird. Die beobachteten Effekte sind jedoch gut mit den weithin bekannten Flügelspitzenwirbeln an Tragflächenstrukturen vergleichbar, wie sie bei ... Die Entwicklung des Verlustes an der Blattspitze wird in Abbildung 7a als kleiner Verlustbereich bei $\eta_S = 90^\circ$ und $r \approx 0,2$ vorweggenommen. Bei verringerten Staffelungswinkeln um 10° und 20° wächst der Bereich zunehmend an Größe und Intensität. Ab $\eta_S = 60^\circ$ verschmilzt der lokal begrenzte Verlust zu einem großen ringförmigen Verlustbereich (V), der sich bei $\eta_S = 50^\circ$ deutlich ... In den vorangegangenen Messungen von Händel et al. [10] an linearen Gittern wurde die Entwicklung einer offenen Ablöseblase bei $Re \approx 100\text{ k}$ und $\eta_S \approx 60^\circ$ festgestellt. Diese Bedingungen passen sehr gut zu den Strömungsverhältnissen im beobachteten ringförmigen Bereich hoher Verluste. Daher wird als Ursache für die rasch wachsenden Verluste in diesem speziellen Bereich eher die Entwicklung einer offenen Ablösung als ein überproportionaler Anstieg der S

Weitere Messungen wurden im Querschnitt b3, 1,01D stromabwärts des VIGV aufgezeichnet. Wie durch den vergrößerten axialen Abstand x zu erwarten, sind die Nachlaufelder weiter verzerrt, Verlustspitzen abgeflacht und der von Verlusten betroffene Bereich verbreitert. Aus diesem Grund wurden die hier vorgestellten Messungen in b1 in diesem Zusammenhang als aufschlussreich

3.1. Leistung entlang des Radius

Im Anschluss an die vorangegangene qualitative Diskussion werden in Bild 8 die massengemittelten Mittelwerte \bar{y} und $\bar{y}y$ dargestellt, um eine quantitative Bewertung der Verluste entlang des Radius zu ermöglichen. Die Blattspitzenposition bei $r^- = 0,2$ ist durch eine durchgezogene, vertikale Linie markiert.

Jeder der zuvor definierten Verlustbereiche, die entweder durch Profilverluste, Wand-Blatt-Interaktion oder Blattspitzenverluste dominiert werden, ist in Abbildung 8a,b noch gut erkennbar. Sukzessive ansteigende und sich ausweitende Verluste, die durch die Wand-Blatt-Interaktionen verursacht werden, finden sich zwischen $r^- = 0,8$ und 1, während die durch den Blattspitzenwirbel verursachten Verluste im Bereich um die Blattspitzen bei $r^- = 0,2$ liegen. Ab $\bar{y}_S \approx 60^\circ$ steigen die Verluste, insbesondere im letzteren Bereich stromabwärts der Blattspitzen bei den vergleichbar niedrigen \bar{y} . Wie bereits diskutiert, ist dieser starke Anstieg auf Ablöseeffekte zurückzuführen. Im Bereich moderater Profilverluste auf mittlerer Schaufelhöhe um $r^- = 0,6$ zwischen der zuletzt diskutierten Verlustregion des Blattspitzenwirbels bzw. der Ablöseeffekte und den einsetzenden Wand-Schaufel-Wechselwirkungen ist über alle Staffelungswinkel hinweg eine stabile Abnahme der Verluste mit höheren Radien bzw. größerem lokalem Re_c zu beobachten, die nur durch das stark gemischte Strömungsfeld bei $\bar{y}_S = 50^\circ$ unterbrochen wird. Dieser Effekt steht in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen eines abnehmenden Profilverlusts mit höherem Re_c , die Hände

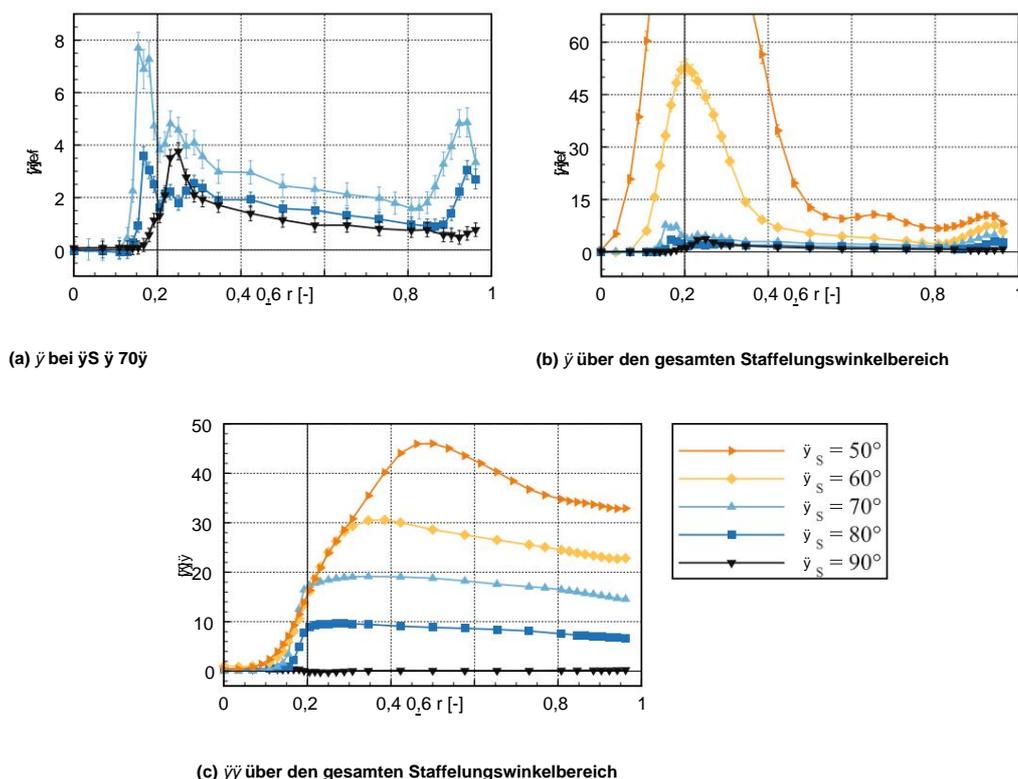


Abbildung 8. Bewertung des radialen Verlusts und der Ablenkung.

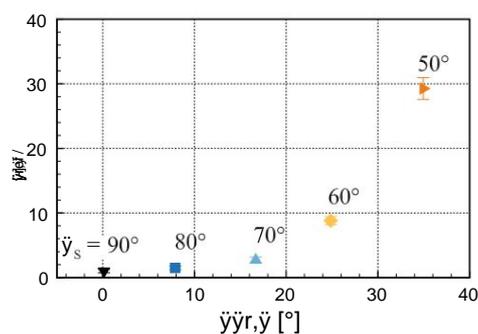
Die in Bild 8c dargestellte Umfangsströmungsumlenkung $\bar{y}y$ beginnt naturgemäß in der Rohrmitte bei Null, nimmt stromabwärts der Schaufelspitzenregion zu, bis eine Strömungsumlenkung von etwa $90^\circ \approx \bar{y}_S$ erreicht ist, und nimmt im Folgenden langsam wieder ab. Radiale Geschwindigkeitskomponenten bleiben dagegen nahezu vernachlässigbar, wie Bei $\bar{y}_S = 50^\circ$ und $0,39 \leq r^- \leq 0,66$ ein außergewöhnliches Umkippen von $\bar{y}y$ von bis zu 6° im Vergleich

zum eingestellten Schaufelwinkel wird festgestellt. Ein vergleichbares lokales Umkippen der Umfangsgeschwindigkeit wurde bereits von Kassens und Rautenberg [9] bei einer ähnlichen VIGV-Gittergeometrie in einer Radialverdichterstufe und Staffelungswinkeln von 60° und 30° beobachtet. Die Autoren führen diesen Effekt auf die konvergierende Rohrgeometrie zurück, die zu einem Fluidtransport hin zu kleineren Radien und damit zu einer Beschleunigung der Winkelgeschwindigkeit führt. Chen et al. [18] führen das von Kassens und Rautenberg [9] beobachtete Umkippen dagegen von der durch die VIGV erzwungenen Wirbelstruktur auf die Ausbildung eines Rankine-Wirbels zurück. Der äußere Bereich des Rankine-Wirbels wird von einem Potentialwirbel bestimmt, der die analytische Lösung eines Wirbelfeldes im Totaldruckgleichgewicht ohne radiale Geschwindigkeitskomponenten darstellt. Es wird daher postuliert, dass sich das äußere Strömungsfeld zu einem Potentialwirbel entwickelt, wodurch ein lokaler Anstieg der Tangentialgeschwindigkeit erklärt wird. Keine der beiden Veröffentlichungen berücksichtigt jedoch den möglichen Einfluss einer festen offenen Strömungsablösung. Händel [19] hat bei linearen Kaskadenversuchen mit identischer Profilgeometrie ein starkes Betzelscheffeln der Strömungsablösung eine sehr plausible Erklärung für die beobachtete Strömungsumwälzung dar.

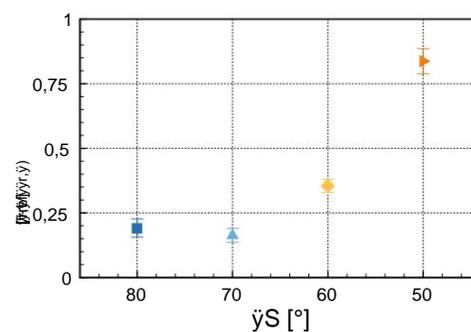
3.2. Gesamtverluste

Zur globalen Bewertung der VIGV-Leistung bei verschiedenen Staffelungswinkeln zeigt Abbildung 9a den massengemittelten Gesamtdruckverlustkoeffizienten $\bar{\gamma}_r, \bar{\gamma}$ gegenüber der Strömungsumlenkung $\bar{\gamma}_r, \bar{\gamma}$. Aus Abbildung 8a wurde erwartet, dass der Verlust bei $\bar{\gamma}_s = 90^\circ$ und 80° ähnlich bleibt und bei $\bar{\gamma}_s = 70^\circ$ nur eine leichte Verringerung der Staffelungswinkel erhöht den Verlust noch drastischer. Dieser Trend wurde insbesondere durch die erheblichen Verluste im Bereich der Blattspitze in Abbildung 8b angezeigt. In Abbildung 9a ist außerdem ein zunehmender Rückgang von $\bar{\gamma}_r, \bar{\gamma}$ im Vergleich zum Blattwinkel $90^\circ \bar{\gamma}_s$ zu beobachten. Die Diskrepanz ist teilweise auf die beobachtete Unterdrehung an den Blättern und auf den natürlichen Mangel an Ablenkung. Bei $\bar{\gamma}_s = 50^\circ$ wird dieses Defizit teilweise durch das zuvor beschriebene Umkippen auf Teilen der Blatthöhe ausgeglichen.

Um abschließend die Effizienz der erzielten Strömungsumlenkung zu bewerten, wird in Bild 9b der Gesamtdruckverlustkoeffizient pro erzeugter Strömungsumlenkung dargestellt. Aufgrund der Singularität bei $\bar{\gamma}_r, \bar{\gamma} = 0^\circ$ wird dabei die Feldmessung bei $\bar{\gamma}_s = 90^\circ$ nicht berücksichtigt. Bei $\bar{\gamma}_s = 80^\circ$ und 70° , Der Index zeigt in jedem Fall moderate, relative Verluste. Bei weiter verringerten Staffelungswinkeln ist ein progressiver Anstieg zu beobachten. In Übereinstimmung mit der früheren Empfehlung von Händel et al. [10] wird der Einsatz der VIGV-Kaskade bei Staffelungswinkeln unter 60° nicht empfohlen, um einen ausreichenden Leitschaufel- und Verdichterwirkungsgrad aufrechtzuerhalten.



(a) Gesamtdruckverlustkoeffizient gegenüber der erzeugten Strömungsumlenkung



(b) Gesamtdruckverlustkoeffizient pro Strömungsumlenkung gegenüber dem Staffelungswinkel

Abbildung 9. Gesamtverlustzuordnung.

4. Schlussfolgerungen und Ausblick

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bewertung der Verluste, die ein modernes VIGV bei verschiedenen Staffelungswinkeln erzeugt. Aufgrund der ringförmigen Geometrie des Testabs

Es wurden sowohl Profil- als auch Sekundärströmungseffekte, die durch Wand-Blatt-Wechselwirkungen und offene Blattspitzen hervorgerufen wurden, reproduziert und messtechnisch erfasst.

Um zuverlässige Daten zu liefern, wurde eine erweiterte Korrelation des Druckverlustes $\dot{\gamma}$ im $^{\circ}$ mittel-Nachlauf mit $\dot{\gamma}$ im unbeeinflussten Strömungsfeld eingeführt. Im Vergleich zu einem früheren Ansatz werden dadurch nicht nur radiale Gradienten von $\dot{\gamma}$, die durch die Wandgrenzschicht verursacht werden, sondern auch Umfangsabweichungen von bis zu mindestens $\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_{ref} = 2,5\%$ eliminiert.

Basierend auf den Erkenntnissen über die Nachlaufelder, die den gesamten Arbeitsbereich des untersuchten VIGV überschreiten, werden im Folgenden zwei Vorschläge gemacht, um dominante Verlustbereiche zu minimieren und letztlich den effizienten Betriebsbereich der Leitschaufel und des zugehörigen Kompressors zu erhöhen:

- Ab $\dot{\gamma}_S = 60\dot{\gamma}$ wurde ein zunehmender Bereich nennenswerter Verluste stromabwärts des Schaufelblattspitzenbereichs beobachtet. Frühere lineare Gittermessungen an einer identischen Profilgeometrie durch Händel et al. [10] zeigten bereits die Tendenz des Profils zu einer offenen Strömungsablösung bei dem genannten Staffelungswinkel und vergleichbaren lokalen Reynoldszahlen. Daher wird eine Überarbeitung des aktuellen Schaufeldesigns empfohlen, um eine anliegende Strömung bei weiter verringerten Staffelungswinkeln sicherzustellen. Insbesondere geteilte Schaufelgeometrien, wie sie in linearen Gittermessungen von Bross und Stark [7] und Händel et al. [8] untersucht wurden, versprechen eine Erweiterung des effizienten Betriebsbereichs des ringförmigen VIGV.

- Darüber hinaus wird die Blockierung des Zentrums durch eine Nabe vorgeschlagen. Niedrige lokale Reynoldszahlen Re_c werden daher durch beschleunigte Strömungsbedingungen und die Beseitigung kurzer Sehnenlängen im Kernbereich verhindert. Daher werden geringere Profilverluste als bei höheren Re_c , eine gewisse Verschiebung der verheerenden offenen Strömungsablösung hin zu niedrigeren Staffelungswinkeln $\dot{\gamma}_S$ und die Unterdrückung des Blattspitzenwirbels erwartet. Anstelle der Blattspitzenverluste werden Blatt-Nabe-Strömungswechselwirkungen und Spitzenspalteffekte neue Verluste verursachen. Es ist zu untersuchen, ob die erwarteten Vorteile bei den induzierten Naben-Blatt- und Spitzenspalteffekten

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, RGF, CW und RN; Methodik, Software und Validierung, RGF; formale Analyse, RGF und RN; Untersuchung, RGF; Ressourcen, RN und CW; Datenkuratierung, RGF und RN; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, RGF; Überprüfung und Bearbeitung, RGF und RN; Visualisierung, RGF; Überwachung, CW und RN; Projektverwaltung, RN; Mittelbeschaffung, CW und RN. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und st

Förderung: Diese Forschung wurde vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (Kopernikus-Projekt – SynErgie) gefördert. Der Prüfling wurde freundlicherweise von der MAN Energy Solutions SE zur Verfügung gestellt.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Die in dieser Studie präsentierten nicht dimensionslosen Daten sind auf Anfrage beim entsprechenden Autor erhältlich.

Danksagung: Die Autoren danken dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) für die finanzielle Förderung des Kopernikus- Projektes SynErgie und dem Projektträger Jülich (PtJ) für die Projektbetreuung.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass kein Interessenkonflikt besteht. Die Geldgeber hatten keinen Einfluss auf die Gestaltung der Studie, auf die Erhebung, Analyse oder Interpretation der Daten, auf das Schreiben des Manuskripts oder auf die Entscheidung, die Ergebnisse zu veröffentlichen.

Abkürzungen

Symbole

Bi	Messeebene i [-]
C	Sehnenlänge [m]
Frau	Machzahl [-]
P	Druck [Pa]
q	Dynamischer Druck [Pa]
R	Radialachse [m]
R	r relativ zum lokalen Rohrradius [-]
Rot	Integrale Reynoldszahl [-]
Empf.	Lokale Reynoldszahl [-]
τ	Tonhöhe [ȳ]
X	Rohrmittellinienachse [m]
ȳS	Staffelungswinkel [ȳ]
ȳȳ	Umfangsströmungsumlenkung [ȳ]
ȳ	Rohrumfangsachse [ȳ]
ȳȳ	Winkelströmungsumlenkung [ȳ]
ȳ	Gesamtdruckverlustkoeffizient [-]
Tief-/Hochgestellte Zeichen	
1, 2	Ohne oder mit Wirkung von VIGV
D	Einlassdurchmesser des VIGV
o	Messung ohne Beschau felung
o	Nachlaufmessung inkl. Beschau felung
aus	Versatz
re	Integralbezug bei ȳS = 90ȳ
ft	Gesamtwert
ȳ,r	Masse gemittelt über ȳ, r
Akronyme	
DMS	Nachfragemanagement
VIGV	Variables Vorleitrad
IGCC	Radialkompressor mit integriertem Getriebe

Verweise

- Gellings, CW Das Konzept des Demand-Side-Managements für Elektrizitätsversorgungsunternehmen. Proc. IEEE 1985, 73, 1468–1470. [\[CrossRef\]](#)
- Häfner, L. Demand Side Management: Entscheidungsunterstützungssysteme für die flexible Beschaffung von Energie unter Integrierte Chancen- und Risikoaspekte. HMD. Theor. Und Prax. Der Wirtsch. 2018, 55, 627–645. [\[CrossRef\]](#)
- Sauer, A.; Abele, E.; Buhl, HU Energieflexibilität in der deutschen Industrie; Frauenhofer Verlag: Stuttgart, Deutschland, 2019; ISBN 978-3-8396-1479-2
- Beaty, PJ; Eisele, K.; Maceyka, TD; Schwarz, C. Integrally Geared API 617 Process Gas Compressors; Texas A&M University, Turbomachinery Laboratories: College Station, TX, USA, 2000; Seiten 239–246. [\[CrossRef\]](#)
- Stark, U.; Böhle, M. Theoretische und experimentelle Untersuchungen an ungestaffelten Gittern aus Profilen mit mechanischer Klappen. Forsch. Im Ingenieurwesen 1990, 56, 169–182. [\[CrossRef\]](#)
- Mohseni, A.; Goldhahn, E.; Van den Braembussche, RA; Seume, JR Neue IGV-Designs für Radialkompressoren und ihre Interaktion mit dem Impeller. ASME J. Turbomach. 2012, 134, 021006. [\[CrossRef\]](#)
- Bross, S.; Stark, U. Entwicklung neuer Schaufelgitter aus Profilen variabler Geometrie zum Einsatz in Leiträdern drallgeregelter Turbomaschinen-Teil I. Forsch. Im Ingenieurwesen 1994, 60, 120–132. [\[CrossRef\]](#)
- Händel, D.; Niehuis, R.; Klausmann, J. Aerodynamische Untersuchung eines fortschrittlichen VIGV-Designs mit einstellbarer Geometrie für sehr hohe Strömungsdrehen; ASME Turbo Expo: Montreal, QC, Kanada, 2015. [\[CrossRef\]](#)
- Kassens, I.; Rautenberg, M. Durchflussmessungen hinter der Einlassleitschaufel eines Radialverdichters; ASME Turbo Expo: Stockholm, Schweden, 1998; doi:10.1115/98-GT-086 [\[CrossRef\]](#)
- Händel, D.; Niehuis, R.; Rockstroh, U. Aerodynamische Untersuchung einer variablen Eintrittsleitschaufel mit symmetrischem Profil; ASME Turbo Expo: Düsseldorf, Deutschland, 2014. [\[CrossRef\]](#)
- Händel, D.; Rockstroh, U.; Niehuis, R. Experimentelle Untersuchung von Übergangs- und Separationsphänomenen an einem Einlaufleitapparat Leitschaufel mit symmetrischem Profil bei verschiedenen Staffelungswinkeln und Reynoldszahlen. In Proceedings des International Symposium über Transportphänomene und Dynamik rotierender Maschinen, Honolulu, HI, USA, 24.–28. Februar 2014; FR305
- Coppinger, M.; Swain, E. Leistungsvorhersage eines Leitschaufelsystems für den Einlass eines industriellen Kreiselpressors. Proc. Inst. Mech. Ing. 2000, 214. [\[CrossRef\]](#)

13. Frank, R.; Wacker, C.; Niehuis, R. Eine neue Testeinrichtung für erweiterte Tests von variablen Einlassleitschaufeln; MTT Messtechniken in Turbomaschinen; 2020, MTT2520A18. Online verfügbar: <https://www.meastechturbo.com/paper-archives/mtt2520-santorini-2020> (abgerufen am 16. Juli 2021).
14. Amecke, J. Auswertung von Nachlaufmessungen an ebenen Schaufelgittern; Messbericht 67 A 49; AVA Göttingen: Göttingen, Deutschland, 1967
15. Sieverding, CH Jüngste Fortschritte im Verständnis grundlegender Aspekte von Sekundärströmungen in Turbinenschaufelkanälen. ASME J. Eng. Gas Turbines Power 1985, 107. [[CrossRef](#)]
16. Denton, JD Verlustmechanismen in Turbomaschinen. ASME J. Turbomach. 1993, 115, 621–656. [[CrossRef](#)]
17. Green, SI Wing Tip Vortices. In Fluid Mechanics and Its Applications; Springer: Dordrecht, Niederlande, 1995; Band 30.
18. Chen, YN; Hagelstein, D.; Kassens, I.; Hasermann, H.; Haupt, U.; Rautenberg, M. Überschwingen des Rankine-Wirbels, der im Strömungsfeld hinter der Eintrittsleitschaufel von Kreiselkompressoren entsteht; ASME Turbo Expo: Indianapolis, IN, USA, 1999. [[CrossRef](#)]
19. Händel, D. Experimentelle Untersuchung und Weiterentwicklung eines variablen Eintrittsleitapparates für die Vordrallregelung in Turbomaschinen; Verlag Dr. Hut: München, Deutschland, 2018; ISBN 978-38439-3874-7.

Artikel

Auswirkungen des Strömungskoeffizienten und der reduzierten Frequenz auf die Nachlaufgrenzschichtinteraktion in einer hochbeschleunigten LPT-Kaskade

Edward Canepa, Davide Lengani,
Pietro Zunino
 Alessandro Nilberto, Daniele Petronio *, Daniele Simoni, Marina Ubaldi und

DIME, Fakultät für Maschinenbau, Energie-, Management- und Verkehrstechnik, Universität Genua, I-16143 Genua, Italien; Edward.Canepa@unige.it (EC); davide.lengani@edu.unige.it (DL); alessandro.nilberto@unige.it (AN); daniele.simoni@unige.it (DS); marina.ubaldi@unige.it (MU); pietro.zunino@unige.it (PZ)

* Korrespondenz: daniele.petronio@edu.unige.it

Zusammenfassung: Der Artikel präsentiert eine detaillierte Analyse von Particle Image Velocimetry (PIV)-Messungen, die in einer Turbinenkaskade durchgeführt wurden, die für hochbeschleunigte Niederdruckturbinenschaufeln (LPT) repräsentativ ist. Zwei Kameras wurden gleichzeitig verwendet, um einen großen Teil der saugseitigen Grenzschicht mit der höchstmöglichen räumlichen Auflösung zu beobachten, wodurch wir den Interaktionsprozess zwischen auftreffenden stromaufwärts gerichteten Nachläufen und der Schaufelgrenzschicht lösen konnten. Vier instationäre Zuflussbedingungen, die durch unterschiedliche reduzierte Frequenzen und Durchflusskoeffizienten der ankommenden Nachläufe gekennzeichnet sind, wurden bei fester Reynoldszahl untersucht. Die hoch aufgelösten Strömungsfelder wurden verarbeitet, um die Auswirkungen reduzierter Frequenzen und Durchflusskoeffizienten auf den instationären Grenzschichtübergangsprozess und folglich auf die Verusterzeugung zu untersuchen. Um einen tiefen physikalischen Einblick in die Mechanismen zu erhalten, die für die Verusterzeugung verantwortlich sind, wurde in verschiedenen Phasen der Nachlaufperiode eine geeignete orthogonale Zerlegung (POD) angewendet. Dies hat die dominanten Strukturen bereitgestellt, die die Kaskadenaerodynamik während der Nachlaufperiode beeinflussen. Darüber hinaus konnten wir durch die Untersuchung der POD-Modi die Auswirkungen auf die turbulente kinetische Energie



Zitat: Canepa, E.; Lengani, D.;
Nilberto, A.; Petronio, D.; Simoni, D.;
Ubaldi, M.; Zunino, P.

Auswirkungen von Strömungskoeffizient
und reduzierter Frequenz auf die
Wechselwirkung zwischen Nachlauf und

Grenzschicht in hochbeschleunigten LPT-Kaskaden **Schlüsselwörter:** POD; LPT; Wechselwirkung zwischen Nachlauf und Grenzschicht; Erzeugung turbulenter kinetischer Energie (TKE)

Power 2021, 6, 32. [https://doi.org/10.3390/](https://doi.org/10.3390/ijtp6030032)

ijtp6030032

Wissenschaftlicher Redakteur: Claus Sieverding

Empfangen: 24. Mai 2021

Akzeptiert: 2. August 2021

Veröffentlicht: 4. August 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche
in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeits-
relationen.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel
vertrieben unter den Bedingungen und
Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz
([https://creativecommons.org/licenses/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

by-nc-nd/4.0/).

1. Einleitung

Die Untersuchung der physikalischen Quellen, die für die Entstehung von Profilverlusten verantwortlich sind, ist ein zentrales Thema im Optimierungsprozess von Niederdruckturbinen. Die Untersuchung ist sehr komplex, da es periodische Nachläufe gibt, die sich von den stromaufwärts gelegenen Reihen ablösen und die Strömung stark instationär machen. Aus diesem Grund wurden in der Vergangenheit mehrere Forschungsarbeiten durchgeführt. In der numerischen Simulation von Wu und Durbin [1] wird die Dynamik des stromaufwärts gelegenen Nachlaufs, der sich im Schaufeldurchgang entwickelt, genau beschrieben. Es zeigt sich, dass der Nachlauf durch das Potentialfeld des Kaskadengitters zur Saugseite der Schaufel transportiert wird, wo er mit der Grenzschicht interagiert. Folglich werden die Übergangs- und Ablöseprozesse entlang der Saugseite der Schaufel stark von den stromaufwärts gelegenen Nachläufen beeinflusst. Relevante Effekte wurden insbesondere in Hochauftriebsgittern bei niedrigen Reynolds-Zahlen beobachtet, wo im stationären Zustand die Bildung von zwei gegenläufigen Wirbeln an den Rändern des Nachlaufs, die für periodische Beschleunigungen und Verzögerungen innerhalb der Grenzschicht verantwortlich sind. Die daraus resultierende intermittierende Entwicklung der Wandströmung wird auch in den von Gompertz und Bons [4] durchgeführten Tests gezeigt. Der Prozess wird noch komplizierter durch kleinere Strukturen, die innerhalb des Großteils des Nachlaufs mitgeführt werden, wie die von Stieger und Hodson [5] durchgeführten Messungen belegen, die eine hohe turbulente Aktivität gerade im Bereich der auftreffenden Nachläufe zeigten. In diesem Szenario wird ein Fortschritt im Verständnis der Nachlaufeffekte in [6] erzielt, wo

Es wird die Fähigkeit der korrekten orthogonalen Zerlegung (POD) zur Identifizierung verschiedener Strömungsstrukturen erörtert, wodurch die Ermittlung verschiedener Mechanismen ermöglicht wird, die für die Entstehung von Verlusten verantwortlich sind.

Die Dynamik der Wechselwirkung zwischen Nachlauf und Grenzschicht wird stark von der reduzierten Frequenz des Nachlaufs stromaufwärts und dem Durchflusskoeffizienten beeinflusst, da diese sowohl den Zeitpunkt als auch die Richtung des ankommenden Nachlaufs bestimmen. Michelassi et al. [7] untersuchten unterschiedliche Zuflussbedingungen und zeigten, dass die reduzierte Frequenz direkt die auf die Grenzschicht wirkende Antriebsfrequenz darstellt, während der Durchflusskoeffizient bei der Advektion im stromabwärts gelegenen Kaskadendurchgang unterschiedliche Nachlauftrajektorien bewirkt. Eine ähnliche Strömungsdynamik zeigen auch die in [8] berichteten Simulationen, die für unterschiedliche Kombinationen beider Parameter durchgeführt wurden. Funazaki et al. [9] stellten eine Untersuchung vor, die die Verluste durch die Variation einiger Strömungs- und Geometrieparameter quantifizierte, einschließlich der Strouhal-Zahl, die eng mit der reduzierten Frequenz zusammenhängt. In dieser Arbeit wurden die reduzierte Frequenz und der Durchflusskoeffizient jedoch nicht unabhängig voneinander variiert.

In der vorliegenden Arbeit wurden Particle Image Velocimetry (PIV)-Messungen im hinteren Teil der Saugseite der Schaufeln durchgeführt, um den Wechselwirkungsprozess zwischen Nachlauf und Grenzschicht in einer hochbeschleunigten Turbinenkaskade zu lösen. Vier verschiedene Kombinationen aus reduzierter Frequenz und Durchflusskoeffizient wurden bei konstanter Reynoldszahl getestet. Ankommende Nachläufe wurden am Einlass der Kaskade durch phasenstarre Geschwindigkeitsdaten charakterisiert, die mit einem Hitzdrahtanemometer (HWA) erfasst wurden. Die zeitlichen Mittelwerte und schwankenden Teile der PIV-Geschwindigkeitsfelder wurden analysiert, um die Auswirkungen sowohl der reduzierten Frequenz als auch des Durchflusskoeffizienten auf die Entwicklung der Schaufelgrenzschicht zu untersuchen. Die fluiddynamischen Verluste wurden im Messbereich für die verschiedenen Strömungsfälle quantifiziert. Für eine eingehendere Untersuchung der für die Verlusterzeugung verantwortlichen Mechanismen wurde POD daher in sechs verschiedenen Phasen der Nachlaufperiode angewendet. Die POD-Modi haben es uns ermöglicht, deterministische und stochastische Strömungsstrukturen zu trennen und ihre zeitliche Entwicklung durch die Inspektion in verschiedenen Phasen zu verfolgen. Die turbulente kinetische Energieerzeugung je POD-Modus hat ebenfalls Verlustbeiträge aufgrund unterschiedlicher Strömungsstrukturen aufgezeigt, während ihre räumliche Verteilung die Bereiche aufgezeigt hat, in denen für die verschiedenen Kombinationen der hier getesteten Strömungsparameter die meisten Verluste entstehen.

2. Testanlage und Datenanalyse

Die Messungen wurden im Niedergeschwindigkeitswindkanal durchgeführt, der im Aerodynamik- und Turbomaschinenlabor der Universität Genua installiert ist. Der Testabschnitt bestand aus einer planaren Kaskade mit sieben Blättern, die eine hochbeschleunigte Niederdruckturbinenreihe darstellt. Die Blattsehne betrug 190 mm, die Auslasshöhe 100 mm. Das Kaskadengitter, das für einen Betrieb mit einer vollständig laminaren Saugseitengrenzschicht im stationären Zustand ausgelegt ist, zeichnet sich außerdem durch einen Diffusionsfaktor von $DF = 0,09$, eine Diffusionsrate von $D_s = 0,15$ und ein Geschwindigkeitsverhältnis von $VR = 2,8$ aus. Die Messungen wurden bei einer festen Reynoldszahl $Re = 160k$ für vier verschiedene Kombinationen aus reduzierter Frequenz und Durchflusskoeffizienten durchgeführt (siehe Tabelle 1). Die Reynoldszahl, die etwas niedriger als die Konstruktionszahl ist, wurde gewählt, um die räumliche Auflösung der PIV-Messungen zu maximieren. Stattdessen wurden die Kombinationen aus reduzierter Frequenz und Durchflusskoeffizienten gewählt, um einen großen Bereich von Parametervariationen um ihre Nennwerte herum zu untersuchen. Alle Tests wurden mit einer homogenen Freistromturbulenz am Einlass von etwa $Tu = 6\%$ durchgeführt, die mithilfe eines Turbulenz erzeugenden Gitters erzeugt und im stationären Zustand am Kaskadeneinlassbereich gemessen wurde. Stromaufwärts verlaufende Nachläufe wurden durch das in Abbildung 1 schematisch dargestellte bewegliche Stabsystem simuliert, das die Variation der reduzierten Frequenz und des Strömungskoeffizienten durch Steuerung der Stabgeschwindigkeit und des Stababstands ermöglicht. Die für die vorliegende Untersuchung verwendeten Stäbe hatten einen Durchmesser von 3 mm, der passend gewählt wurde, um Impulsdefekte und Verluste zu erzeugen, die für eine stromaufwärts verlaufende LPT-Reihe typisch sind. Eine detaillierte Charakterisierung des Nachlaufs, der in die stromabwärts verlaufende Kaskade eintritt, wird im Folgenden be-

Tabelle 1. Testflussbedingungen.

	Reduzierte Frequenz f^+	Durchflusskoeffizient \dot{y}
C1	1.2	0,6
C2	0,6	0,6
C3	1.2	0,3
C4	2.4	0,3

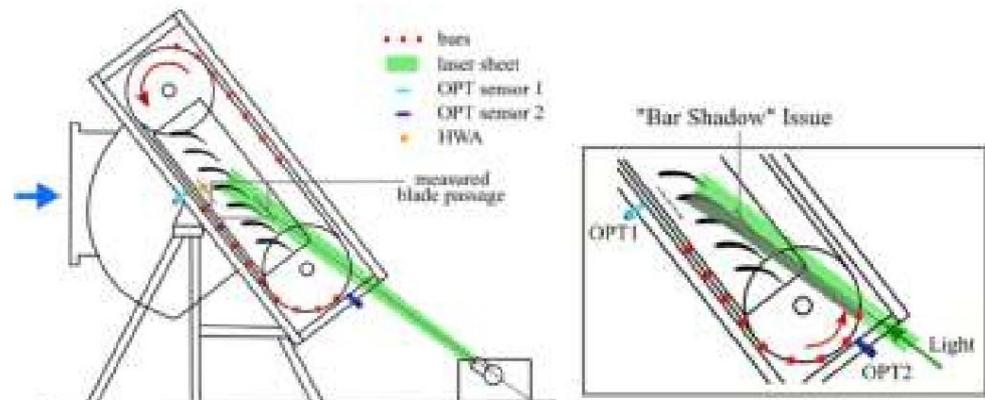


Abbildung 1. Testabschnitt (links) und Detail des „Balkenschatten“-Problems (rechts).

2.1. Versuchsaufbau

Abbildung 1 zeigt den Testabschnitt. Die Lichtquelle, ein Dual-Cavity Nd:Yag-Pulslaser mit 100 mJ Energie pro Puls bei 6 Hz und Pulsdauer 8 ns, wurde gefunden, um die Testabschnitt von hinten. Die Strömung wurde am Windkanaleingangsbereich mit Vaselineöltröpfchen mit einem mittleren Durchmesser von 1,5 μm . Die Animpfrate wurde um eine Partikelkonzentration von 4/5 Partikeln pro Abfragebereich zu erreichen. Es wurden Messungen durchgeführt, um den Wechselwirkungsprozess zwischen Nachlauf und Grenzschicht zu lösen auf der Blattsauge Seite mit der höchstmöglichen räumlichen Auflösung. Dazu werden zwei Dantec HighSense Mk II Digitalkameras (Dantec Dynamics, Skovlunde, Dänemark), mit einer Auflösung von 1344 \times 1024 Pixeln, wurden gleichzeitig verwendet. Die Positionen der Kameras sind schematisch in Abbildung 2 dargestellt. Die linke Kamera (Cam1) beobachtete das Strömungsfeld gerade hinter dem Geschwindigkeitsspitzenbereich für $0,35 < s/s_{\text{MAX}} < 0,6$, wo die ankommenden Nachläufe beginnen zu interagieren mit der Grenzschicht, während die rechte Kamera (Cam2) stromabwärts positioniert war nahe der Schaufelhinterkante, bei Betrachtung des Strömungsbereichs zwischen $0,75 < s/s_{\text{MAX}} < 1$. Um die Geschwindigkeitsgradienten in der Grenzschicht messen zu können, werden Paare von PIV-Bilder wurden mit einer Zeitverzögerung von 40 μs aufgenommen. Der Vergrößerungsfaktor betrug 0,263. Die Kreuzkorrelation wurde über einen 32 \times 32 Pixel großen Abfragebereich berechnet, mit 50% überlappen, wodurch ein Vektorabstand von 0,30 mm erreicht wird. Für jede Strömungsbedingung wird eine Gesamtmenge von Es wurden etwa 2000 Bildpaare gesammelt.

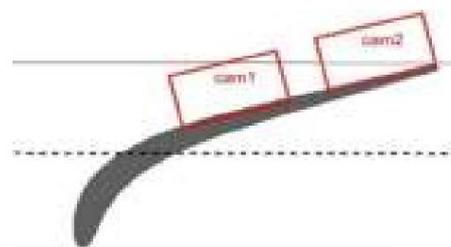


Abbildung 2. Detail der Positionen der beiden Kameras.

Eine besondere Einstellung des Testabschnitts wurde gewählt, um Schatten zu vermeiden, die durch Die Balken, die vor der Lichtquelle vorbeiziehen, können die aufgenommenen Bilder verfälschen. Die Detail Auf der rechten Seite von Abbildung 1 wird das Problem des „Balkenschattens“ hervorgehoben. Um dieses Problem zu lösen, Problem, die Balken (in der Abbildung durch rote Punkte markiert) wurden in zwei Zügen montiert,

bestehend aus 14 Balken für die Bedingungen C1 und C4 (höhere reduzierte Frequenz) und 7 Balken für die Bedingungen C2 und C3 (niedrigere reduzierte Frequenz). Gleichzeitig befanden sich zwei optische Sensoren vor der Kaskade (OPT1) und vor dem Laser (OPT2), um den Durchgang der Balken zu erfassen. Die von den Sensoren erzeugten Transistor-Transistor-Logik-Signale (TTL) sind zusammen mit den Laserimpulsen in **Abbildung 3** dargestellt. Der erste Spike von OPT1 schaltet ein Erfassungsfenster ein, das durch den ersten Spike von OPT2 geschlossen wird. Die Laserimpulse zwischen den Erfassungsfenstern entsprechen Bildern mit Nachlauf und ohne Schatten, sodass sie für die weitere Nachbearbeitung aufbewahrt wurden, während die anderen Bilder verworfen wurden. Die ausgewählten Schnappschüsse können auch in der Wachphase phasenverschoben werden, indem die Differenz zwischen dem Zeitpunkt t_{piv} des PIV-Impulses und dem Zeitpunkt t_1 des näheren vorherigen TTL-Impulses, der vom optischen Sensor vor der Kaskade (OPT1) ausgesendet wurde, berechnet und auf die Balkendurchgangsperiode $T = t_2 - t_1$ bezogen wird, wie in Gleichung (1):

$$t/T = \frac{t_1 - t_{piv}}{t_2 - t_1} \quad (1)$$

Um den Geschwindigkeitsdefekt und den Turbulenzintensitätsspitzenwert zu ermitteln, die das eingehende Nachlaufsystem unter den verschiedenen Bedingungen kennzeichnen, wurde am Kaskadeneingang außerdem ein Einzelelement-HWA (Typ 55P15) installiert (Abbildung 1). Das TTL-Signal von OPT1 wurde verwendet, um auch diese Daten phasenzusynchronisieren. Die Signale der optischen Sensoren, des HWA und der PIV-Impulse wurden mit einer DAQ NI-Erfassungskarte mit einer Abtastfrequenz von 6,3 kHz abgetastet.

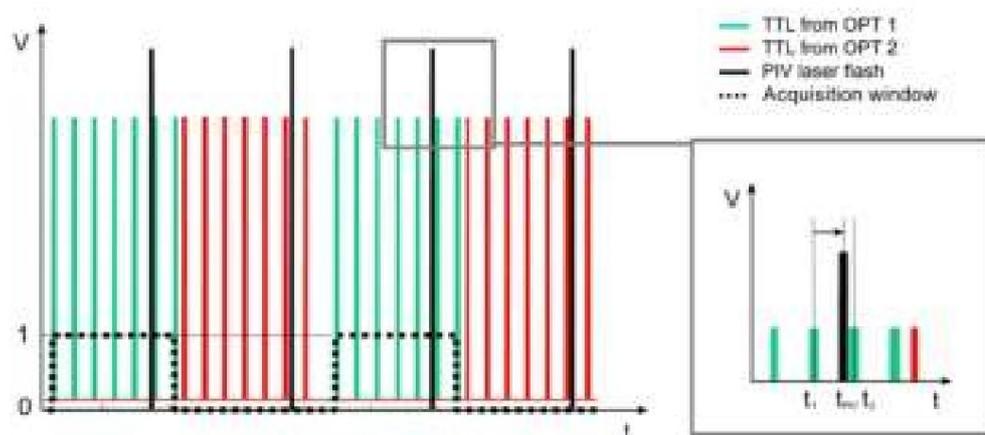


Abbildung 3. TTL-Signale und Phasenverfahren.

2.2. Datenverarbeitung Es wurde

eine fluiddynamische Verlustanalyse durchgeführt, um die Auswirkungen der reduzierten Frequenz und der Durchflusskoeffizientenvariation auf den Kaskadenwirkungsgrad zu quantifizieren. In der Gleichung für die mittlere Strömungsenergie hängen die Verluste mit der viskosen Dissipation D_{visc} und der turbulenten kinetischen Energieerzeugung $PTKE$ zusammen, die in Gleichung (2) bzw. Gleichung (3) angegeben sind. Der Übersichtlichkeit halber bezeichnet U_i die i -te Komponente der zeitlich mittleren Geschwindigkeit, während u_i die i -te Komponente der schwankenden Geschwindigkeit angibt. Der viskose Term stellt den Beitrag zur Entropieerzeugung aufgrund der Scherarbeit dar (siehe zum Beispiel [10]) und hängt nur vom zeitlich mittleren Strömungsgeschwindigkeitsgradienten ab, während die turbulente kinetische Energieerzeugung auch mit dem schwankenden Geschwindigkeitsfeld zusammenhängt. Insbesondere tritt Turbulenzerzeugung dort auf, wo die Hauptrichtung der Reynoldsspannungen und des mittleren Strömungsdehnungstensors ausgerichtet sind [3]. Da das Integral dieser beiden Terme über ein Kontrollvolumen die gesamten Druckverluste vom Einlass bis zum Auslass des Messbereichs angibt [6], kann ein Verlustkoeffizient $\bar{\gamma}$ definiert werden, um die gesamten fluiddynamischen Verluste im Volumen $\bar{\gamma}$ gemäß Gleichung (4) zu quantifizieren, wobei p_{ref} der Referenz-Dynamikdruck am Auslass ist.

der Kaskade. In der vorliegenden Arbeit wurde der gesamte von den Kameras eingerahmte Bereich als Kontrollvolumen betrachtet.

$$D_{\text{visc}} = \bar{y} \sum_{i,h,j} \bar{y} \frac{dU_i}{dx_j} \quad (2)$$

$$PTKE = \bar{y} \sum_{i,h,j} \bar{y} u_{ij} dx_j \frac{dU_i}{dx_j} \quad (3)$$

$$\bar{y} = \frac{\bar{y} \sum_{i,h,j} \bar{y} D_{\text{visc}} \bar{y} + \text{vor f} \bar{y} \sum_{i,h,j} \bar{y} PTKE \bar{y}}{\text{Prä f}} \quad (4)$$

Nachdem die Auswirkungen der Parametervariation auf die Verluste abgeschätzt wurden, wurde POD für eine eingehende Analyse der Mechanismen eingesetzt, die für die Verusterzeugung in den verschiedenen Strömungsfällen verantwortlich sind. Wie in früheren Arbeiten erörtert (siehe zum Beispiel [8]), liefert POD ein Triplett an Informationen: die Eigenwerte $\bar{y}(k)$, die Eigenvektoren $\bar{y}(k)$ und die POD-Modi (k) .

Jeder POD-Modus kann eine bestimmte räumliche Strömungsstruktur erfassen, der relative \bar{y} -Eigenvektor gibt ihre zeitliche Entwicklung an und der relative Eigenwert drückt den zugehörigen Energiegehalt aus. In der vorliegenden Arbeit wurde POD in verschiedenen Phasen der Nachlaufperiode angewendet, um die Entwicklung der Strömungsstruktur während des Wechselwirkungsprozesses zwischen Nachlauf und Grenzschicht zu verfolgen. Zu diesem Zweck wurden PIV-Schnappschüsse in 6 zeitlich gleichmäßig verteilte Intervalle aufgeteilt. Die Anzahl der Zeitintervalle wurde so definiert, dass für jeden Phasenabschnitt mindestens etwa 300 Schnappschüsse erhalten bleiben und so die Konvergenz der ersten POD-Modi niedriger Ordnung (mit der höchsten Energie) sichergestellt wird, wie in Lacarelle et al. [11] dokumentiert. Anschließend wurde die turbulente kinetische Energieproduktion pro POD-Modus und Phase ausgewertet. Dies ermöglicht es uns, die für die Verlustproduktion verantwortlichen Strömungsstrukturen zu identifizieren und zu untersuchen, wo Verluste hauptsächlich entstehen. Zu diesem Zweck werden Reynolds

$$PTKE(k) = \bar{y} \sum_{i,h,j} \bar{y}(k) \bar{y}_i(k) \bar{y}_j(k) \frac{dU_i}{dx_j} \quad (5)$$

3. Ergebnisse

3.1. HWA-Messungen

Die phasenstarren Geschwindigkeitsdaten, die am Einlass der Kaskade mit HWA gemessen wurden, sind in Abbildung 4 für die vier untersuchten Bedingungen dargestellt. Das obere Diagramm zeigt die phasenstarre Geschwindigkeit, während das untere die phasenstarre Turbulenzintensität zeigt. In Bezug auf den Fall C1 (blaue Linien) zeigen die Diagramme vier Nachlaufperioden. Ankommende Nachläufe sind im Geschwindigkeitsdiagramm kaum sichtbar, während sie anhand von Turbulenzintensitätsspitzen deutlicher identifiziert werden können. Der Grund, warum die Nachläufe nicht als Geschwindigkeitsfehler erscheinen, lässt sich anhand der in Abbildung 5 dargestellten Skizzen erklären. Die Dynamik der Nachläufe am Eingang der Kaskade wird hier schematisch durch Geschwindigkeitsdreiecke dargestellt, wobei c_1 die absolute Strömungsgeschwindigkeit, u die Balkengeschwindigkeit und w_1 die relative Strömungsgeschwindigkeit ist. Die Strömung innerhalb des Nachlaufs ist langsamer als die umgebende Strömung und entwickelt sich daher mit einer niedrigeren Geschwindigkeit $w_1 w$. In Kombination mit der Balkengeschwindigkeit kann die absolute Geschwindigkeit der Strömung innerhalb des Nachlaufs $c_1 w$ ermittelt werden. In der Skizze links werden die Dreiecke für $\bar{y} = 0,6$ (Fälle C1 und C2) berechnet. Daraus ergibt sich, dass die Module der ungestörten absoluten Geschwindigkeit (c_1) und der Geschwindigkeit innerhalb des Nachlaufs ($c_1 w$) sehr ähnlich sind. Aus diesem Grund sind die Nachläufe im Fall C1 im Geschwindigkeitsdiagramm von Abbildung 4 kaum sichtbar. Dies gilt auch für den Fall C2 (schwarze Linie), da dieser durch den gleichen Strömungskoeffizienten wie der Fall C1 gekennzeichnet ist. Gleichzeitig ist im Fall C2 die reduzierte Frequenz im Vergleich zum Fall C1 halbiert. Folglich ist der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Spitzen im Turbulenzintensitätsdiagramm verdoppelt und es können nur zwei Nachläufe beobachtet werden. Zwischen benachbarten Nachläufen ist die Strömung ungestört, wie im stationären Zustand, daher wird die Turbulenzintensität fast auf die homogene Freistromturbulenzintensität am Einlass zurückgesetzt, die durch die

Turbulenz erzeugendes Gitter (etwa 6 %). Andererseits zeigt der Fall C3 (grüne Linie) die Wirkung der Variation des Durchflusskoeffizienten. Tatsächlich ist die reduzierte Frequenz dieselbe und der Durchflusskoeffizient ist im Vergleich zum Fall C1 halbiert. Die Dynamik der eintretenden Nachläufe wird nun durch die Skizze rechts in Abbildung 5 dargestellt, die für $\dot{\gamma} = 0,3$ erhalten wurde. Die Geschwindigkeit der Stange wird verdoppelt und folglich wird das Modul der Geschwindigkeit innerhalb des Nachlaufs (c_1w) größer als das Modul der ungestörten Geschwindigkeit (c_1). Daher sind die Nachläufe in der Geschwindigkeitskurve, die aus Einzelement-HWA-Messungen abgeleitet wurde, als Spitzen sichtbar, was eine völlig andere Situation im Vergleich zu klassischen LPT-Blättern darstellt, bei denen bekannt ist, dass stromaufwärts gerichtete Nachläufe als Geschwindigkeitsdefekt angesehen werden (siehe beispielsweise die Arbeit von Praisner et al. [12]). Dies ist auf den kleinen absoluten Strömungswinkel in Verbindung mit dem niedrigen Wert des Durchflusskoeffizienten zurückzuführen, der den Betrieb einer solchen Art Betrachtet man das Diagramm der Turbulenzintensität, erscheinen die Wirbelschleppen mit einem höheren und breiteren Peak als in den vorherigen Fällen. Dennoch ist der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Peaks derselbe wie im Fall C1, da die reduzierte Frequenz dieselbe ist. Schließlich zeigt der Fall C4 (rote Linie), der durch eine hohe reduzierte Frequenz und einen niedrigen Strömungskoeffizienten gekennzeichnet ist, den kombinierten Effekt beider Parametervariationen. Entsprechend den vorherigen Beobachtungen kann eine größere Anzahl von Wirbelschleppen im Diagramm beobachtet werden. Die Gesamtintensität der Turbulenz ist höher, da die Strömung kontinuierlich durch Wirbelschleppen gestört wird und interessanterweise zwischen benachbarten Wirbelschleppen jeder ungestörte Strömungsbereich beobachtet werden kann, da diese zusammenfallen und mitei-

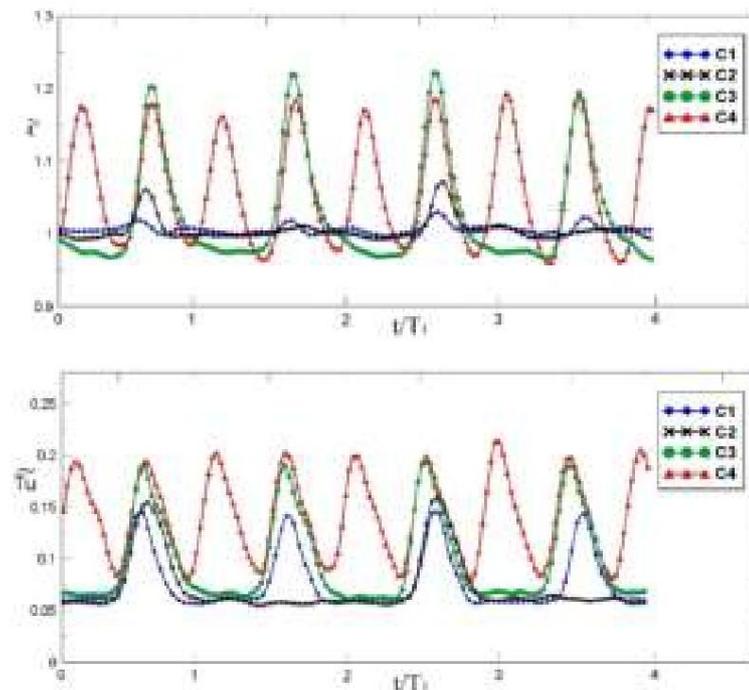


Abbildung 4. Phasengebundene Geschwindigkeits- c - und phasengebundene Turbulenzintensitätsverteilungen T_u .

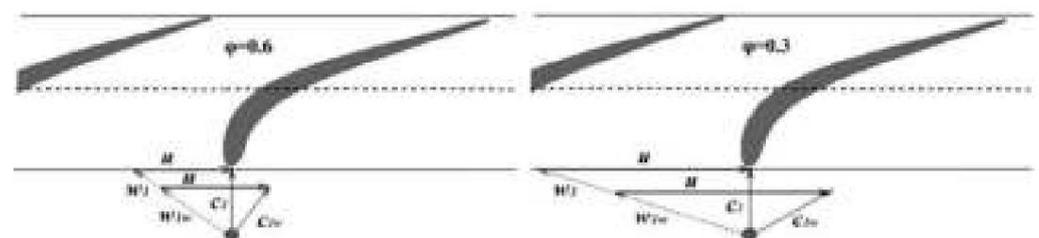


Abbildung 5. Skizzen der Nachlaufdynamik bei verschiedenen Strömungskoeffizienten.

3.2. Zeitliche Mittelwerte und phasenstarre Verteilungen

Das zeitlich gemittelte Strömungsfeld ist in **Abbildung 6** beispielhaft für den Fall C1 dargestellt. Das Konturdiagramm stellt die strömungsmäßige Geschwindigkeitskomponente U dar, während die graue Linie die Dicke der Grenzschicht hervorhebt. Die Geschwindigkeitsvektoren (U,V) sind ebenfalls in das Diagramm eingelegt (zur besseren Lesbarkeit wird jeweils einer von acht Vektoren angezeigt). Das Diagramm zeigt, dass sich die Grenzschicht von der Position der Geschwindigkeitsspitze bis zur Hinterkante der Schaufelblätter kontinuierlich und ohne getrennte Strömungsregion entwickelt. Im vorderen Teil des Messbereichs (Kamera links) bleibt die Grenzschicht sehr dünn, während sie im hinteren Teil der von der rechten Kamera erfassten Diffusion

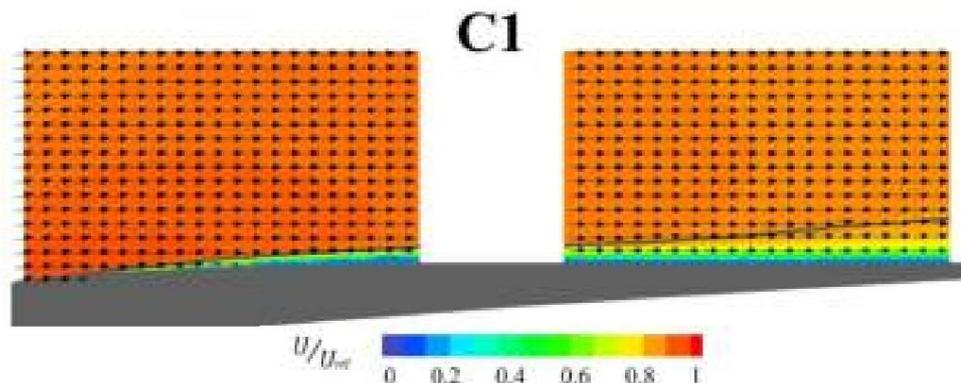


Abbildung 6. Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsvektoren im Fall C1. Kontur der stromlinienförmigen Geschwindigkeitskomponente U. Die graue Linie stellt die Dicke der Grenzschicht dar.

Reduzierte Frequenz- und Durchflusskoeffizientenvariationen verändern die Grenzschichtentwicklung. **Abbildung 7** zeigt die Grenzschichtdickenverteilung bezogen auf die Blattsehne im Diagramm links. Sie wurde direkt aus PIV-Schnappschüssen mit einer geschätzten Genauigkeit von $\delta y/C = \pm 0,75 \times 10^{-3}$ berechnet, was $\pm 2,5\%$ ihres Wertes an der Hinterkante im Fall C1 entspricht, wo das Grenzschichtgeschwindigkeitsprofil durch 16 Messpunkte gelöst wird. Das maximale Wachstum der Grenzschicht wurde in den Fällen C1 und C4 beobachtet, mit einer maximalen Dicke von $\delta y/C \approx 0,027$ an der Blatthinterkante, während die minimale Dicke im Fall C2 beobachtet wurde ($\delta y/C = 0,022$ an der Hinterkante). **Abbildung 7** zeigt dies wurde durch Anwenden der Trapezregel zur Integration des Geschwindigkeitsdefekts erreicht, mit einer geschätzten resultierenden Genauigkeit an der Hinterkante von $\pm 8\%$. Die Impulsdicke zeigt ähnliche Trends in Bezug auf die Grenzschichtdicke, mit Werten im Fall C4, die höher sind als im Fall C1. Da dieser letztere Parameter üblicherweise mit den Grenzschichtverlusten in Zusammenhang steht, werden im Fall C4, der durch eine hohe reduzierte Frequenz und einen niedrigen Durchflusskoeffizienten gekennzeichnet ist, höhere Verluste erwartet.

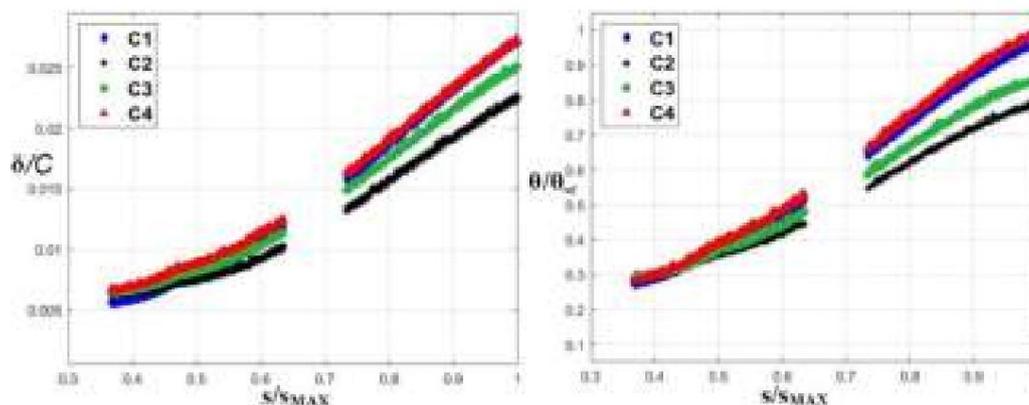


Abbildung 7. Grenzschichtdicke δy und Impulsdicke δy_{imp} entlang der Saugseite.

Um die durch die stromaufwärts gerichteten Nachläufe verursachten Übergangsmechanismen besser zu verstehen, zeigt Abbildung 8 die zeitlich und räumlich phasenkoppelte Entwicklung der Impulsdicke und des Formfaktors für die verschiedenen Strömungsfälle. Die Diagramme erstrecken sich über drei Nachlaufperioden des C1-Falls. Die intermittierende Impulsdicke ist insbesondere in Bezug auf das Diagramm oben links (Impulsdicke, Fall C1) zu sehen. Die gelb-roten Streifen auf die Zunahme der Impulsdicke infolge des Durchgangs des Nachlaufs

Tatsächlich wird, wie in [5] erläutert, die Strömung an der hinteren Grenze des Nachlaufs einer starken Verzögerung ausgesetzt, die zu einer höheren Impulsdicke führt. Dementsprechend verringert sich der Formfaktor (C1-Fall) von einem Wert in der Umgebung von 2,5, der typisch für den laminaren Zustand vor der Ankunft des Nachlaufs ist, auf etwa 1,8 als Folge des induzierten Übergangs, wie durch die blauen Streifen hervorgehoben wird, die stromabwärts von $s/s_{MAX} = 0,6$ zu sehen sind. Es ist bemerkenswert, dass der Übergang lokal durch den Nachlaufdurchgang induziert wird, der einen turbulenten Zustand fördert.

Allerdings wird unter diesen Betriebsbedingungen nie ein vollständig turbulenter Zustand erreicht, der typischerweise durch Werte von $H_{12} = 1,4$ gekennzeichnet ist.

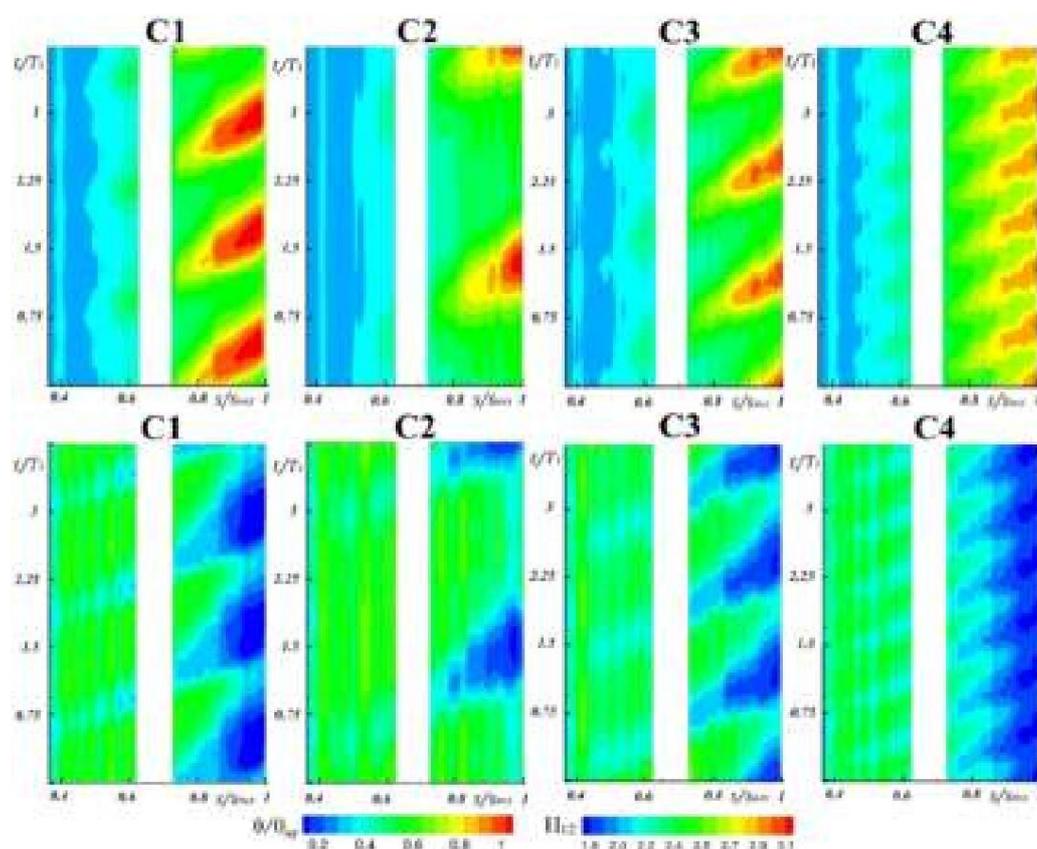


Abbildung 8. Zeit-Raum-Diagramme der Impulsdicke \ddot{y} und des Formfaktors H_{12} .

Der Vergleich mit den anderen Strömungsfällen ermöglicht eine direkte Visualisierung der Effekte, die sowohl durch reduzierte Frequenz als auch durch Variation des Strömungskoeffizienten hervorgerufen werden. Der Effekt der reduzierten Frequenz ist anhand der Anzahl der im Diagramm vorhandenen Nachlaufbereiche deutlich sichtbar. Im Fall C2 ist nur ein Nachlaufpfad erkennbar, der folgende erscheint gerade am Ende der Ordinatenachse. In den Fällen C1 und C3 sind drei Kerne mit hoher Impulsdicke und niedrigem Formfaktor zu beobachten, während im Fall C4 sechs durch Nachlauf verursachte Übergangszonen zu beobachten sind. Die Variation des Strömungskoeffizienten ist für die zeitliche Verschiebung des durch stromaufwärts gelegene Nachlaufbereiche verursachten Übergangsbereichs verantwortlich, wie beim Vergleich der Fälle C1 und C3 zu beobachten ist.

Um die Auswirkungen auf die Verluste aufgrund der beobachteten unterschiedlichen Übergangsprozesse, die durch die Nachläufe verursacht werden, zu quantifizieren, zeigt Abbildung 9 die im PIV-Messbereich für die verschiedenen Strömungsfälle berechneten fluiddynamischen Verluste. Der blaue Teil der Balken bezieht sich auf den Beitrag des viskosen Terms, wäh

P_{TKE} D_{visc}

des Terms zur turbulenten kinetischen Energieerzeugung. Die Daten werden mit dem maximalen Verlustwert skaliert. Die höchsten Verluste entstehen im Fall C4 bei hoher reduzierter Frequenz und niedrigem Strömungskoeffizienten. Dies liegt an der großen Anzahl von Nachläufen, die einen schnelleren Übergang bewirken, was zu einer höheren Impulsdicke und gleichzeitig einer größeren turbulenten kinetischen Energieerzeugung führt. Die Fälle C1 und C3 sind durch ähnliche Verluste gekennzeichnet, obwohl die Impulsdicke an der Hinterkante im Fall C1 etwas höher war als im Fall C3. Gleichzeitig hat **Abbildung 8** ähnliche Dynamiken des durch Nachläufe verursachten Übergangsprozesses gezeigt, die nur zeitlich verschoben erschienen. Andererseits weist der Fall C2 aufgrund der reduzierten Frequenz eindeutig die geringsten Verluste auf, entsprechend der geringeren Anzahl turbulenter Stellen, die in **Abbildung 8** beobachtet wurden. Es ist bemerkenswert, dass die Hauptunterschiede vor allem auf die unterschiedliche Menge des turbulenten kinetischen Energieerzeugungsprozesses zurückzuführen sind (grüne Balken). Tatsächlich ist die im Fall C2 erzeugte turbulente kinetische Energie 40 % niedriger als im Fall C4, während die Unterschiede zwischen den viskosen Termen weniger ausgeprägt sind und nahe an ihrer Messunsicherheit liegen. Aus diesem Grund wird im folgenden Kapitel die Erzeugung turbulenter kinetischer Energie in den verschiedenen Fällen mithilfe von POD eingehend erörtert.

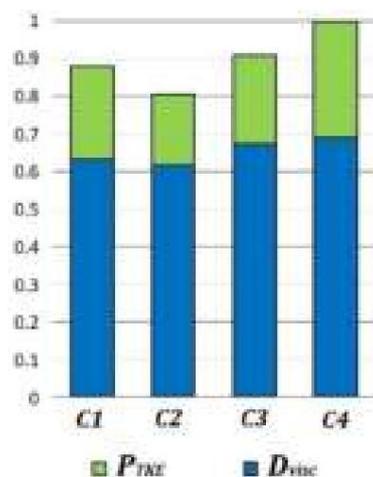


Abbildung 9. Quantifizierung der unterschiedlichen Verlustbeiträge in den vier Flussfällen.

3.3. POD-Analyse In

den folgenden Abbildungen werden POD-Modi in verschiedenen Phasen dargestellt, um die wichtigsten Strömungsstrukturen zu identifizieren, die von den stromaufwärts gelegenen Nachläufen getragen werden, und um zu zeigen, wie sie in den verschiedenen Fällen mit der Grenzschicht interagieren. Die Erzeugung turbulenter kinetischer Energie pro POD-Modus wird ebenfalls angegeben, um die Mechanismen hervorzuheben, die zu den in **Abbildung 9** dargestellten Verlustschwankungen führen. **Abbildung 10** zeigt die vektorielle Darstellung des ersten POD-Modus, berechnet bei $t/T = 0,00$, $t/T = 0,33$ und $t/T = 0,67$ (links) und zwei exemplarische Modi höherer Ordnung, die für feinere Schwankungen repräsentativ sind, die von den Nachläufen getragen werden (rechts) für den Fall C1. Die Farbstufen geben die turbulente kinetische Energie an, die vom entsprechenden POD-Modus erzeugt wird, während Frühere Anwendungen haben bereits die Fähigkeit des ersten POD-Modus gezeigt, den deterministischen Teil des fluktuierenden Feldes zu erfassen (siehe zum Beispiel [13–15]). Dabei wurde das Nachlaufwirbel als negativer Strahl identifiziert und zwei großräumige Wirbel angezeigt, die in der Literatur als Q1 und Q2 bezeichnet werden (siehe zum Beispiel [4]), die sich an der Vorder- und Hintergrenze des Nachlaufwirbels anlag. Hier bietet die Anwendung von POD in verschiedenen Phasen der Nachlaufpassage auch die Möglichkeit, die zeitliche Entwicklung dieser deterministischen Strukturen zu verfolgen, indem man einfach den ersten POD-Modus für verschiedene Phasen betrachtet. In Bezug auf **Abbildung 10** verlässt der Nachlauf den Messbereich bei $t/T = 0,00$ und der im Uhrzeigersinn rotierende Q2-Wirbel, der an der hinteren Grenze des Nachlaufs anhaftet, ist in dem von der rechten Seite Sein Durchgang verursacht eine starke Verzögerung in der Grenzschichtregion, die für die turbulente kinetische Energieproduktion verantwortlich ist (gelb-rote Kontur im Diagramm). Anschließend bei

Bei $t/T = 0,33$ hat die Nachlaufströmung den Rotorblattdurchgang vollständig verlassen (nur der letzte Teil der induzierten Verzögerung ist rechts sichtbar), während die neue Nachlaufströmung auf der linken Seite des Bereichs eintritt. Die linke Kamera zeigt deutlich den negativen Strahl und den gegen den Uhrzeigersinn rotierenden Q1-Wirbel. Bei $t/T = 0,67$ verläuft die Nachlaufströmung in der Lücke zwischen den beiden Kameras und sowohl der Q1- als auch der Q2-Wirbel sind auf der rechten Seite sichtbar. Die Grenzschicht ist nun einer durch den Q1-Wirbel verursachten Beschleunigung ausgesetzt. Der 3. POD-Modus bei $t/T = 0,00$ zeigt Strukturen, die sich innerhalb der Grenzschicht im hinteren Teil der Saugseite durch den Durchgang des Q2-Wirbels bilden. Bereiche mit intensiver turbulenter kinetischer Energieproduktion können durch gelb-rote Bereiche identifiziert werden, in denen die Größe der Vektoren höher ist. Auf der anderen Seite zeigt der 2. POD-Modus bei $t/T = 0,67$, der sich auf Grenzschichtstrukturen kurz vor dem Eintreffen des Nachlaufs bezieht, eine begrenzte turbulente kinetische Energieproduktion, was darauf hindeutet, dass die Verlustproduktion erst nach dem Durchgang der Nachlaufmittellinie zunimmt.

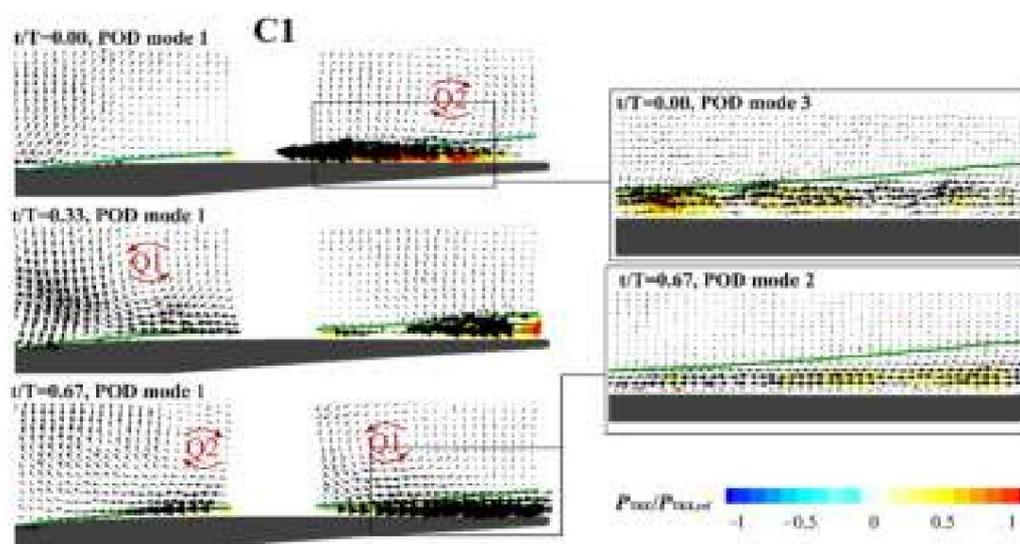


Abbildung 10. Beispielhafte POD-Modi in verschiedenen Phasen für den C1-Strömungsfall ($\dot{\gamma} = 1,2$, $\dot{\gamma} = 0,6\dot{\gamma}$). Konturdiagramme zeigen die turbulente kinetische Energieproduktion pro Modus).

Abbildung 11 zeigt analoge POD-Modi für den C2-Fall. Bezüglich der vorherigen Bedingung kann beobachtet werden, dass das Nachlaufelement bei $t/T = 0,00$ eintritt und das Blatt bei $t/T = 0,33$ verlässt, während bei $t/T = 0,67$ die Strömung aufgrund der niedrigeren reduzierten Frequenz, die diesen Fall kennzeichnet, völlig ungestört ist. Der negative Strahl und die zugehörigen Wirbel erscheinen größer, aber die induzierten Schwankungen sind von geringerer Größenordnung. Außerdem wird in diesem Fall die turbulente kinetische Energie hauptsächlich in der Verzögerungsregion erzeugt, die unmittelbar nach dem Durchlauf des Nachlaufelements induziert wird, wie bei $t/T = 0,33$ sichtbar ist, wenn man sowohl den 1. Modus (rechte Kamera) als auch den 3. Modus betrachtet (Detail im hinteren Teil der Saugseite). Der 3. Modus bei $t/T = 0,00$ zeigt eine begrenzte turbulente kinetische Energieproduktion, wenn die Grenzschicht ungestört ist, was erneut bestätigt, dass die Verlustproduktion unmittelbar nach dem Durchgang des negativen Strahls verstärkt wird. Nur aufgrund der Anwesenheit großer ungestörter Bereiche (siehe z. B. $t/T = 0,67$) ist die gesamte turbulente kinetische Energieproduktion geringer als im vorherigen Fall.

Der Einfluss des Strömungskoeffizienten auf die von POD erfassten Strukturen kann durch Vergleich von Abbildung 12 (Fall C3) mit Abbildung 10 (Fall C1) erörtert werden. Ein Vergleich des ersten Modus bei $t/T = 0,00$ für den Fall C3 und des ersten Modus bei $t/T = 0,33$ für den Fall C1 macht deutlich, dass das Nachlaufwasser bei niedrigem Strömungskoeffizienten mit einer stärker tangentialen Neigung eintritt. Betrachtet man $t/T = 0,33$ für den Fall C3 und $t/T = 0,67$ für den Fall C1, wenn der Nachlauf in der Lücke zwischen den beiden Kameras verläuft, kann man auch feststellen, dass die Wirbel Q1 und Q2 bei niedrigem Strömungskoeffizienten in Abflussrichtung gestreckt sind. Anschließend, bei $t/T = 0,67$, interagiert der Nachlauf mit dem hinteren Teil der Saugseite, während de

erscheint auf der linken Seite. Daher ist die Nachlaufbewegung im Vergleich zum Fall C1 infolge der unterschiedlichen Nachlaufbahn in Bezug auf den Strömungskoeffizienten phasenverschoben, während die Frequenz des ankommenden Nachlaufs dieselbe ist. Der 3. Modus bei $t/T = 0,67$ erfasst erneut die in der Grenzschicht induzierte Verzögerung, die für die Produktion hoher turbulenter kinetischer Energie verantwortlich ist, wie in den vorherigen Fällen. Interessanterweise zeigt der 2. Modus bei $t/T = 0,67$ auch eine nicht zu vernachlässigende Menge an turbulenter kinetischer Energie, die im Sie tritt an der Vorderkante des Nachlaufs auf, wo der Unterdruckstrahl feinere Fluktuationen in die Grenzschicht trägt, wie Berrino et al. [16] beobachtet haben, die gerade in dieser Region eine hohe Turbulenzintensität gemessen haben.

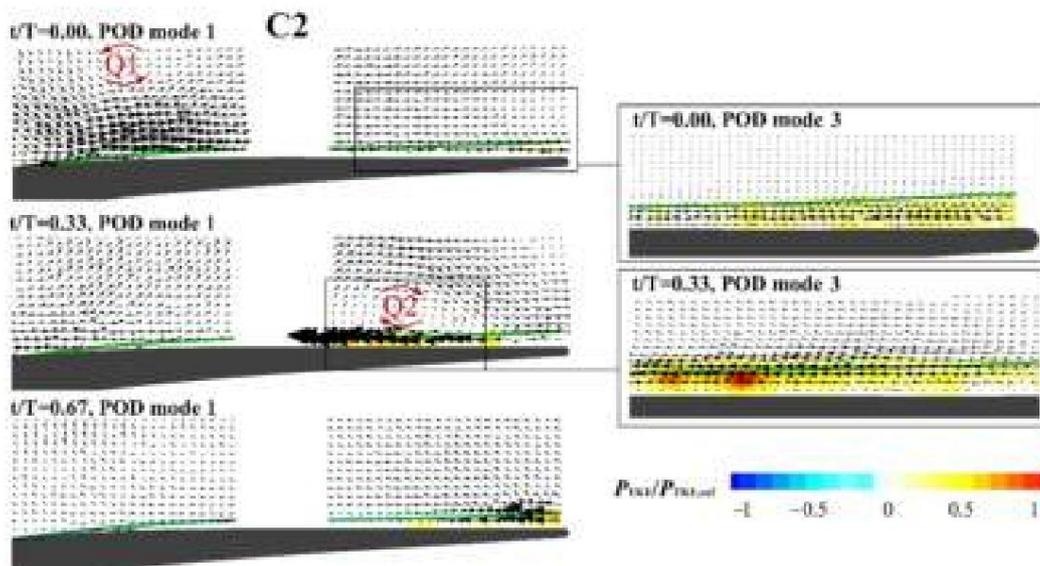


Abbildung 11. Beispielhafte POD-Modi in verschiedenen Phasen für den C2-Fluidfall ($\alpha = 0,6$, $\beta = 0,6$). Konturdiagramme zeigen die turbulente kinetische Energieproduktion pro Modus.

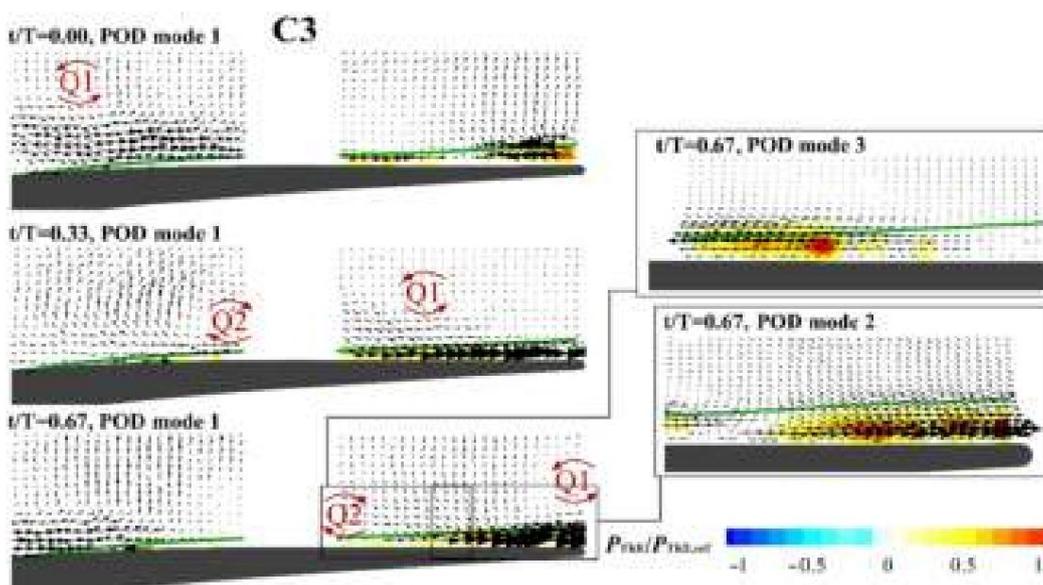


Abbildung 12. Beispielhafte POD-Modi in verschiedenen Phasen für den C3-Fluidfall ($\alpha = 1,2$, $\beta = 0,3$). Konturdiagramme zeigen die turbulente kinetische Energieproduktion pro Modus.

Der C4-Flussfall, der durch eine hohe reduzierte Frequenz und einen niedrigen Strömungskoeffizienten gekennzeichnet ist, wird in Abbildung 13 dargestellt. Der erste POD-Modus stellt gleichzeitig zwei unterschiedliche negative Jet-ähnliche Bewegungen dar, die mit zwei aufeinanderfolgenden Nachläufen zusammenhängen. Bei $t/T = 0,00$ sind

zentriert in den beiden Kameras. Die Wirbel Q1 und Q2 erscheinen deutlich kleiner und verzerrter als in den vorherigen Fällen, wahrscheinlich aufgrund der starken Wechselwirkung mit dem vorherigen/nachfolgenden Nachlauf. In jeder Phase in der Grenzschicht wird turbulente kinetische Energie erzeugt. Der 3. Modus bei $t/T = 0,33$ weist eine sehr hohe turbulente kinetische Energieerzeugung an der Blatthinterkante auf, als Folge der Q2-Wirbeleffekte. Der 3. Modus bei $t/T = 0,67$ zeigt einen Beschleunigungsbereich über dem Verzögerungsbereich, was wiederum zu einer hohen turbulenten kinetischen Energieerzeugung führt.

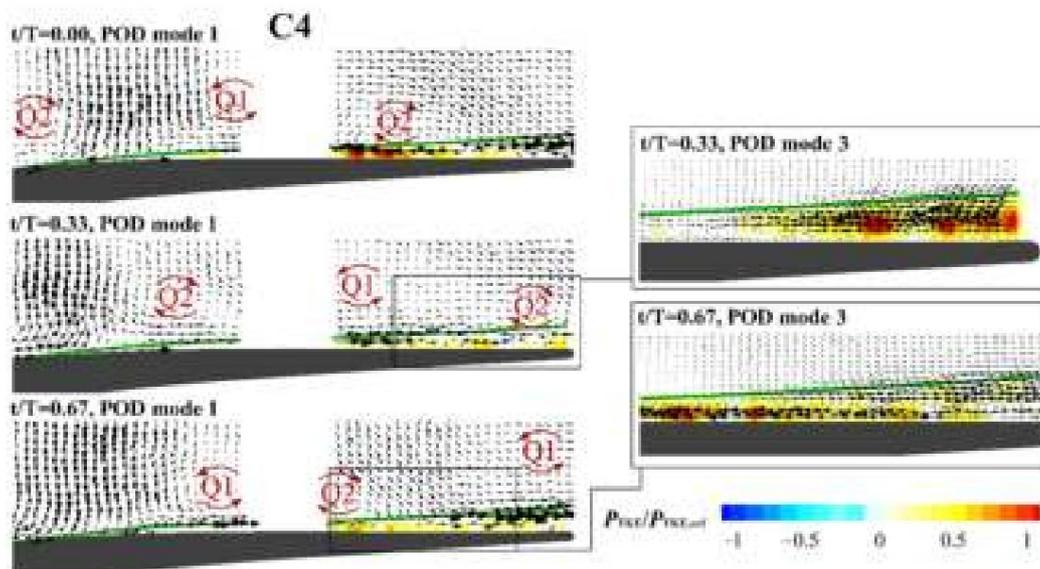


Abbildung 13. Beispielhafte POD-Modi in verschiedenen Phasen für den C4-Konturdiagramm ($x = 2,4, \dot{y} = 0,3$). Konturdiagramme zeigen die Fluidfall (f turbulente kinetische Energieproduktion pro Modus).

Die Untersuchung der POD-Modi hat gezeigt, dass turbulente kinetische Energie hauptsächlich während des Durchgangs der großflächigen Wirbel im diffusiven Teil der Grenzschicht entsteht. Insbesondere die durch den Q2-Wirbel verursachten Verzögerungen stehen in Zusammenhang mit hoher Verlustproduktion. Andererseits nimmt die Verlustproduktion in den ungestörten Bereichen vor dem Eintreffen des nächsten Nachlaufs ab. Die Verlustdifferenzierung zwischen den Strömungsfällen wird daher hauptsächlich durch die reduzierte Frequenz bedingt. Bei niedriger reduzierter Frequenz verursachen die großen Bereiche ungestörter Strömung eine geringere Verlustproduktion, während bei hoher reduzierter Frequenz die kontinuierliche Wirkung aufeinanderfolgender Wirbel zu höheren Verlusten führt. Andererseits ist die Auswirkung des Strömungskoeffizienten auf die Gesamtverluste schwer zu isolieren. Tatsächlich ist die Produktion turbulenter kinetischer Energie in den Fällen C1 und C3 trotz der unterschiedlichen Nachlauftrajektorien und der unterschiedlichen Form der Wirbel sehr ähnlich.

4. Schlussfolgerungen

Eine detaillierte Analyse des Wechselwirkungsprozesses zwischen Nachlauf und Grenzschicht wurde mittels PIV-Messungen im hinteren Teil der Saugseite einer hochbeschleunigten LPT-Kaskade durchgeführt. Es wurden vier Strömungsbedingungen mit unterschiedlich reduzierter Frequenz und Durchflusskoeffizienten untersucht. Die Charakterisierung des ankommenden Nachlaufs am Einlass der Kaskade hat unterschiedliche Dynamiken ergeben, die durch die Variation des Durchflusskoeffizienten verursacht werden. Interessanterweise können die Nachläufe in den untersuchten Strömungsbedingungen nicht als Geschwindigkeitsfehler wie in klassischen LPT-Kaskaden identifiziert werden, sondern hauptsächlich als turbulente Intensitätsspitzen. Tatsächlich induzieren der kleine absolute Strömungswinkel und der niedrige Durchflusskoeffizient, die den Betrieb hochbeschleunigter Profile kennzeichnen, eine besondere Dynamik, bei der die Strömung innerhalb des Nachlaufs gleich oder etwas schneller

Die Analyse der Strömungsfelder hat unterschiedliche Verlustproduktion gezeigt, mit höheren Verlusten bei niedrigem Strömungskoeffizienten und hoher reduzierter Frequenz als Folge des schnelleren Übergangsprozesses, der durch ankommende Nachläufe verursacht wird. Verlustvariation zwischen den Strömung

trat hauptsächlich aufgrund der turbulenten kinetischen Energieproduktion auf; daher wurde POD Anwendung zur Untersuchung der wichtigsten Strömungsstrukturen in der Nachlaufgrenzschicht Interaktionsprozess und ihren Beitrag zur Verlustentstehung zu diskutieren. Der erste POD Modus in verschiedenen Phasen hat den deterministischen Teil der Schwankungen beschrieben, einschließlich negativer Strahl und große Wirbel an den Grenzen des Nachlaufs. Reduzierte Frequenz beeinflusst die Dimensionen der Wirbel. Sie sind größer bei niedriger reduzierter Frequenz, während Der Strömungskoeffizient beeinflusst ihre Form und bewirkt eine Dehnung in Ausflussrichtung bei niedrigen Durchflusskoeffizient. Höhere Ordnungsmodi haben stattdessen Schwingungen gezeigt, die innerhalb des Grenzschicht. Die turbulente kinetische Energie wird hauptsächlich durch die Verzögerungen erzeugt unmittelbar nach dem Vorbeiziehen des Nachlaufs induziert, während sie in der ungestörten Strömung abnimmt Regionen zwischen benachbarten Nachläufen. Somit ist die Verlustvariation zwischen den verschiedenen Fällen hauptsächlich aufgrund der reduzierten Frequenz, die die Population von Strukturen während der Nachlaufpassage.

Autorenbeiträge: Konzeptualisierung, DL und DS; Datenkuratierung, EC, AN, DP, MU und PZ; Methodik, DS und DL; Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, EC, AN, DP, MU und PZ; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, EC, AN, DP, MU und PZ; Betreuung, DL und DS Alle Autoren habe die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimme ihr zu.

Finanzierung: AvioAero hat das Rig-Setup ursprünglich gegründet.

Erklärung des Institutional Review Board: Nicht zutreffend.

Einverständniserklärung: Nicht zutreffend.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagung: Die Autoren danken AvioAero für die Finanzierung der Kaskadentests.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass kein Interessenkonflikt besteht. Die Geldgeber waren nicht an der Gestaltung beteiligt. **der Studie; beim Sammeln, Analysieren oder Interpretieren von Daten; beim Verfassen des Manuskripts.** Die Geldgeber haben der Veröffentlichung des Manuskripts zugestimmt.

Abkürzungen

Im Manuskript werden folgende Abkürzungen verwendet:

Re	Reynoldszahl $[c2C/\dot{\gamma}]$
F^+	reduzierte Frequenz $[(u/S)/(c2/C)]$
$\dot{\gamma}$	Durchflusskoeffizient $[c1,ax/u]$
C	absolute Fließgeschwindigkeit
C	Klingenakkord
D_s	Diffusionsfaktor $[(c_{peak} \dot{\gamma} cte)/cte]$
D_s	Diffusionsrate $[DF/(sdec \dot{\gamma} stot)]$
S	Koordinierung entlang der Blattsaugseite
S	Taktabstand
T	Zeit
T	Wachphase
Di	Turbulenzintensität
S_{ie}	Balkengeschwindigkeit
VR	Geschwindigkeitsverhältnis $[\cos(\dot{\gamma}1)/\cos(\dot{\gamma}2)]$
m	relative Fließgeschwindigkeit
$\dot{\gamma}$	Kaskadenwinkel
$\dot{\gamma}$	Dichte
$\dot{\gamma}$	kinematische Viskosität
Indizes	
Axt	Kaskadenaxialrichtung
ref	Referenzwert
te	Hinterkante
1,2	Ein-/Auslaufstrecke der Kaskade

Verweise

1. Wu, X.; Durbin, PA Nachweis von Längswirbeln, die aus verzerrten Wirbelschleppen in einem Turbinendurchgang entstanden sind. *J. Fluid Mech.* **2001**, *446*, 199–228. [\[CrossRef\]](#)
2. Michelassi, V.; Chen, L.-W.; Pichler, R.; Sandberg, RD Kompressible Direkte Numerische Simulation von Niederdruckturbinen—Teil II: Einfluss von Zuflussstörungen. *J. Turbomach.* **2015**, *137*, 071005. [\[CrossRef\]](#)
3. Stieger, RD; Hodson, HP Die instationäre Entwicklung eines turbulenten Nachlaufs durch einen nachgeschalteten Niederdruckturbinenschaufelkanal. *J. Turbomach.* **2005**, *127*, 388–394. [\[CrossRef\]](#)
4. Gompertz, KA; Bons, JP Kombinierte instationäre Nachläufe und aktive Strömungskontrolle an einem Niederdruckturbinenprofil. *J. Propuls. Power* **2011**, *27*, 990–1000. [\[CrossRef\]](#)
5. Stieger, RD; Hodson, HP Der Übergangsmechanismus hochbelasteter Niederdruckturbinenschaufeln. *J. Turbomach.* **2004**, *126*, 536–543. [\[CrossRef\]](#)
6. Lengani, D.; Simoni, D.; Pichler, R.; Sandberg, RD; Michelassi, V.; Bertini, F. Zur Identifizierung und Zerlegung der instationären Verluste in einer Turbinenkaskade. *J. Turbomach.* **2019**, *141*, 031005. [\[CrossRef\]](#)
7. Michelassi, V.; Chen, L.; Pichler, R.; Sandberg, R.; Bhaskaran, R. Hochpräzise Simulationen von Niederdruckturbinen: Einfluss des Durchflusskoeffizienten und der reduzierten Frequenz auf die Verluste. *J. Turbomach.* **2016**, *138*, 111006. [\[CrossRef\]](#)
8. Lengani, D.; Simoni, D.; Pichler, R.; Sandberg, R.; Michelassi, V.; Bertini, F. Identifizierung und Quantifizierung von Verlusten in einem LPT Kaskade durch POD angewendet auf LES-Daten. *Int. J. Heat Fluid Flow* **2018**, *70*, 28–40. [\[CrossRef\]](#)
9. Funazaki, K.-I.; Murakami, D.; Okamura, Y. Parametrische Studien zur aerodynamischen Leistung verschiedener Arten von LP-Turbinenprofilen für Flugtriebwerke unter dem Einfluss periodischer Nachläufe und freier Strömungsturbulenzen. In *Proceedings der ASME Turbo Expo 2019: Technische Konferenz und Ausstellung für Turbomaschinen, Phoenix, AZ, USA, 17.–21. Juni 2019*.
10. Denton, JD Verlustmechanismen in Turbomaschinen. *J. Turbomach.* **1993**, *115*, 621–656. [\[CrossRef\]](#)
11. Lacarelle, A.; Faustmann, T.; Greenblatt, D.; Paschereit, CO; Lehmann, O.; Luchtenburg, DM; Noack, BR Räumlich-zeitliche Charakterisierung eines konischen Wirbelströmungsfeldes unter starker Beanspruchung. *J. Eng. Gas Turbines Power* **2009**, *131*, 031504. [\[CrossRef\]](#)
12. Praisner, TJ; Clark, JP; Nash, TC; Rice, MJ; Grover, EA Leistungseinbußen durch Nachlaufmischung in Axial-Turbomaschinen chinery. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2006, Barcelona, Spanien, 11. Mai 2006; Seiten 1821–1830*.
13. Lengani, D.; Simoni, D.; Nilberto, A.; Ubaldi, M.; Zunino, P.; Bertini, F. Synchronisation von Multi-Plane-Messdaten durch Mittels POD: Anwendung auf instationäre Grenzschichtübergänge. *Exp. Fluids* **2018**, *59*, 184. [\[CrossRef\]](#)
14. Legrand, M.; Nogueira, JI; Lecuona, A. Zeitliche Rekonstruktion von Strömungen aus nicht zeitaufgelösten Daten Teil I: Mathematische mentalis. *Exp. Fluids* **2011**, *51*, 1047–1055. [\[CrossRef\]](#)
15. Legrand, M.; Nogueira, JI; Tachibana, S.; Lecuona, A.; Nauri, S. Zeitliche Rekonstruktion des Durchflusses aus nicht zeitaufgelösten Daten, Teil II: Praktische Umsetzung, Validierung der Methodik und Anwendungen. *Exp. Fluids* **2011**, *51*, 861–870. [\[CrossRef\]](#)
16. Berrino, M.; Lengani, D.; Simoni, D.; Ubaldi, M.; Zunino, P. POD-Analyse der instationären Wechselwirkung zwischen Nachlauf- und Grenzschicht in einem LPT-Schaufelgitter. In *Proceedings der 11. Europäischen Konferenz für Turbomaschinen, Fluidodynamik und Thermodynamik, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015*.

Artikel

Strömung und Ansaugung in einer Turbinenscheibenhöhle unter Rotationsdominierte Bedingungen

Anna Bru Revert ^{1,*}, Paul F. Beard ² und John W. Chew ³

¹ Rolls-Royce plc, PO Box 3, Bristol BS34 7QE,

² Großbritannien Oxford Thermofluids Institute, University of Oxford, Oxford OX2 0ES, Großbritannien; paul.beard@eng.ox.ac.uk

³ Thermo-Fluid-Systeme UTC, University of Surrey, Guildford GU2 7XH, UK; j.chew@surrey.ac.uk * Korrespondenz: anna.brurevert@rolls-royce.com

Zusammenfassung: In der Oxford Rotor Facility wurde eine Untersuchung der Heißgasansaugung durchgeführt, die durch den Scheibenpumpeffekt in einer Schachtdichtung verursacht wird. Messungen des mittleren Drucks, des instationären Drucks und der Gaskonzentration wurden unter verschiedenen Betriebsbedingungen aufgezeichnet und analysiert. Die Empfindlichkeit des mittleren Hohlraumdruckkoeffizienten, der Frequenzspektren der instationären Drücke und der Dichtungswirksamkeit gegenüber sich ändernden Bedingungen von Spülströmung, Ringströmung, Rotorscheibendrehzahl und Dichtungsspalt wurde untersucht. Die konstanten Drücke zeigten die Entwicklung von zwei Wirbeln im Hohlraum, die durch die scharfe Änderung der Geometrie der Statorwand verursacht wurden. Die erhöhte Scherung an der Schnittstelle zwischen diesen beiden Wirbeln verstärkte die instationäre Aktivität an dieser Stelle. Die Hinzufügung der Hauptströmung verbesserte die Dichtungsfähigkeit der Schachtdichtung unter bestimmten Betriebsbedingungen. Die Anregung weiterer Frequenzen bei Einführung einer achsensymmetrischen Rin

Schlüsselwörter: Felgendichtung; Ansaugung; Scheibenpumpeffekt; Turbine; Dichtungsleistung; instabil



Zitat: Bru Revert, A.; Beard, PF; Chew, JW

Strömung und Aufnahme in einer Turbinenscheibenhöhle unter rotationsdominierten Bedingungen.

Int. J. Turbomach. Propuls. Power 2021, 6, 29.
<https://doi.org/10.3390/ijtp6030029>

Wissenschaftlicher Herausgeber: Emil Göttlich

Empfangen: 18. Mai 2021

Akzeptiert: 13. Juli 2021

Veröffentlicht: 20. Juli 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeiten.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel vertrieben unter den Bedingungen und Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

(<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Jahrzehntelange Forschung zum Thema Heißgasansaugung deutet darauf hin, dass Scheibenpumpen, Druckasymmetrien im Ringraum und neuerdings auch Strömungsinstabilitäten in der Randdichtung die Hauptursachen für die Heißgasansaugung sind. Diese drei Mechanismen sind in A Das Eindringen von Hochtemperaturströmung aus dem Hauptgaspfad ist unerwünscht. Rotorscheiben sind nicht thermisch isoliert und das Ansaugen von heißem Gas aus dem Hauptstrom kann die mechanische Integrität dieser stark beanspruchten Komponenten erheblich beschädigen und ihre Lebensdauer verkürzen. Um dies zu verhindern, wird kühle Luft zwischen die Stator- und Rotorscheiben eingeblasen, um den Hohlraum zu spülen und unter Druck zu setzen. Dies geht jedoch zu Lasten der Motoreffizienz. Das inhärent verschlungene Strömungsfeld im Turbinenrandbereich schafft eine komplexe Umgebung, in der ein grundlegendes Verständnis der grundlegenden Strömungsphysik von größter Bedeutung ist, um die synergetische Wirkung jedes der oben genannten Mechanismen zu verstehen. Diese Untersuchung konzentriert sich auf die Leistung einer Rinnenranddichtung ohne Laufschaufeln und Leitschaufeln im Ringraum, sodass die Ansaugung voraussichtlich durch die Rotationseffekte angetrieben wird. Bru Revert et al. [1] haben gezeigt, dass dieses Szenario für Hochdruckturbinen bei niedrigen Durchflusskoeffizienten relevant ist.

Der Abstand zwischen dem Statorring und der Rotorscheibe ist ausreichend, um die Ausbildung separater Grenzschichten und turbulenter Strömung im Hohlraum zu ermöglichen, wie Daily und Nece [2] festgestellt haben. Scherkräfte übertragen den Drehimpuls von der rotierenden Scheibe auf das angrenzende Fluid und die Zentrifugalkraft treibt die Strömung dann radial nach Der im inneren Bereich des Hohlraums eingeführte Spülstrom speist die Grenzschicht auf der Rotorscheibe. Im Hohlraumvolumen entwickelt sich ein Kern aus rotierender, reibungsfreier Strömung, der einen Druckgradienten induziert, der zu niedrigeren Drücken im Hohlraum als im Ringraum führt. Die Strömungsstruktur im Hohlraumvolumen wird durch den Ein- und Austritt der Strömung durch die Randdichtung beeinflusst. Um einen Überschuss des Austritts gegenüber der bereitgestellten Spülstromrate auszu

Hauptströmung aus der Außenumgebung kann durch die Randdichtung in den Hohlraum gesaugt werden. Nach der Vermischung mit der Spülströmung im äußeren Teil des Hohlraums nimmt die eintretende Strömung die Grenzschicht auf der Statorscheibe mit und bewegt sich radial nach innen. Die gemischte Strömung in der Statorgrenzschicht bewegt sich axial über den nichtviskosen Kern und gelangt in die Rotorgrenzschicht.

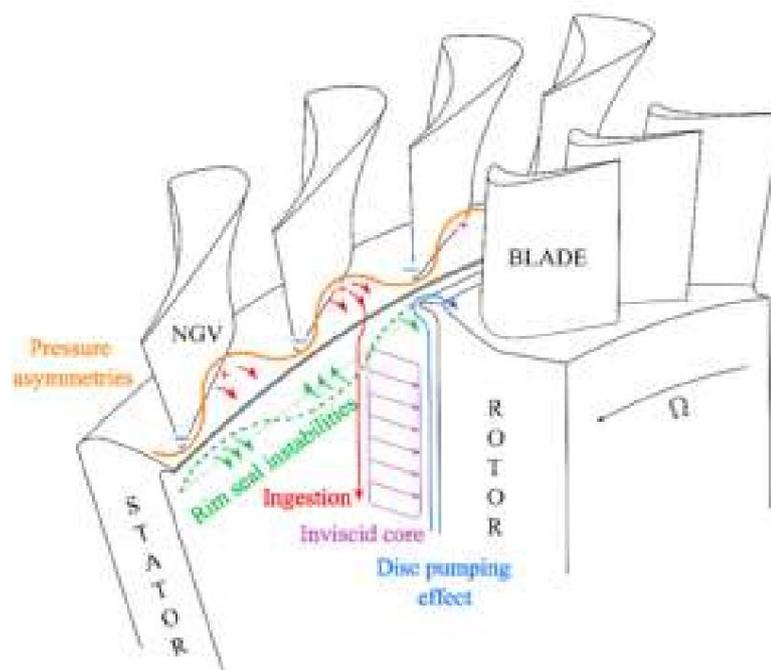


Abbildung 1. Antriebsmechanismen für die Aufnahme heißer Gase.

In ersten Untersuchungen des Scheibenpumpeneffekts, etwa von Bayley und Owen [3], wurden empirische Korrelationen abgeleitet, um die Mindestmenge an Spülstrom zu quantifizieren, die notwendig ist, um den Hohlraum vollständig abzudichten. Mit der Einführung der Tracergasmethode zur Untersuchung der Heißgasansaugung wurden experimentelle Daten zur Quantifizierung der Dichtungswirksamkeit verfügbar. Es wurden mehrere geometrische Anordnungen von Felgendichtungen untersucht und es zeigte sich, dass die Radialdichtung leistungsfähiger war als die Axialdichtung. Chew [4] entwickelte ein Blendenmodell zur Schätzung der Dichtungswirksamkeit bei dominierendem Scheibenpumpeneffekt. Chews Korrelation ließ sich an verschiedene Dichtungsgeometrien anpassen, indem die empirische Konstante k angepasst wurde, die die Fähigkeit jedes Felgendichtungsdesigns zur Verhinderung der Ansaugung angibt. Das Modell wird in Gleichung (1) detailliert dargestellt, wobei U_m die mittlere Strömungsgeschwindigkeit durch die Felgendichtung, $\dot{\gamma}$ die Winkelgeschwindigkeit und b der Rotorscheibenradius ist.

$$\frac{m_{\text{sp}}}{m_{\text{min}}} = \frac{0,8 + 0,02428 \dot{\gamma}^{0,8} + 0,02428 k}{0,8 + 0,02428 \dot{\gamma}^{0,8} + 0,02428 k} \left(\frac{U_m}{U_{m,\text{min}}} \right)^{1,1} \quad \text{für } 0 < U_m \leq U_{m,\text{min}} \quad (1)$$

Weitere Studien simulierten motornahere Szenarien mit Druckasymmetrien im Hauptgasweg und zeigten, dass die Aufnahme der Ringströmung im Bereich der Randdichtung durch Rotation oder Druckasymmetrien dominiert werden könnte, z. B. Phadke und Owen [5]. Später ermöglichten Fortschritte bei Rechenmethoden und Messtechniken Cao et al. [6], großflächige instationäre Strömungsmerkmale im Hohlraum der Randdichtung numerisch und experimentell zu identifizieren, die auch den Eintritt von Heißgas dominieren könnten. Weitere Einzelheiten zu früheren Arbeiten finden sich in den ausführlichen Übersichten von Scobie et al. [7] und Chew et al. [8].

Die Ergebnisse einer Untersuchung des Scheibenpumpeneffekts in einer Turbinenscheibenhöhle mit einer Rutschranddichtungsanordnung werden in diesem Artikel vorgestellt und erweitern die Vorstudie von Bru Revert et al. [9]. Die Wirkung von Ringraumdruckasymmetrien, die durch die Anwesenheit von NGVs im Gasweg entstehen, wird von Bru Revert et al. [1] mit den Ergebnissen dieser St

Die Dichtleistung wird anhand von Druckmessungen und Dichtwirkungswerten beurteilt, die aus Messungen der Gaskonzentration ohne externe Strömung und mit axialer, achsensymmetrischer Ringströmung abgeleitet werden. Die Empfindlichkeit dieser Variablen gegenüber Änderungen der Spülströmung, Ringströmung, Rotorscheibendrehzahl und Dichtungsspaltweite wird diskutiert.

Zunächst wird die experimentelle Konfiguration der Oxford Rotor Facility kurz beschrieben. Anschließend erfolgt eine Diskussion der Hohlraumströmung auf der Grundlage von Messungen konstanten Drucks. Anschließend werden die Empfindlichkeiten der Dichtungswirksamkeit und des Hohlraumdruckkoeffizienten gegenüber Rotorscheibendrehzahl, Spülstrom, Hauptstrom und Dichtungsspalt unter verschiedenen Testbedingungen gründlich analysiert. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse der Studie finden Sie im Schlussabschnitt.

2. Experimenteller Aufbau

Die Oxford Rotor Facility (ORF) wurde zur Untersuchung von Randdichtungsströmungen modifiziert und eine ausführliche Beschreibung der Modifikationen an der Anlage wurde von Bru Revert et al. [1] Zur Untersuchung der rein rotationsbedingten Ansaugung wurden die Erdgasfahrzeuge und Rotorblätter nicht in den Arbeitsabschnitt einbezogen und damit die Druckasymmetrien im Ringraum beseitigt. Stattdessen wurden Blindrotor- und -statorscheiben in die Anlage eingebaut (siehe Abbildung 2).

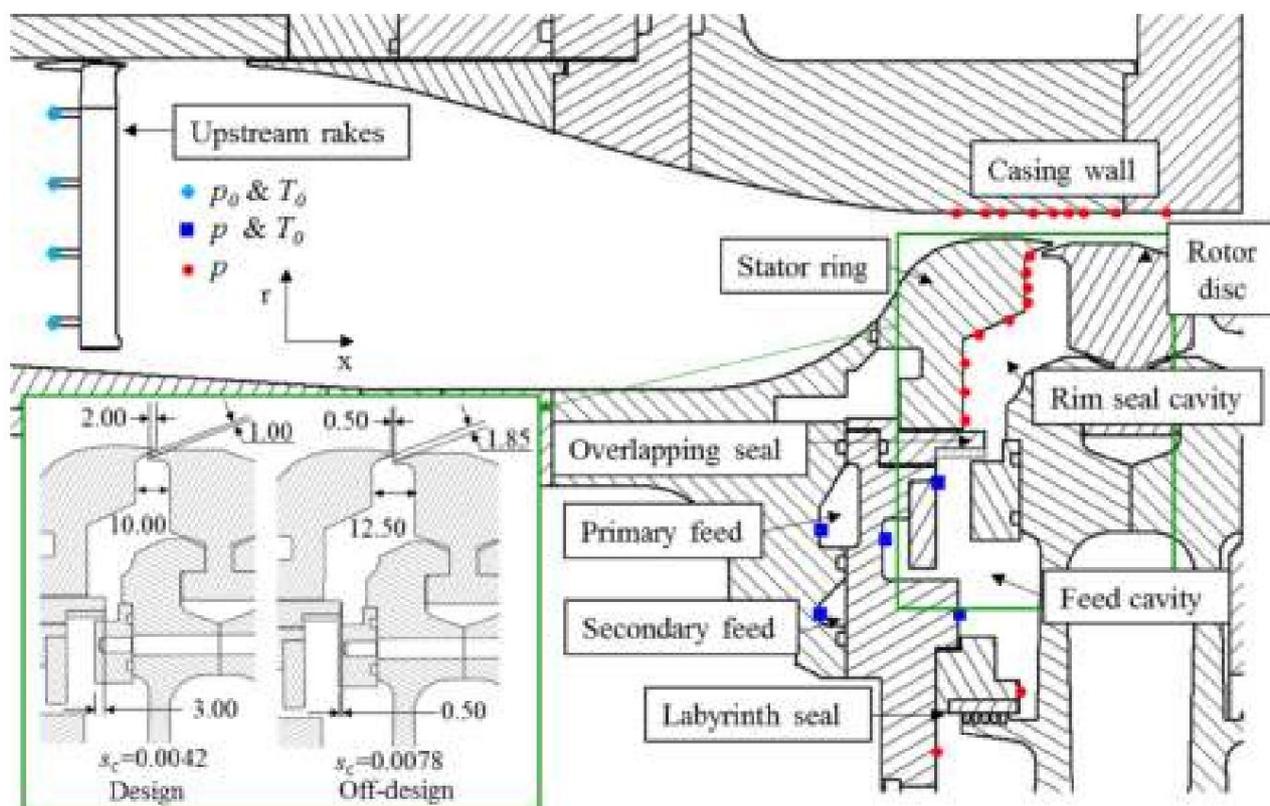


Abbildung 2. Längsschnitt der Anlage mit Instrumentierung.

Es wurde ein nominaler Randspalt von 1 mm untersucht. Dieser wurde zwischen den Stator- und Rotoroberflächen im abgewinkelten Bereich der Schachtranddichtung gemessen, was einer Überlappung von 2 mm in axialer Richtung entsprach. Ein vergrößerter Dichtungsspalt von 1,85 mm wurde ebenfalls untersucht, was einen nicht konstruktionsgemäßen Motorzustand darstellt, bei dem es zu einer axialen Verschiebung der Turbine nach hinten kommen kann. Die Spaltvergrößerung wurde durch Einfügen eines Distanzrings zwischen Welle und Rotorscheibe erreicht. Durch die Bewegung der Rotorscheibe ging jedoch die Überlappung verloren und wurde durch eine axiale Verschiebung von 0,5 mm ersetzt. Der Spülstrom wurde durch 60 Löcher mit 2,5 mm Durchmesser in der Primärzufuhr mit einer Abschreckfläche zugeführt, um ein Überspritzen zu verhindern. Eine Sekundärzufuhr

Druck- und Temperaturmessungen wurden an strategischen Punkten im Arbeitsbereich durchgeführt, um die Strömungsbedingungen wie in Abbildung 2 angegeben zu überwachen. Temperaturmessungen wurden mit K-Typ-Blankperlen-Thermoelementen mit freiliegenden Spitzen (Unsicherheit $\pm 0,45\%$) durchgeführt. Absolute Drücke wurden mit First Sensor CTE8000-Wandlern (Unsicherheit $\pm 0,1\%$ des Skalenendwerts) erfasst, während die Differenzmessungen im Hohlraum mit First Sensor BTEM5000- Drucksensoren ($\pm 0,2\%$ der Skalenendwert-Unsicherheit) aufgezeichnet wurden. Gesamtdruck- und Gesamttemperaturrechen wurden an vier Umfangspositionen vor dem Arbeitsbereich platziert, um sicherzustellen, dass die Hauptstromströmung, sofern vorhanden, achsensymmetrisch war ($0,2\%$ maximale Abweichung vom Durchschnittsdruck der vier Rechen). Ebenso wurden statischer Druck und Gesamttemperatur im Spülstrom-Zufuhrsystem registriert. Druckmessstellen wurden radial entlang der Statorwand verteilt und wurden verwendet, um statische Drücke aufzuzeichnen und die Tracergaskonzentration im Hohlraum zu messen. Die hier vorgestellten Messungen wurden bei 97° vom oberen Totpunkt im Uhrzeigersinn aufgezeichnet, wenn man von stromabwärts aus blickt. Instationäre Drücke wurden mit Drucksensoren der Serie Kulite™ XCQ-062 erfasst, die in der Statorwand an äquivalenten radialen Stellen platziert sind. Die Daten wurden nach der Erfassung mit einem Butterworth-Tiefpassfilter gefiltert.

Zur Beurteilung der Dichtleistung der Rutschdichtung wurde die Tracergas-Technik eingesetzt. Das Probengas wurde aus dem Hohlraum abgesaugt und über pneumatische Schläuche zur Messzelle eines Gasanalysators geleitet, wie es von Bru Revert et al. [1] ausführlich beschrieben wurde. Der Mehrkanal-Gasanalysator von Signal Group lieferte Messwerte des Fremdgasgehalts (CO_2) im Luftgemisch, aus denen die Dichtwirkung mit Gleichung (2) abgeleitet wurde.

$$\tilde{y} = \frac{c_{\text{stator}} - c_{\text{ann}}}{c_{\text{purge}} - c_{\text{ann}}} \quad (2)$$

Der Einfluss von Spülmassenstrom, Rotorscheibendrehzahl, Randdichtungsspaltgröße und Ringraummassenstrom auf die Ausgabevariablen Hohlraumdruckkoeffizient C_p und Dichtungswirksamkeit \tilde{y} wurde untersucht. Die Testmatrix ist in Tabelle 1 zusammengefasst. Beachten Sie, dass $\text{Re}_{\text{ax}} = 0$ der Abwesenheit einer Ringraumströmung entspricht, obwohl in der Testkampagne zur Dichtungswirksamkeit eine schwache Axialströmung den Gasweg entlüftete, um eine CO_2 -Ansammlung über dem Rand zu vermeiden, die zu falschen Messwerten führen würde. Die axiale Reynoldszahl wurde auf Grundlage der Axialsehne der NGVs berechnet, die in den Gasweg platziert würden, $C_{\text{ax}} = 0,034$ m, und der äquivalente Durchflusskoeffizient bei $\text{Re}_{\tilde{y}} = 3 \times 10^6$ ist $U_{\text{ax}}/(\tilde{y}b) = 0,45$.

Tabelle 1. Experimentelle Testmatrix.

Re_{ax}	C_w	$\text{Re}_{\tilde{y}}$	sc
0	800 bis 9000	$1,5 \times 10^6$	$4,2 \times 10^3$
		$2,1 \times 10^6$	
$2,6 \times 10^5$		$2,7 \times 10^6$	$7,8 \times 10^3$
		3×10^6	

3. Hohlraumströmungsstruktur

Dieser Abschnitt gibt Einblick in die Strömungsstruktur innerhalb des Hohlraums der Felgendichtung, wenn unterliegt dem Scheibenpumpeffekt und dem zugeführten Spülstrom ohne Ringraumströmung.

Die radialen Verteilungen des mittleren Druckkoeffizienten innerhalb des Hohlraums, C_p , sind in Abbildung 3 bei verschiedenen Betriebsbedingungen ohne externe Strömung dargestellt. C_p ist als Maß für die Wirbelstärke im Hohlraum der Randdichtung enthalten, berechnet als Druckdifferenz zum innersten Messpunkt, der in jedem Testfall verfügbar ist, und dimensionslos unter Verwendung des dynamischen Drucks bei der Scheibenrandgeschwindigkeit. Die radiale Verteilung von C_p in Abbildung 3 weist auf die Koexistenz zweier unterschiedlicher Wirbelgeschwindigkeiten im rotierenden Hohlraumkern hin. Linien, die erzwungenen Wirbeln bei mehreren Bruchteilen der Scheibengeschwindigkeit entsprechen (unter der Annahme eines radialen Gleichgewichts), stellen die Wirbelrotation dar und sind zur besseren Visualisierung

eine Zunahme der Wirbelstärke im äußeren Teil des Hohlraums, Folge der abrupten \ddot{y} - Geometrieänderung in der Statorwand. Bei einer festen Rotorscheibendrehzahl reduziert eine Zunahme der Spülung den Druckgradienten im Hohlraum. Bei der niedrigeren Spülflussrate sind die Ergebnisse für zwei verschiedene Rotordrehzahlen nahezu identisch. Wie in Abbildung 3 gezeigt, markiert der Durchflussparameter $\ddot{y}T = Cw/Re\ddot{y}$ $\ddot{y}T = 0,219$ den Punkt, an dem die Spülflussrate dem Scheibenspülfluss entspricht, wenn $Re\ddot{y} =$ nach von Kármáns rotierender $0,8$ variiert unter diesen Bedingungen zwischen 0,01 und 0,006. Ein Wert von freier Scheibe gegeben ist. Bei den niedrigeren $\ddot{y}T$ -Werten scheint der Einfluss des Spülflusses auf den Hohlraumfluss stark abgenommen zu haben. Es wird auch erwartet, dass die Ansaugraten mit $\ddot{y}T$ variieren und die Ergebnisse zeigen, dass die Auswirkungen der Ansaugung auf den mittleren Hohlraumfluss ebenfalls gering sind.

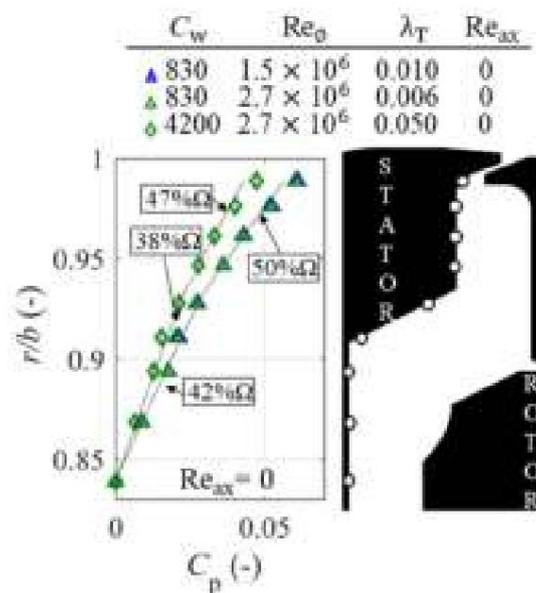


Abbildung 3. Radiale Druckverteilung im Hohlraum.

Die Messungen von Beard et al. [10] belegten das Vorhandensein instationärer Strömungsstrukturen in der achsensymmetrischen Randhohlraumgeometrie des ORF ohne externen Hauptstrom. Die Frequenzspektren zeigten deutliche Spitzen bei $f/\ddot{y} \sim 21$, die großräumigen Strömungsmerkmalen entsprechen, die im Hohlraum mit etwa 80 % der Rotorscheibendrehzahl rotieren. Die Frequenzspektren der schwankenden Komponente des instationären Drucks, die während dieser Testkampagne erfasst wurden, sind in Abbildung 4a zu sehen. Bitte beachten Sie, dass diese dem kompletten Zeitverlauf des Signals entsprechen, einschließlich 50 Rotorumdrehungen im Fall von $Re\ddot{y} = 3 \times 10^6$. Der Umbau der Anlage hatte keine Auswirkungen auf die Frequenz oder Rotationsgeschwindigkeit dieser Strukturen, obwohl eine Verringerung der Gesamtinstabilität registriert wurde. Dies war auf eine stärker achsensymmetrische Geometrie der Vorderseite der Rotorscheibe im Zufuhrhohlraum zurückzuführen.

Darüber hinaus stehen die neuen Ergebnisse im Einklang mit der von Beard et al. [10] berichteten Zunahme der deutlichen Spitzenamplitude bei abnehmendem Radius. Sie spekulierten, dass die gemessene Instabilität ihren Ursprung weiter innen haben könnte, möglicherweise an der überlappenden Dichtung. Im ORF wurden erweiterte Instrumente installiert, die auf beiden Seiten der überlappenden Dichtung eine vernachlässigbare Instabilität registrierten, wie in Abbildung 4b gezeigt. Dies deutet darauf hin, dass die instationären Strömungsmerkmale innerhalb des Hohlraums nicht dort ihren Ursprung hatten. Diese Schlussfolgerung steht im Einklang mit den Erkenntnissen von Gao et al. [11], die zeigten, dass eine Änderung des Radius erforderlich ist, um instationäre Trägheitswellen in Dichtungen zu erzeugen. Interessanterweise tritt die intensivste Spitze in den Frequenzspektren bei $r/b = 0,95$ auf, was mit der Änderung der Steigung von C_p in Abbildung 3 übereinstimmt (beachten Sie, dass bei $r/b = 0,93$ keine instationären Druckmessungen verfügbar waren). Im Zusammenhang mit den Erkenntnissen aus den Abbildungen 3 und 4 geht man davon aus, dass die erhöhte Scherung zwischen den beiden unterschiedlichen Wirbelgeschwindigkeiten, die im mittleren Hohlraumdruckkoeffizienten beobachtet werden, die hö

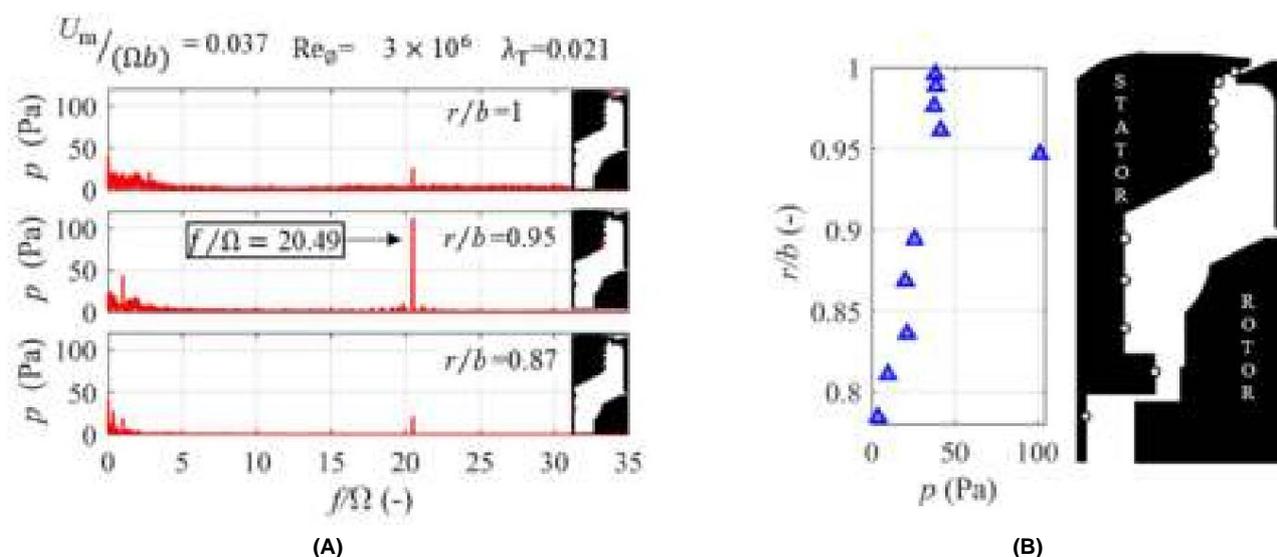


Abbildung 4. (a) Frequenzspektren des Drucksignal-FFT an drei radialen Positionen und (b) Spitzenamplitude des Druck- FFT über der Statorhohlraumwand.

4. Sensitivitätsstudien

Dieser Abschnitt stellt die Auswirkungen der dimensionslosen Griffvariablen C_w , $Re_{\dot{y}}$, Re_{ax} und sc auf die stationären Ausgabevariablen \dot{y} , C_p und die Strömungsunbeständigkeit durch die Frequenzspektren dar.

4.1. Einfluss der Rotorscheibendrehzahl

Bei niedrigen Spülstromraten ($C_w = 830$) zeigt Abbildung 5a links, dass das Scheibenpumpen relativ große Mengen externen Stroms durch die Randdichtung zieht, was zu niedrigen Dichtungswirksamkeitswerten führt. Dies liegt daran, dass die Druckbeaufschlagung des Hohlraums bei keiner der untersuchten Rotorscheibendrehzahlen ausreicht, um den Scheibenpumpeffekt zu überwinden. Abbildung 5a rechts zeigt, wie eine höhere dimensionslose Spülstromrate ($C_w = 7400$) den Gradienten der radialen Druckverteilung verringert. Eine drastische Verbesserung der Dichtungswirksamkeit tritt als direkte Folge des Abfalls des Druckkoeffizienten auf. Ein vollständig abgedichteter Hohlraum wird bei $Re_{\dot{y}} = 1,5 \times 10^6$ erreicht. Bei der höchsten Spülstromzufuhr wird eine größere Empfindlichkeit von C_p und Dichtungsleistung gegenüber der Rotations- Reynolds-Zahl beobachtet. Ein signifikanter Kontrast in \dot{y} zwischen den Ergebnissen bei $Re_{\dot{y}} = 1,5 \times 10^6$ und allen anderen Rotorscheibendrehzahlen ist in Abbildung 5a $Re_{\dot{y}}$ sowohl bei $C_w = 830$ als auch bei $C_w = 7400$ sichtbar, wobei der Unterschied auch im C_p des rechten

Die in Abbildung 5b dargestellten Frequenzspektren zeigen eine Zunahme der Spitzenamplitude proportional zur Winkelgeschwindigkeit der Rotorscheibe, was für alle getesteten Spülmittelzufuhren und Dichtungsspalte typisch ist. Der stärkere Druckgradient im Hohlraum als Folge der Intensivierung des Scheibenpumpeffekts führt zu einem isolierten herausragenden Peak mit höherer Amplitude und Frequenz. Dies bestätigt, dass das Phänomen rotatorisch angetrieben ist und möglicherweise durch die erhöhte Scherung der Hohlraumwirbel bei $r/b = 0,93$ verursacht wird. Bei dimensionsloser Rotorscheibendrehzahl ist jedoch eine leichte Verschiebung hin zu niedrigeren dimensionslosen Spitzenfrequenzen zu beobachten. Bitte beachten Sie, dass die Spitze bei $f/\dot{y} = 1$ der Frequenz der rotierenden Scheibe entspricht und durch eine leichte Exzentrizität der Rotorscheibe verursacht werden könnte.

$Re_{\dot{y}}$

4.2. Wirkung des Spülstroms

Größere Spülstromzufuhr zur Dichtung erhöht den Hohlraumdruck und wirkt dem Pumpen der Scheibe entgegen, wodurch letztlich das Ansaugen verhindert wird. In Abbildung 6 ist eine Zunahme der Dichtwirkung mit der Spülstromrate an allen betrachteten radialen Positionen zu beobachten. Eine Abnahme

Der Unterschied in der Dichtwirksamkeit für den größeren Spalt wird deutlich, wenn man die Daten für die Konstante $U_m/(\dot{y}b) = 0,02$ ($C_w = 850$) vergleicht und die blauen Markierungen in den beiden Diagrammen betrachtet.

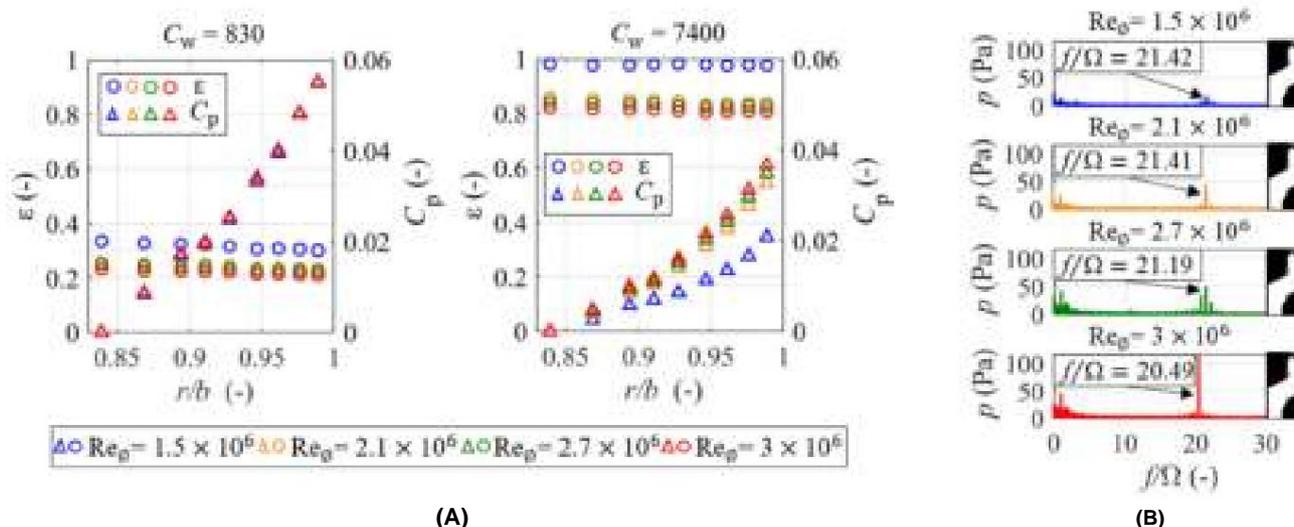


Abbildung 5. (a) Radiale Verteilungen der Dichtungswirksamkeit und des Druckkoeffizienten bei verschiedenen Re_δ für $sc = 0,0078$ und (b) Frequenzspektren bei $r/b = 0,95$ für $C_w = 3500$ und $sc = 0,0042$.

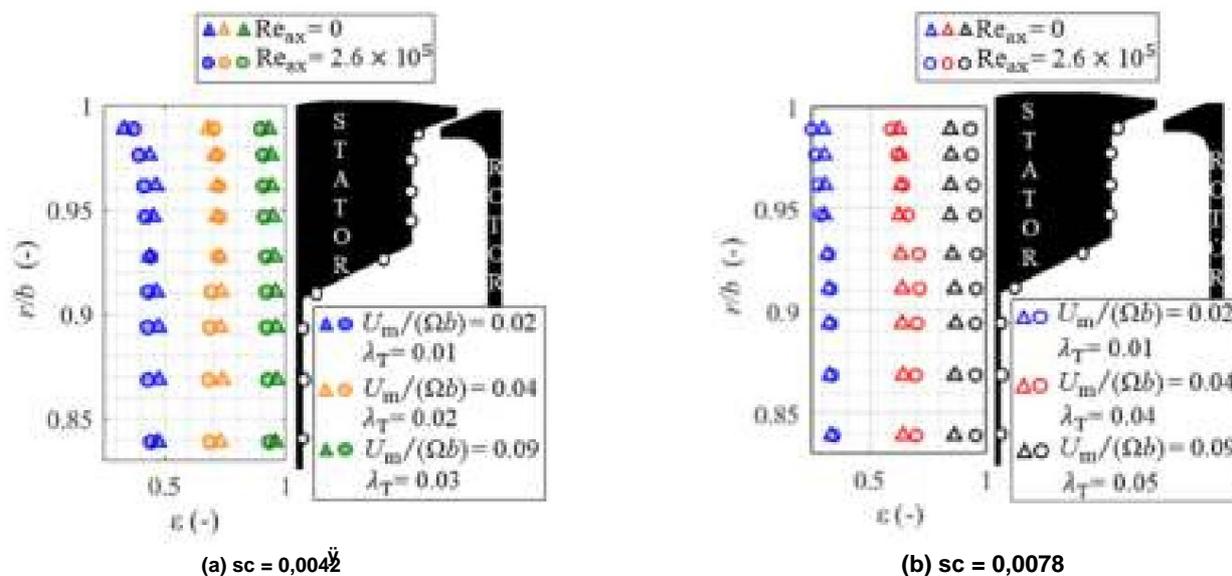


Abbildung 6. Radiale Verteilung der Dichtungswirksamkeit unter verschiedenen Bedingungen der Spülzufuhr und des Ringraumflusses bei $Re_\delta = 1,5 \times 10^6$ für (a) $sc = 0,0042$ und (b) $sc = 0,0078$.

Der radiale Verlauf der Dichtwirkung lässt sich durch die Hohlraumströmungsstruktur erklären. Beim Ansaugen vermischt sich der externe Strom, der den Hohlraum erreicht, mit dem nach außen fließenden Spülstrom im äußeren Teil des Volumens. Der vereinigte Strom verschmilzt dann mit der Statorgrenzschicht und wandert radial nach unten. In Abbildung 6 ist im inneren Teil des Hohlraums eine konstante radiale Verteilung der Dichtungswirksamkeit zu beobachten ($r/b < 0,93$), was darauf hindeutet, dass der Strom entlang der gesamten Statorgrenzschicht vollständig vermischt ist. Im Gegensatz dazu deuten bei höheren Radien ($r/b > 0,93$) radiale Variationen in der Verteilung der Dichtungswirksamkeit auf eine teilweise Vermischung der angesaugten Ringraum- und Hohlraumströme hin. Es ist auch erwähnenswert, dass die geometrische Diskontinuität der Statorwand, die die flachen vertikalen und abgewinkelten Flächen bei $r/b = 0,93$ verbindet, diesen Effekt unter-

Höhere Werte des turbulenten Strömungsparameters γ_T verringern die Wirbelgeschwindigkeit und erzeugen somit niedrigere Druckgradienten über den Hohlraum. Interessanterweise zeigt Abbildung 7b, dass der Druckkoeffizient für $\gamma_T > 0,1$ zu einem asymptotischen Wert tendiert. Wenn der Spülstrom die Scheibenpumpe für $\gamma_T = 0,219$ erfüllt, wie von Childs [12] gezeigt, werden die Rückströmung und die Bildung eines rotierenden Kerns im Hohlraum unterdrückt. Schätzungen der freien Scheibenpumpe unter Berücksichtigung des Effekts eines von Null verschiedenen Innenradius der Scheibe stimmen mit einer Änderung des Strömungsverhaltens bei $\gamma_T = 0,1$ überein, wie in Abbildung 7b dargestellt.

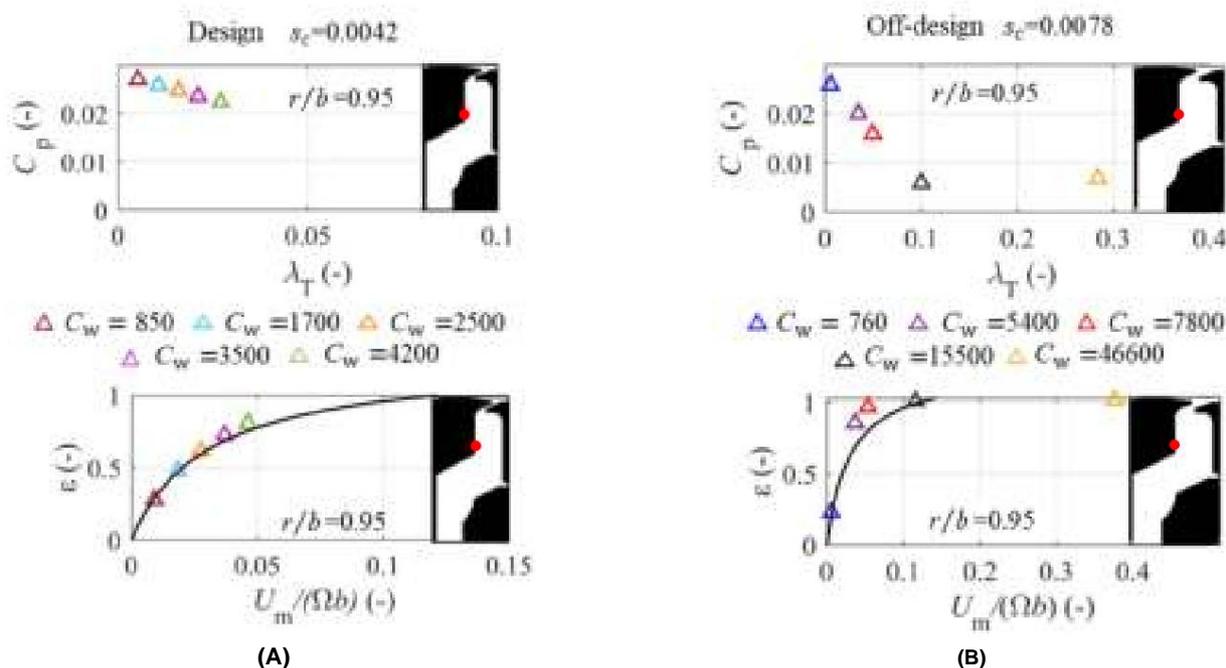


Abbildung 7. Hohlraumdruckkoeffizient und Dichtungswirksamkeit als Funktion λ_T und $U_m/(\gamma b)$ berechnet bei $r/b = 0,95$ für von γ (a) $s_c = 0,0042$ und (b) $s_c = 0,0078$.

4.3. Einfluss des Dichtungsspiels

Abbildung 7a,b zeigt Druckkoeffizient und Dichtungswirksamkeitsergebnisse für die beiden Dichtungsspiele bei $r/b = 0,95$. Die Daten zur Dichtungswirksamkeit stimmen einigermaßen mit der von Chew [4] abgeleiteten und in Gleichung (1) gezeigten Korrelation zwischen Scheibenpumpen überein, obwohl die Daten für das größere Dichtungsspiel im Allgemeinen über der analytischen Vorhersage liegen. Dies deutet auf eine überlegene Dichtungsfähigkeit der offenen Randgeometrie hin, wie in Abbildung 7b gezeigt (bitte beachten Sie den größeren Bereich der Spülströme, die bei Off-Design getestet wurden). Hier wird die empirische Konstante im Modell, k , auf 1 gesetzt, da dies laut Bru Revert et al. [9] am besten zu den experimentellen Daten für eine Rutschdichtung passt. Daher deutet die Untervorhersage für das größere Spiel darauf hin, dass ein etwas niedrigerer Wert von k erforderlich ist, um diese Dichtung darzustellen. Die Vergrößerung der Spaltgröße wurde durch axiales Verschieben der Rotorscheibe nach hinten erreicht, wodurch die Überlappung in der Rutschdichtung verloren ging. Diese Konfigurationsänderung veränderte die Geometrie der Randdichtung intrinsisch zu einer Axialdichtung mit 0,5 mm Spalt. Dies steht im Einklang mit dem Vergleich mit verfügbaren experimentellen Daten einer axialen Randdichtung, die von Bru Revert et al. [1] gemeldet wurde und die Chews Öffnungsmodell mit $k = 0,8$ entsprach.

4.4. Einfluss der Hauptströmung

Die Auswirkung der Ringströmung auf die Dichtleistung der Rutschdichtung wurde unter verschiedenen Bedingungen untersucht und ist in Abbildung 8 zusammengefasst. Die Daten entsprechen $Re_\gamma = 1,5 \times 10^6$ (links) und $Re_\gamma = 2,7 \times 10^6$ (rechts) für die Testfälle ohne und mit axialer Ringströmung. Die dargestellten Ergebnisse wurden am Rand gemessen, $r/b = 0,99$, für

Abstand, $sc = 0,0078$. Die aufgezwungene Ringraumströmung war rein axial mit einer Mach-Zahl von 0,34 (axiale Reynolds-Zahl von $2,6 \times 10^5$ bezogen auf die nominale axiale Sehne des NGV).

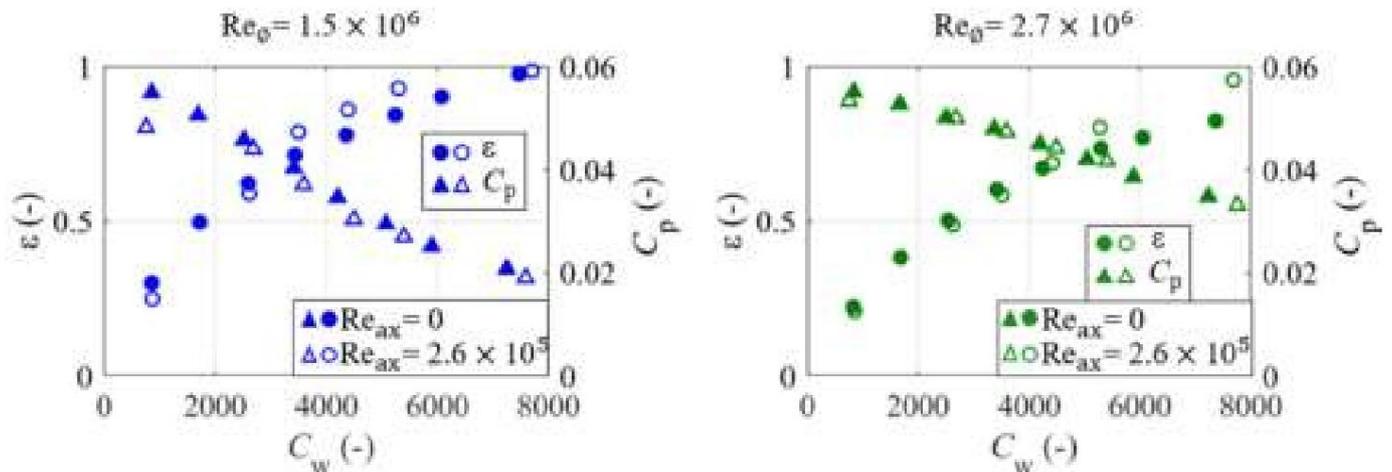


Abbildung 8. Auswirkung der axialen Ringraumströmung auf die Dichtungswirksamkeit und den Hohlraumdruckunterschied als Funktion der Spülzufuhr, gemessen bei $r/b = 0,99$ und $sc = 0,0078$.

Abbildung 8 zeigt, dass die zusätzliche axiale Ringströmung unter bestimmten Umständen die Dichtleistung der Schachtdichtung verbessert. Es gibt einen C_w -Wert, bei dem die Dichtleistung unter axialer Ringströmung der der Konfiguration ohne diese entspricht. Wenn die Spülströmungsrate ab diesem Punkt zunimmt, scheint die Anwesenheit der Hauptströmung eine positive Wirkung auf die Dichtleistung der Schachtdichtung auszuüben. Der Druckkoeffizient reagiert kaum empfindlich auf die Anwesenheit

Die von Phadke und Owen [5] durchgeführte Studie berichtete von einer Verbesserung der Dichtfähigkeit, wenn die äußere Umgebung eine schwache quasi-achsensymmetrische Strömung aufwies. Ab einem bestimmten Schwellenwert ($Re_{ax} \approx 2 \times 10^5$ für $sc = 0,01$) zeigten ihre Daten einen nachteiligen Effekt der äußeren Strömung. Beachten Sie, dass in den verschiedenen Studien unterschiedliche Definitionen der Reynoldszahl gelten können. Diese Ergebnisse stimmen weitgehend mit den im ORF erhaltenen Messungen überein. Bedenken Sie, dass Phadke und Owens Versuchsaufbau Schwierigkeiten hatte, eine achsensymmetrische Hauptströmung zu erreichen, und dass sich die Druckungleichmäßigkeiten im Gaspfad bei höheren Strömungsraten verstärkten.

Die Dichtwirksamkeit ist bei hohen Spüldurchflussraten ($\dot{y} > 0,75$) empfindlich gegenüber den Ringraumströmungsbedingungen. In diesem speziellen Fall scheint eine Spülzufuhr, die $C_p = 0,04$ erfüllt, auszureichen, um den Scheibenpumpeffekt zu überwinden und die Dichtleistung zu verbessern. Der C_w -Wert, bei dem dies geschieht, hängt von der Rotorscheibendrehzahl ab. Bei einer höheren Rotations-Reynolds-Zahl entsteht im Hohlraum ein stärkerer Druckgradient, weshalb höhere Durchflussraten erforderlich sind, um den Hohlraum unter Druck zu setzen und den Scheibenpumpeffekt auszugleichen. In den in Abbildung 8 dargestellten speziellen Fällen sind Werte von $C_w \sim 3000$ und $C_w \sim 5000$ erforderlich, um die Bedingung für die niedrige bzw. hohe Rotations-Reynolds-Zahl zu erfüllen. Diese Verbesserung der Dichtfähigkeit bei externer Strömung könnte eine Folge der Strömungsrückströmung im Randdichtungsbereich aufgrund der Wechselwirkung zwischen Spül- und Ringraumströmung sein. Die von Phadke und Owen angewandte Strömungsvisualisierungstechnik offenbarte eine Ablöseblase am Rand, die den effektiven Abstand zwischen Stator- und Rotorscheiben verringerte und so die Ansaugung einschränkte. Die CFD-Analyse von Savov und Atkins [13] zeigte, dass sich die Spaltrückflusszone verkleinerte und bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten aus dem Randdichtungsdurchgang in den Hauptgasweg geblasen wurde. Im Ringraum würde dann eine turbulente Vermischung der Spül- und Ringraumströmung auftreten und die Ansaugung würde verhindert. Experimentelle Beweise, die diese Hypothese stützen, werden hier geliefert.

Die Wirkung des Dichtungsspalts kann anhand von Abbildung 9a beurteilt werden. Die Spaltgröße scheint einen größeren Einfluss auf die Amplitude der Frequenzspitze zu haben als

Dimensionsfrequenz des Peaks. Dies lässt darauf schließen, dass die Intensität der instationären Druckschwankungen in der axialähnlichen Dichtungsgeometrie abnimmt, die nicht dem Design entspricht. Die von Beard et al. [10] beschriebene Methodik zur Ermittlung der Lappenzahl und Rotationsgeschwindigkeit der instationären Strömungsstrukturen wurde bei dieser Versuchskampagne angewendet, wobei 27 Lappen bei der höchsten Rotationsgeschwindigkeit mit 76 % der Rotorscheibengeschwindigkeit rotierten. Die Ergebnisse dieser Studie stimmen gut mit den zuvor von Beard et al. [10] berichteten überein und zeigen, dass bei höheren Rotorscheibengeschwindigkeiten sowohl die La

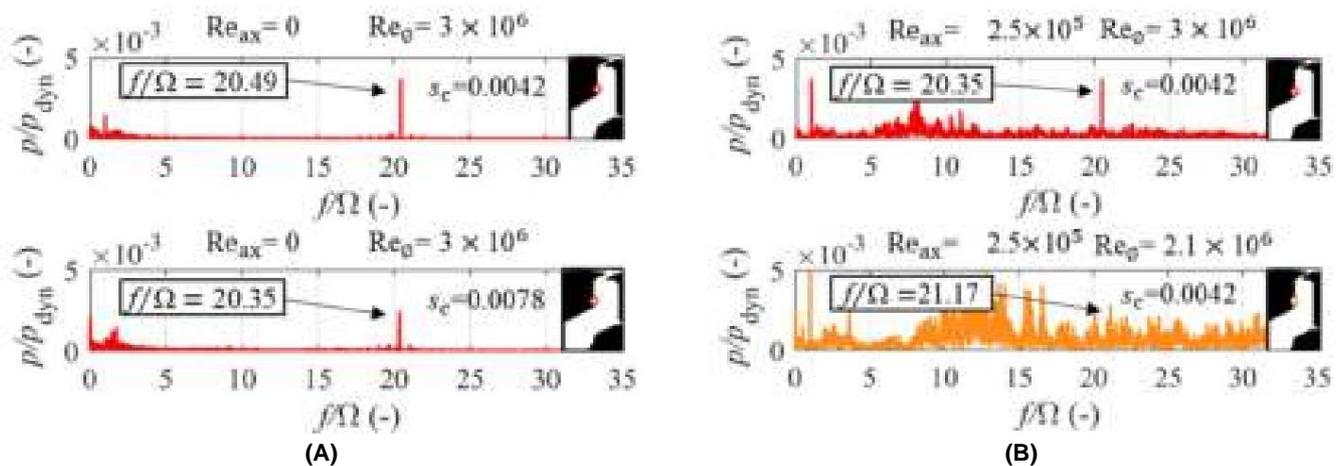


Abbildung 9. Frequenzspektren der instationären Drücke bei $rC = 3500$, $r/b = 0,95$ (a) ohne Ringraumströmung bei konstanter Rotations-Reynolds-Zahl für zwei Dichtungsspalte und (b) mit axialer achsensymmetrischer Ringraumströmung bei konstanter Spaltgröße für zwei Rotations-Reynolds-Zahlen.

Die Frequenzspektren der instationären Drucksignale über die Testmatrix hinweg zeigen, dass die Einführung einer externen Axialströmung keinen starken Einfluss auf die dimensionslose Frequenz des ausgeprägten Peaks hat (obere Diagramme in Abbildung 9a,b). Allerdings wird bei etwa $f/\Omega \approx 8$ eine Zunahme der instationären Aktivität unter einer axialen, achsensymmetrischen Hauptströmung registriert, die auf die komplexe Wechselwirkung und Scherung zwischen dem Ringraum und den Spülströmungen im Randdichtungsbereich zurückgeführt wird. Tatsächlich verringert eine niedrigere Rotations-Reynoldszahl die Intensität des Scheibenpumpeffekts, wie in Abbildung 5b erläutert, was sich wiederum in einem ausgeprägten Peak mit verringerter Amplitude niederschlägt. Unter dem Einfluss der Hauptströmung im Ringraum zeigt das untere Diagramm in Abbildung 9b eine Intensivierung der Breitbandinstationalität und der charakteristische Spike des Scheibenpumpeffekts fällt nicht mehr auf. Interessanterweise tritt die durch die Wechselwirkung des Ringraums und der Spülströmungen verursachte erhöhte Instationalität bei einer konstanten Frequenz auf. Dennoch erweckt die Frequenz-Nichtdimensionierung mit der Rotorscheibendrehzahl die falsche Illusion einer Verschiebung hin zu höherer

5. Schlussfolgerungen

Die Oxford Rotor Facility wurde für die Untersuchung von Randdichtungsströmungen modifiziert. Im Stator-Rotor-Hohlraum wurden umfangreichere Instrumente zur Messung von Druck und Gaskonzentration installiert.

Messungen des stationären Drucks haben das Vorhandensein unterschiedlicher Wirbelstärken in den äußeren und inneren Abschnitten des Hohlraums ergeben, was darauf schließen lässt, dass die Änderung der Geometrie in der Statorwand zwei unterschiedliche, nebeneinander bestehende Wirbel induziert. Die Frequenzspektren der instationären Drucksignale weisen einen maximalen Amplitudenpeak bei $r/b = 0,95$ auf, was nahe an der Änderung der Statorwandgeometrie liegt. Erweiterte radiale instationäre Druckwandler untersuchten den möglichen Ursprung der Anregung weiter innen im Hohlraum bis hinunter zur überlappenden Dichtung und kamen zu dem Schluss, dass dies nicht die Quelle der Instabilität war.

zwei Wirbeln und ist mit rotierenden Strömungsstrukturen im Randdichtungsbereich verbunden, die in früheren experimentellen und rechnerischen Untersuchungen identifiziert wurden.

Es wurde festgestellt, dass die Auswirkung der Rotorscheibengeschwindigkeit von der Spülflussrate abhängig ist: Bei geringer Zufuhr von Sperrfluss scheint ein großer Druckgradient über den Hohlraum unempfindlich gegenüber der Scheibengeschwindigkeit zu sein, während bei hohen Spülflussraten Rotationseffekte festgestellt wurden. Die Frequenzspektren zeigen eine Zunahme der Amplitude des ausgeprägten Frequenzpeaks mit der Winkelgeschwindigkeit der Rotorscheibe, was darauf hindeutet, dass es sich hier um ein rotationsdominiertes Phänomen handelt.

Die Dichtleistung ist bei dem getesteten größeren Dichtungsspalt besser als bei dem kleineren Spalt bei gleichem Wert von $U_m/(y/b)$. Das heißt, dass eine Vergrößerung des Dichtungsspalts eine geringere Erhöhung des Spülstroms erfordert, als eine einfache, proportionale Skalierung vermuten lässt. Die Frequenzspektren der instationären Druckverläufe lassen erkennen, dass eine Vergrößerung des Spaltes einen größeren Einfluss auf die Amplitude der Druckschwankungen der instationären Strömungsstrukturen hat als auf deren Geschwindigkeit.

Die Einführung einer Hauptstrom-Ringraumströmung wirkt sich günstig auf die Dichtfähigkeit der Rinnendichtung unter Bedingungen aus, bei denen die Dichtwirksamkeit größer ist. Unter den beiden untersuchten Bedingungen wurde festgestellt, dass dies bei $C_p \sim 0,04$ auftritt. Die Wechselwirkung zwischen den Spül- und Ringströmungen wurde als Anregung eines Frequenzbandes bei $f/\dot{\gamma} \sim 8$ registriert. Die Breitbandunstetigkeit wird weiter erhöht, wenn der Effekt des Scheibenpumpeffekts bei niedrigeren Rotorscheibengeschwindigkeiten nachlässt, bis der deutliche Peak in den Frequenzspektren nicht mehr hervorsteht.

Die Studie von Bru Revert et al. [1] zeigte, dass rotationsbedingte Ansaugung der dominierende Mechanismus bei niedrigen Durchflusskoeffizienten sein kann, bei denen Druckasymmetrien im Gasweg von Erdgasfahrzeugen herrühren, wie z. B. bei Hochdruckturbinen. Diese Veröffentlichung trägt zu einem besseren Verständnis des Scheibenpumpeffekts und des Strömungsverhaltens im Randdichtungsbereich bei, indem sie eine umfassendere Analyse ermöglicht, die durch drei verschiedene, sich ergänzende

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, Methodik, formale Analyse, Untersuchung, Datenkuratierung, Schreiben – Vorbereitung des Originalentwurfs, ABR; Überwachung und Projektverwaltung, PFB; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, PFB und JWC. Alle Autoren haben die veröffentlichte Version des Manuskripts gelesen und stimmen ihr zu.

Finanzierung: Diese Forschung wurde von Rolls-Royce plc und Innovate UK durch das Stipendium TSB 113076 finanziert.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Danksagungen: Die Autoren möchten Sebastiaan Bottenheim und Peter Smout für ihre Anleitung sowie Gregory King, Sunny Chana und James Carter für die technische Unterstützung danken.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

B	Scheibenradius,	Griechen	
C	m Tracergaskonzentration, %	\bar{y}	Dichtwirkung
Cax	NGV-Achssehne, m Cw	$\bar{y}T$	turbulenter Strömungsparameter = $Cw/Re\bar{y}^{0,8}$
dimensionsloser Spüldurchfluss =	$\dot{m}/\mu b$	μ	dynamische Viskosität, Pa s
Cp	Hohlraumdruckkoeffizient, = $(p - p1011)/0,5\bar{y}(b)$	2	Flüssigkeitsdichte, kg m ⁻³
	Dichtungsspaltgröße	\bar{y}	Winkeldrehgeschwindigkeit, rad s ⁻¹
am Rand, m gk empirische		Indizes	
Konstante m Massenstrom,		0	Gesamtbedingungen
kg s ⁻¹ Druck,		Axt	Axialkomponentenwert
Pa p Reax	Axialfluss-Reynoldszahl = $\bar{y}UaxCax/\mu Re\bar{y}$	Min	Mindestwert
Rotations-Reynoldszahl = $\bar{y}\bar{b} 2/\mu$	Dichtungsspalt = g/b	säubern	Spülflusswert
sc	Temperatur, K Uax	Akronyme	
T	Axialgeschwindigkeit,	CFD	numerische Strömungsmechanik
m s ⁻¹ m/ $\bar{y}2\bar{y}b$ sc, m s ⁻¹ ORF Um		Erdgas	Düsenleitschaufel
Dichtung, =	mittlere Strömungsgeschwindigkeit durch die		Oxford Rotor-Anlage

Verweise

- Bru Revert, A.; Beard, PF; Chew, JW; Bottenheim, S. Leistung einer Turbinenfelgendichtung unter Rotations- und Druckgetriebene Aufnahme. J. Eng. Gas Turbines Power 2021, 143, 081025. [\[CrossRef\]](#)
- Daily, JW; Nece, RE Dimensionseffekte auf induzierte Strömung und Reibungswiderstand von geschlossenen rotierenden Scheiben. J. Basic Eng. 1960, 82, 217–230. [\[CrossRef\]](#)
- Bayley, FJ; Owen, JM Die Fluidodynamik eines ummantelten Scheibensystems mit radialer Abströmung. J. Eng. Power 1970, 92, 335–341. [\[Querverweis\]](#)
- Chew, JW Eine theoretische Untersuchung des Eintritts in ummantelte rotierende Scheibensysteme mit radialem Ausfluss. J. Turbomach. 1991, 113, 91–97. [\[CrossRef\]](#)
- Phadke, UP; Owen, JM Eine Untersuchung des Eindringens eines „luftgekühlten“ ummantelten rotierenden Scheibensystems mit radialem Spiel Dichtungen. J. Eng. Power 1983, 105, 178–182. [\[CrossRef\]](#)
- Cao, C.; Chew, JW; Millington, PR; Hogg, SI Wechselwirkung von Randdichtung und Ringströmung in einer Axialturbine. J. Eng. Gas Turbines Power 2004, 126, 786–793. [\[CrossRef\]](#)
- Scobie, JA; Sangan, CM; Owen, M.; Lock, GD Überprüfung des Eindringens in Gasturbinen. J. Eng. Gas Turbines Power 2016, 138, 120801. [\[Querverweis\]](#)
- Chew, JW; Gao, F.; Palermo, DM Strömungsmechanismen bei der axialen Turbinenrandabdichtung. Proc. Inst. Mech. Eng. Teil C J. Mechan. Eng. Sci. 2018, 233, 7637–7657. [\[CrossRef\]](#)
- Bru Revert, A.; Beard, PF; Chew, JW; Bottenheim, S. Dichtleistung einer Turbinenranddruschendichtung unter Rotations-Induzierte Einnahme. J. Phys. Conf. Ser. 2020, 1909, 012035. [\[CrossRef\]](#)
- Beard, PF; Gao, F.; Chana, KS; Chew, J. Unstationäre Strömungsphänomene in Turbinenranddichtungen. J. Eng. Gas Turbines Power 2017, 139, 032501. [\[CrossRef\]](#)
- Gao, F.; Chew, JW; Marxen, O. Trägheitswellen in Turbinenranddichtungsströmungen. Phys. Rev. Fluids 2020, 5, 024802. [\[CrossRef\]](#)
- Childs, PRN Rotating Flow; Elsevier: Amsterdam, Niederlande, 2010.
- Savov, SS; Atkins, NA; Uchida, S. Ein Vergleich von Einzel- und Doppellippen-Rim-Dichtungsgeometrien. J. Eng. Gas Turbines Power 2017, 139, 112601. [\[CrossRef\]](#)

Artikel

Einfluss der rotorbedingten Störung auf den Statorausgang Strömung innerhalb einer Hochdruck-Gasturbinenstufe †

Paolo Gaetani und Giacomo Persico *



Labor für Strömungsmaschinen, Energieabteilung, Politecnico di Milano Via Lambruschini 4,
20156 Mailand, Italien; paolo.gaetani@polimi.it

* Korrespondenz: giacomo.persico@polimi.it; Tel.: +39-02-2399-8605

† Dieses Manuskript ist eine erweiterte Version unseres Tagungspapiers, das in den Proceedings der
14. European Turbomachinery Conference, Danzig, Polen, 12.–16. April 2021, veröffentlicht wurde.

Zusammenfassung: Bei Studien zur Wechselwirkung zwischen Stator und Rotor von Axialturbinen liegt der Schwerpunkt üblicherweise auf der instationären Rotor-aerodynamik, die sich aus den periodischen Störungen ergibt, die durch die Strömungsstrukturen des Stators verursacht werden. Dem Einfluss des Rotors auf die vom Stator abgegebene Strömung, die mit der Ausbreitung des Schaufelpotentialfelds vor der Rotorvorderkante korreliert, wurde in der Vergangenheit dagegen weniger Aufmerksamkeit gewidmet. In diesem Artikel werden Experimente in der Forschungs-Hochdruckturbinen des Labors für Strömungsmaschinen des Politecnico di Milano, die unter Einsatz einer aerodynamischen Drucksonde mit schneller Reaktion durchgeführt wurden, mit vollständig dreidimensionalen zeitgenauen CFD-Simulationen der Strömung kombiniert, um die Wechselwirkung zwischen Rotor und Stator zu erörtern. Während der Rotor rotiert, verursacht er periodische Störungen des Druck- und Geschwindigkeitsfelds im Stator-Rotor-Spalt, wodurch sich die Entwicklung der Gesamtmengen und der Durchflussrate, die von jedem Statorkanal abgegeben werden, ändert und schließlich Energietrennungseffekte ausgelöst werden, die zu Gesamtdruck- und Gesamttemperaturschwankungen im Statorauslassstrom führen. Es wurde festgestellt, dass solche Schwingungen bis zu fast $\pm 10\%$ des Gesamttemperaturab-

Schlüsselwörter: Hochdruckturbinen; Schaufel-Reihen-Interaktion; Kaskadenpotentialfeld; Energietrennung; instationäre Messungen; zeitgenaue CFD



Zitat: Gaetani, P.; Persico, G.

Einfluss des Rotorantriebs

Störung der Statoraustrittsströmung

innerhalb einer Hochdruck-

Gasturbinenstufe. Int. J. Turbomach. Propuls.

Power 2021, 6, 28. [https://doi.org/](https://doi.org/10.3390/ijtp6030028)

10.3390/ijtp6030028

Wissenschaftlicher Redakteur: Claus Sieverding

Erhalten: 26. Juni 2021

Akzeptiert: 6. Juli 2021

Veröffentlicht: 13. Juli 2021

Anmerkung des Herausgebers: MDPI bleibt
neutral in Bezug auf Zuständigkeitsansprüche
in veröffentlichten Karten und institutionelle Zugehörigkeits-
angaben.



Copyright: © 2021 bei den Autoren.

Lizenznehmer MDPI, Basel, Schweiz.

Dieser Artikel ist ein Open Access-Artikel
vertrieben unter den Bedingungen und

Bedingungen der Creative Commons

Namensnennung (CC BY-NC-ND)-Lizenz

([https://creativecommons.org/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Einleitung

Die Notwendigkeit ständiger Leistungsverbesserungen bei Gasturbinen in Bezug auf Effizienz und Stellbereich sowie ein tieferes Verständnis der Strömungsphysik erfordern noch immer erhebliche theoretische und experimentelle Anstrengungen und Forschung. Ein zentrales Interessensgebiet – unter den vielen, die mit Gasturbinenstudien verbunden sind – ist die Thermofluidodynamik, eine Säule für ein ganzheitliches Verständnis von Turbomaschinen. In diesem Zusammenhang gilt ein Hauptinteresse der gegenwärtigen Forschung der Wechselwirkung zwischen Systemkomponenten sowie stationären und rotierenden Reihen von Turbomaschinen. Dabei können mehrere Problemklassen unterschieden werden, wie etwa die Wechselwirkung zwischen Brennkammer und 1. Turbinenstufe, die Wechselwirkung zwischen Stator und Rotor sowohl bei Hochdruck- als auch bei Niederdruckturbinen, die Wechselwirkung zwischen letzter Turbinenstufe und Diffusor, die Wechselwirkung zwischen Laufrad und Diffusor und der Pumpstoß bei Kompressoren.

Mit besonderem Bezug auf Turbinenstufen besteht die Stator-Rotor-Interaktion aus Potentialfeldinterferenz, Nachlauf/Stoß/Wirbel-Schaufel-Interaktion, Nachlauf-Nachlauf-Interaktion und Nachlauf/Wirbel-Sekundärströmungs-Interaktion [1–13]. Im Allgemeinen konzentrieren sich die meisten Arbeiten auf die Wirkung der Statorströmungsstrukturen auf die Rotor-aerodynamik und -leistung, da die räumlichen Ungleichmäßigkeiten am Statorausgang zu zeitlich variierenden Einlassrandbedingungen für den Rotor führen. Nur wenige Studien berichten über die Wirkung des Rotorpotentialfelds auf den Stator, beispielsweise [14] für Unterschallturbinen und [15] für transsonische Hochdruckturbinen; diese Studien umfassen typischerweise gemessene Daten an der Statorschaufeloberfläche. Dank der

Drucksonden – und CFD-Codes ist es nun möglich, diese Merkmale effizienter zu verfolgen und dabei auch die detaillierte Strömungskonfiguration zwischen den Schaufelreihen, d.h. im axialen Spalt zwischen Stator und Rotor, zu berücksichtigen.

Bei der Diskussion von Strömungsinstationaritäten in Turbomaschinen ist eine grundlegende Beobachtung der inhärente Zusammenhang zwischen instationärer Strömung und Arbeitsaustausch [16], der auf die für reibungsfreie Strömungen gültige Kopplung zwischen der stofflichen Ableitung der Gesamtenthalpie und der örtlichen zeitlichen Ableitung des statischen Drucks zurückzuführen ist:

$$\dot{y} \frac{Dh}{Dt} = \frac{\dot{y}p}{\dot{y}t} \quad (1)$$

Bei Anwendung des gleichen Konzepts auf einen Nachlauf, der auf ein Turbinengitter trifft und auf die Schaufeln trifft, konnte eine lokale Erhöhung der Gesamtenthalpie und des Gesamtdrucks aufgrund einsetzender Energietrennungseffekte beobachtet werden [17].

Ähnliche Merkmale können auch für das Potentialfeld gelten, mit dem wichtigen Unterschied, dass sich das Druckfeld auch stromaufwärts einer Kaskade ausbreitet (zumindest bis zur Schallkehle der stromaufwärts gelegenen Kaskade, wenn diese verstopft ist), was im Falle eines Rotors zum Auftreten unerwarteter Strömungsmerkmale innerhalb des axialen Spalts zwischen Stator und Rotor führen kann. Solche Merkmale, die bei Anwendung von zeitgemittelten Messtechniken oder stationären Rechenmodellen nicht sichtbar sind, können stattdessen durch instationäre Messungen und zeitgenaue CFD-Simulationen hervorgehoben werden. Dies ist in der Tat der Schwerpunkt des vorliegenden Artikels, der darauf abzielt, die Wirkung des Rotorpotentialfelds auf die vom Stator abgegebene Strömung mithilfe eines kombinierten experimentellen und numerischen Ansatzes zu untersuchen.

Der Aufsatz ist wie folgt gegliedert: Zunächst werden die experimentellen und numerischen Ansätze beschrieben, dann werden die experimentellen Ergebnisse mit Unterstützung von CFD-Ergebnissen zur physikalischen Interpretation diskutiert und abschließend einige Schlussfolgerungen abgeleitet.

2. Prüfstand und Messtechnik

Der in der vorliegenden Forschungsarbeit verwendete Prüfstand und die Instrumentierung wurden bereits in anderen Arbeiten beschrieben, siehe beispielsweise [18]. In diesem Abschnitt werden sie kurz wiedergegeben.

2.1. Prüfstand und Axialturbinenstufe

Der für die vorliegende Untersuchung verwendete Prüfstand ist der Hochgeschwindigkeitsprüfstand für Turbinen und Kompressoren im Labor für Strömungsmaschinen (LFM) der Energieabteilung des Politecnico di Milano. Er besteht aus einem Radialabschnitt, in dem ein Kreiselkompressor betrieben wird, der in der vorliegenden Untersuchung die Turbine mit dem richtigen Druckverhältnis und Durchfluss versorgt; seine maximale Drehzahl beträgt 45.000 U/min bei einer vor dem Getriebe verfügbaren Leistung von 800 kW. Auf den Radialabschnitt folgen dann ein Kühler zum Einstellen des Temperaturniveaus des Prüfstands, ein Venturirohr zum Messen des Durchflusses und ein Drosselabschnitt zum Regeln des der Turbine zur Verfügung gestellten Expansionsverhältnisses. Die Turbine befindet sich in einem Axialabschnitt, dessen maximale Drehzahl 20.000 U/min beträgt.

Die Axialturbinenstufe ist eine einstufige, ungekühlte Stufe, die für Hochdruckturbinen repräsentativ ist. Die Hauptmerkmale sind in Tabelle 1 aufgeführt. Außerdem ist die Statorschaufel auf der Druckseite um 12° geneigt und weist in der Mitte einen geometrischen Auslasswinkel von 75,4° auf. Der Rotor ist gebogen mit einem konstanten Auslasswinkel von 67,7°. Er hat einen Abstand an der Spitze von 0,6 mm und eine Schaufelhöhe von 50 mm (einschließlich Abstand). Der axiale Abstand zwischen Stator und Rotor entspricht einer axialen Statorsehne (30,6 mm), was das Einführen der

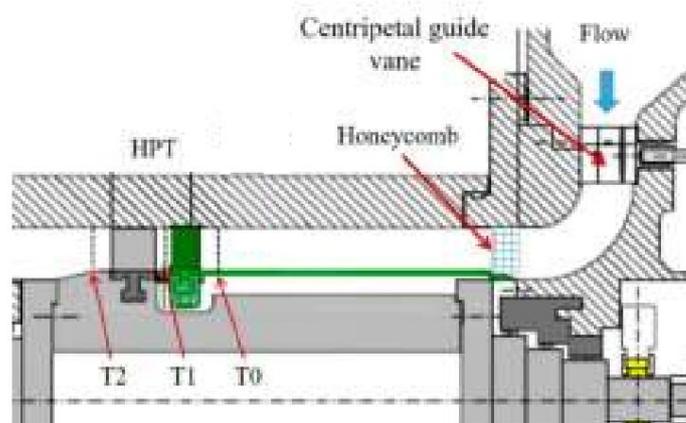
Tabelle 1. Stufengeometrie und Betriebsbedingungen.

Betriebsbedingungen	$\dot{\gamma}$	n [U/min]	G [kg/s]	T _{tin} [K]
	1,35	7000	3.5	323
Geometrie	h [mm]	tC/h	DM (mm)	Lücke/cx,V
	50	0,015	350	1,00
Klingenreihen	Nb	$\dot{\gamma}$	AR	$\dot{\gamma}$
Schaufel	22 $\frac{1}{2}$	1,20	0,83	75,2
Rotor	25	1,25	0,91	115.3

Die Messungen wurden bei 71 % der Statorachse hinter dem Stator durchgeführt. Hinterkante, über die gesamte Kanalhöhe: Das Messraster zählt 320 Punkte (16 Punkte auf der Statorteilung, 20 Punkte entlang der Schaufelspanne) auf jedem Statorkanal. Abbildung 1 zeigt ein Bild der Bühne und eine Skizze des Meridionalschnitts.



(A)



(B)

Abbildung 1. Bild der Turbinenstufe (a) und Skizze des Meridionalschnitts (b).

2.2. Messtechniken

In der vorliegenden Studie wurde neben der Instrumentierung für das Bohranlagenmanagement nur ein Fast Es wurde eine Response Aerodynamic Pressure Probe (FRAPP) eingesetzt. Wir verweisen auf [19] Ein Bild des aktuellen FRAPP, seines Designs, seiner Funktionsweise und Technologie finden Sie unter Politecnico di Milano und [11,13,18] für die FRAPP-Anwendung im Rig.

Der hier verwendete FRAPP hat einen zylindrischen Kopf (Durchmesser 2 mm), in den ein einzelner Sensor wird eingesetzt (Kulite, Modell XCQ062) und mit der Außenumgebung verbunden durch ein Loch mit einem Durchmesser von 0,35 mm. Die Schnelligkeit der Sonde, die an einem Stoßrohr gemessen wird, ist 100 kHz nach digitaler Kompensation dank der sehr geringen Größe des Line-Cavity-Systems dem Sensor zugewandt. Die Sonde wird im absoluten Referenzrahmen als virtuelles 3-Loch-System eingesetzt. Sonde durch Drehen um den eigenen Schaft und anschließendes Neuphasieren der Messungen unter Verwendung des Key-Phasors. Jeder Druckdatensatz wird mit 500 kHz erfasst und verfügt über 500.000 Abtastungen.

Neben der in den oben genannten Dokumenten beschriebenen Standardanwendung können Sie Mit der in [20] vorgeschlagenen Methodik ist es möglich, eine qualitative Bewertung der Turbulenzniveau. Dank dieser Größe ist es möglich, die viskose vom Stator freigegebene Struktur.

Für die spezifische Untersuchung wurde jeder Rotorwinkel diskretisiert mittels 40 Punkte.

Was die Instrumentierung der Anlage betrifft, werden die Ein- und Auslasstemperaturen durch T überwacht. Thermoelement, dessen Unsicherheit nach der Kalibrierung 0,3 °C beträgt.

Der Druck am und am Ausgang der Stufe wird mit Kulite-Wandlern gemessen. (Modell XT190), dessen Unsicherheit nach der Kalibrierung 60 Pascal beträgt.

Die FRAPP-Datenreduktion basiert auf Phasenmittelungstechniken. Zunächst werden die Druckmessungen unter Bezugnahme auf das Key-Phasor-Signal phasengemittelt: Der Durchschnittswert in jedem Intervall (40 pro Rotorsteigung) ist somit das Ergebnis von etwa 12.000 Abtastungen. Zweitens werden durch Anwenden der Kalibrierungsmatrizen die Strömungsmengen in Bezug auf Gesamt- und statischen Druck sowie Strömungswinkel abgeleitet. Schließlich wird unter der Annahme einer konstanten Gesamttemperatur über den Stator das Geschwindigkeitsfeld bestimmt und – anhand der Umfangsgeschwindigkeit – die Strömungsbedingungen im rotierenden Referenzrahmen berechnet. Wie im letzten Abschnitt erläutert, schwankt die Gesamttemperatur um etwa ± 1 K; die entsprechende Geschwindigkeitsschwankung dürfte in der Größenordnung von 0,1 % liegen und daher vernachlässigbar sein, auch wenn man berücksichtigt, dass die Mach-Zahl aufgrund einer phasenaufgelösten Datenreduktion korrekt

Insgesamt weisen die Druckwerte eine durchschnittliche Unsicherheit von 0,5% der vom FRAPP gemessenen kinetischen Druckhöhe auf.

Die phasengemittelten Signale für die verschiedenen Statorpositionen (in allen Rotorblattspannweitenpositionen) werden neu organisiert, um die Stator-Rotor-Interaktion für die verschiedenen Stator-Rotor-Positionen abzubilden. Die zeitlichen Durchschnittswerte im absoluten Referenzrahmen werden durch zeitliche Mittelung der phasengemittelten Flusswerte berechnet. Die zeitlichen Durchschnittswerte im rotierenden Referenzrahmen werden durch Mittelung der Stator-Rotor-Interaktionspositionen unter Berücksichtigung der Rotorsteigungsperiodizität berechnet.

3. CFD-Modell und experimentelle Validierung

In dieser Studie dienen CFD-Simulationen hauptsächlich zur Unterstützung der Interpretation der experimentellen Ergebnisse. Die Berechnungen wurden mit ANSYS-CFX durchgeführt, unter Anwendung des am Politecnico di Milano für Strömungssimulationen von Turbomaschinen entwickelten Strömungsmodells, das in [21] ausführlich besprochen und im Folgenden kurz zusammengefasst wird. Es wurden vollständig dreidimensionale und zeitaufgelöste Berechnungen durchgeführt, wobei das Fluid als ideales Gas modelliert wurde und Turbulenzeffekte durch Rückgriff auf das vollturbulente k - ϵ -SST-Modell eingeführt wurden. Die wandnahe Auflösung wurde so spezifiziert, dass $y^+ < 1$ an Endwänden und Schaufeloberflächen garantiert ist und so die Verwendung von Wandfunktionen vermieden wird. Instationäre Terme werden mit einem impliziten Schema zweiter Ordnung diskretisiert, die Advektionsterme mit einem hochauflösenden Schema zur Verringerung der Gesamtvariation und die diffusiven Terme mit einem zentralen Schema zweiter Ordnung. Die Simulationen wurden durchgeführt, indem am Einlass das gemessene radiale Profil des Gesamtdrucks, die gleichmäßige Gesamttemperatur, die axiale Strömungsrichtung und eine gleichmäßige Turbulenzintensität von 2,5 % zugewiesen wurden, die sich aus speziellen Hitzdrahtmessungen ergaben (das Wirbelviskositätsverhältnis wurde gemäß dem vom Löser vorgeschlagenen empfohlenen Ausdruck auf 25 festgelegt). Am Auslass wurde eine radiale Gleichgewichts-

Es wurden gekoppelte Stator-Rotor-Simulationen durchgeführt, wobei zuerst die Strömung im stationären Zustand aufgelöst wurde, wobei zur Initialisierung eine Stator-Rotor-Schnittstelle mit Mischebene verwendet wurde, und dann zu einer zeitaufgelösten Analyse übergegangen wurde. Angesichts der unterschiedlichen Schaufelzahlen zwischen Stator und Rotor wurde die in [22] vorgeschlagene zeitgeneigte Lösungsstrategie übernommen, um die vollständige Stator-Rotor-Kopplung zu simulieren (d. h. auch die Rotor-Stator-Wechselwirkung und nicht nur die Stator-Rotor-Wechselwirkung wie in [21] durchgeführt, wo nur die instationäre Strömung im Rotor gelöst wurde) und gleichzeitig Rechenaufwand zu sparen. Dank dieser Methode werden räumlich-zeitliche Lösungen erzielt, um automatisch die Phasenverzögerung zwischen periodischen Grenzen zu gewährleisten, und es sind weder mehrere Kanäle noch eine Änderung der Kaskadenfestigkeit (oder Schaufelskalierung) erforderlich.

Der Löser integriert die Gleichungen über strukturierte Netze, die aus hexaedrischen Elementen bestehen. Um die richtige räumliche Auflösung auszuwählen, wurde eine Gitterabhängigkeitsstudie durchgeführt. Die Studie wurde durchgeführt, indem die Auflösung in Wandnähe konstant gehalten wurde, sodass die Grenzschicht sowohl an Schaufelblättern als auch an Naben- und Mantelwänden für jedes der getesteten Netze richtig aufgelöst wurde. Die Netzgröße reichte von 2,2 bis 18,4 Millionen Zellen für die gesamte Stufe; Gesamtleistungsdaten für Kaskade/Stufe sowie detaillierte Spannweitenprofile wurden berücksichtigt, um den Einfluss der räumlichen Auflösung zu beurteilen. Gitterunabhängige Ergebnisse wurden für Stator- und Rotornetze erzielt, die aus 4,6 Millionen Zellen bestanden, was insgesamt 9,2 Millionen Zellen entspricht (der Unterschied in der Stufenefizienz im Vergleich zu dem Ergebnis, das mit dem feinsten

Maschendichte unter 0,1 %). Die endgültigen Maschen jeder Rotorblattreihe, dargestellt in Abbildung 2, bestehen aus 140 Zellen in Spannweitenrichtung und 33.000 Zellen in jeder Schicht zwischen den Rotorblättern

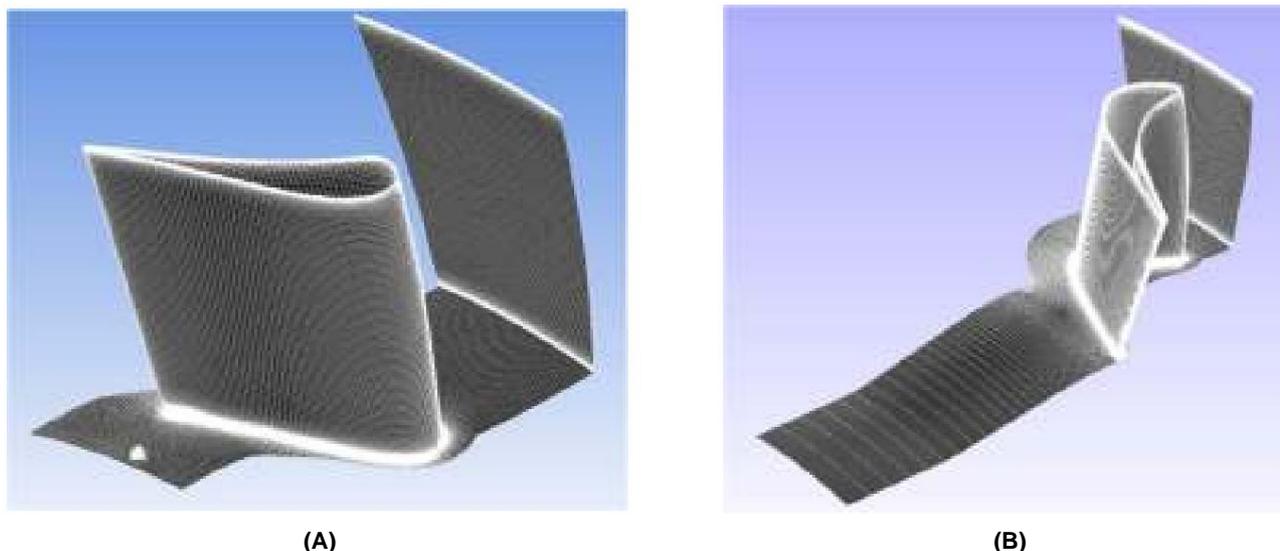


Abbildung 2. Computergestützte Gitter der Stator- (a) und Rotor-Laufschaukelreihen (b) nach der Untersuchung der Netzabhängigkeit.

Der Zeitschritt wurde auf $1/56$ der Rotorblatt-Umlaufzeit (entspricht etwa $0,25\bar{y}$) eingestellt; die instationäre Lösung erwies sich als glatt (aufgrund des Unterschall-Strömungsregimes) und weitere Reduzierungen des Zeitschritts änderten weder die Leistungsvorhersage noch die Strömungsmorphologie. Der spezifische Zeitschrittwert wurde gewählt, um die Stichprobennahme der 3D-Lösung für die Nachbearbeitung zu optimieren (da die Stufenperiodizität 22×25 nahe bei 7×8 liegt und 56 der kleinste gemeinsame Wert dieser beiden Zahlen ist). Die periodische Lösung wurde nach 20 Perioden erreicht (die ersten 12 wurden mit einem größeren Zeitschritt von $1/25$ der Rotorblatt-Umlaufzeit durchgeführt). Der Rechenaufwand der zeitaufgelösten Simulation betrug auf einem Cluster mit 40 Prozessoren etwa eine

Bevor Simulationen zur Interpretation der Experimente herangezogen werden, werden Experimente zur Bewertung der Simulationsergebnisse verwendet. Abbildung 3 zeigt eine Reihe von Spannweitenprofilen, die die Berechnungen und Messungen sowohl am Stator- als auch am Rotorausgang vergleichen. Der obere linke Rahmen von Abbildung 3 zeigt die Verteilung des Gesamtdruckverlustkoeffizienten (γ_{loss}) am Statorausgang und zeigt eine bemerkenswerte Übereinstimmung zwischen Experiment und Berechnungen. Es ist zu beachten, dass der experimentelle Trend aufgrund von Einschränkungen bei der Sondendurchquerung bei 10 % Spannweite unterbrochen wird, sodass der durch den numerischen Trend vorhergesagte starke Anstieg des Verlusts im Nabebereich in den Messungen nicht vollständig sichtbar ist (er ist jedoch im unteren Teil des experimentellen Profils dargestellt). Diese Verlusterzeugung im Nabebereich wird durch einen Nabenspalt im Bereich des Schaufelendes verursacht, dessen Wirkung sich mit dem inhärenten Kaskadeneckwirbel verbindet, um einen breiten Wirbel zu erzeugen, der sich gegen den Nabe

Die verbleibenden drei Bilder in Abbildung 3 zeigen die spannweiten Profile von Mach-Zahl, Abweichungswinkel (definiert als Differenz zwischen dem relativen Strömungswinkel und dem metallischen Winkel der Rotorblätter) und absolutem Strömungswinkel stromabwärts des Rotors. Auch hier wurde eine gute Übereinstimmung zwischen Simulationen und Experimenten festgestellt, insbesondere unter 80 % Spannweite. Die spannweiten Strömungskonfiguration scheint sehr ungleichmäßig zu sein, was auf das Vorhandensein eines großen Überdrehungsbereichs (d. h. geringer/negativer Abweichungswinkel) bei 20 % und 80 % Spannweite hinweist, der durch die Sekundärströmungen verursacht wird, sowie eines Unterdrehungsbereichs in der Mitte der Spannweite, wo die beiden großen Rotordurchgangswirbel interagieren. Die Simulationen erfassen die radiale Ausdehnung und die spannweitenwanderung der Wirbel sowie ihre Auswirkungen auf den Strömungswinkel gut. Größere Abweichungen treten nur in den oberen 20 % der Spannweite auf, wo sich ein breiter Spitzenleckwirbel entwickelt u

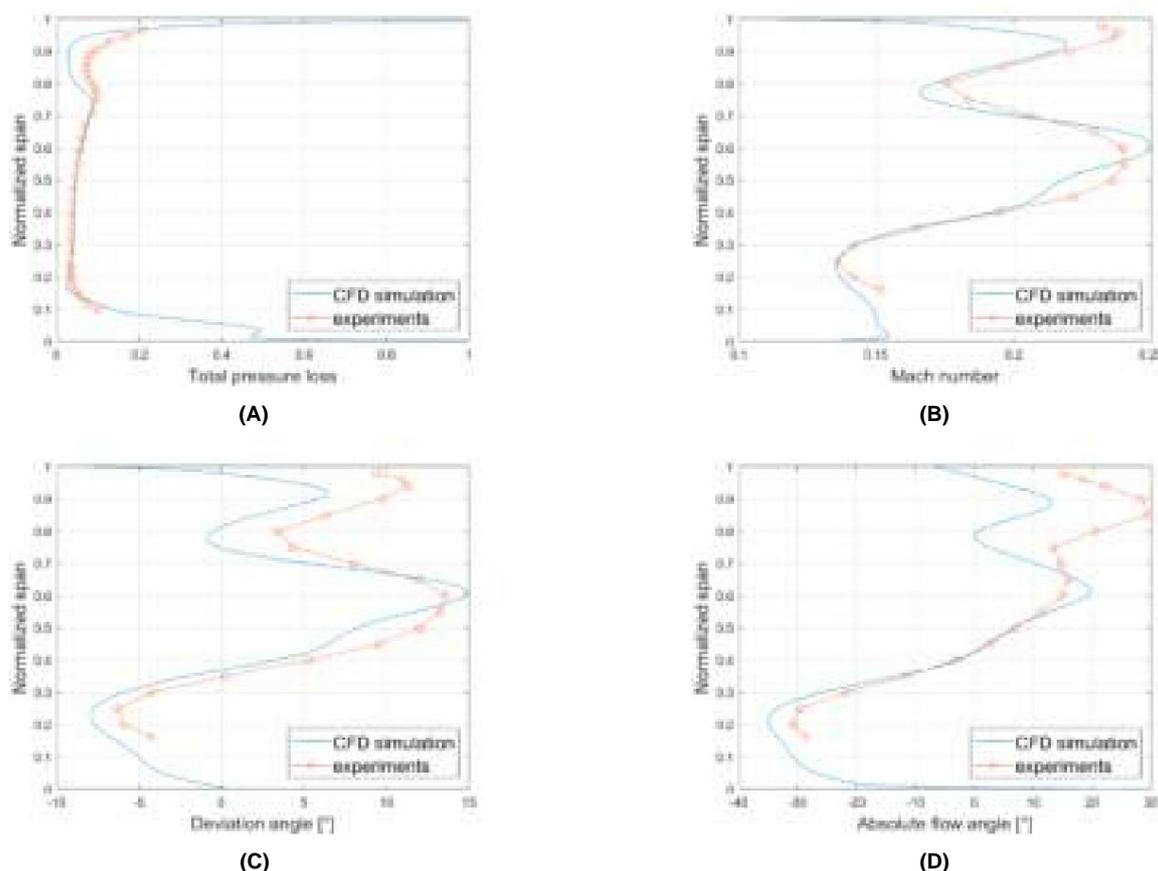


Abbildung 3. Gemessene und berechnete Spannweitenprofile. (a) Y-Verlust am Statorausgang; (b) Mach-Zahl am Rotorausgang. (c) Rotorausgang Abweichungswinkel; (d) und absoluter Strömungswinkel.

Dementsprechend wird auch eine sehr gute quantitative Übereinstimmung in Bezug auf die Kaskaden und Stufenwirkungsgrad. Der Gesamtstatorverlustkoeffizient, geschätzt aus den Experimenten 5,9%, ergaben sich aus der Simulation (gemittelt über die Spanne der Messtraverse). Der Gesamt-Gesamt-Stufenwirkungsgrad, berechnet als Verhältnis zwischen die Euler-Arbeit (berechnet als Differenz zwischen den UVt- Termen gewichtet auf den Durchfluss Rate vor und nach dem Rotor) und die gesamte bis statische isentropische Enthalpie Der Abfall wird experimentell auf 86,4 % geschätzt, die Unsicherheit beträgt $\pm 0,5$ % und ergab in der CFD-Simulation einen Wert von 85,5 %.

Die aus dieser Bewertungsstudie resultierende quantitative und qualitative Zuverlässigkeit weist darauf hin, dass die vorliegende Simulation als wirksames Werkzeug zur physikalischen Interpretation experimenteller Daten verwendet werden kann.

4. Ergebnisse

Dieser Abschnitt präsentiert die Ergebnisse der Strömung hinter dem Stator, wobei zunächst die Wechselwirkung zwischen Stator und Rotor und anschließend ihre Auswirkungen. Das Strömungsfeld wird zuerst besprochen aus der Perspektive eines stationären Beobachters, um zu zeigen, was vom Stator entladen wird und dann im rotierenden Bezugssystem, um das darzustellen, was in den Rotor eintritt, entsprechend seiner eigene Perspektive.

Die Ergebnisse werden zunächst in einer Zeitmittelwertform präsentiert, um die groben Merkmale von den Ablauf und zweitens durch die Beschreibung der verschiedenen Interaktionsphasen zwischen den Stator und Rotor.

4.1. Zeitlich gemittelte Größen

4.1.1. Absolutes Referenzsystem

Eine der wichtigsten physikalischen Größen, die es zu beschreiben gilt, ist der Gesamtdruck und der damit verbundene Gesamtdruckverlustkoeffizient. In Statorn entstehen Verluste durch die Schaufelgrenzschichten, die Nachlaufströmung hinter der Schaufelhinterkante und die sekundären Wirbel und ihre gegenseitige Wechselwirkung (Stoßverluste sind aufgrund des Unterschallcharakters der Strömung). Unter diesen Umständen ist im Rahmen (a) von Abbildung 4 eine typische Verteilung des Gesamtdruckverlustkoeffizienten hinter dem Stator im vorliegenden Prüfstand dargestellt, wie er innerhalb des Stator-Rotor-Spalts mit FRAPP (oben) gemessen und mit CFD (unten) vorhergesagt wurde.

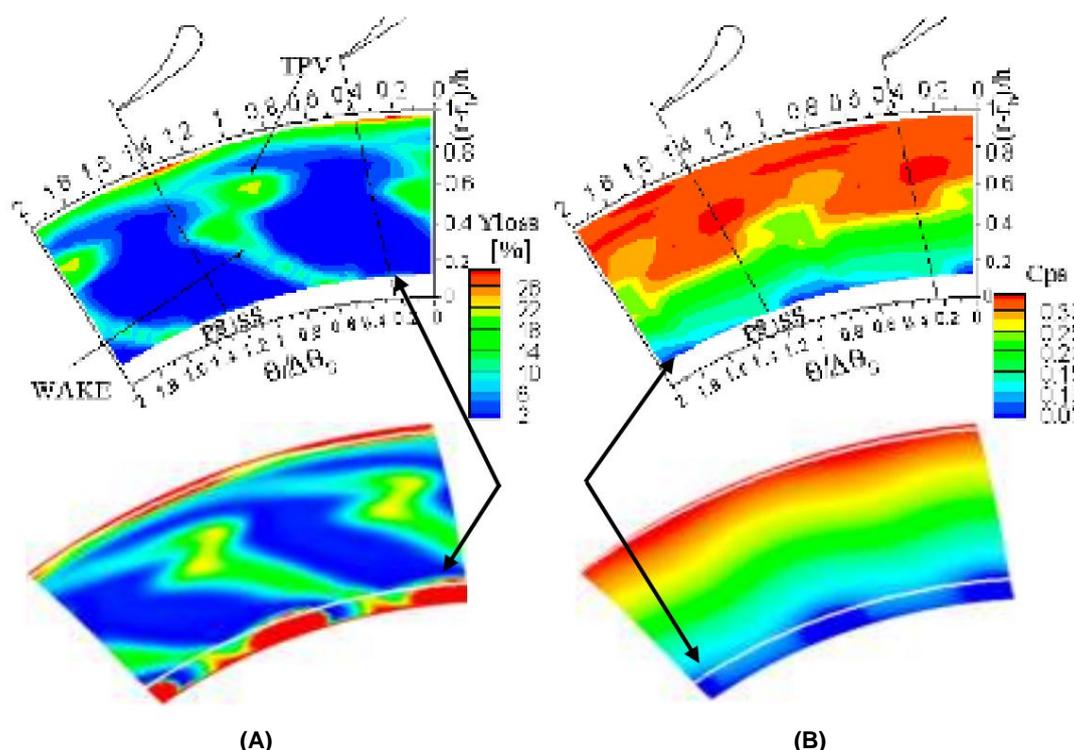


Abbildung 4. Zeitlich gemittelte Konturen am Statorausgang. Von links nach rechts: (a) Gesamtdruckverlust (Y_{loss}); (b) Statischer Druckkoeffizient (Cps). Oben: Experiment. Unten: CFD-Vorhersagen.

Wie ausführlich in [11,18] erörtert, ist die schmale Verlustspur entlang der Spannweite des Nachlauf, während die beiden Kerne, einer an der Nabe und der zweite bei 75 % Spannweite, mit den Sekundärströmungen und ihrer Wechselwirkung mit dem Nachlauf in Zusammenhang stehen. Der Nachlauf, der sich sowohl im Gesamtdruck- als auch im Verlustfeld zeigt, wird durch die Wirkung der Sekundärströmungen verzerrt, durch die Verdrehung und Neigung der Rotorblätter, was zu einer spannenweiten Variation des Strömungswinkels von 85° an der Spitze bis 64° an der Nabe führt. Diese Merkmale werden vom Code richtig erfasst, was die Genauigkeit des Simulationstools auch auf verteilter Ebene demonstriert. Im Nabenbereich erscheint ein breiter Verlustkern, der durch den Nabenabstand verursacht wird. Obwohl in diesem Bereich keine Messungen verfügbar sind (die unteren und oberen Grenzen der Messfläche sind im berechneten Feld durch weiße Linien markiert), weist der unterste Teil der Messebene auf einen Anstieg des Verlustkoeffizienten im zentralen Teil des Kanals (weit weg vom Nachlauf) hin, was mit den Vorhersagen des Codes übereinstimmt. Während dieses Merkmal hier nur schwach sichtbar ist (obwohl es vorhanden und durch schwarze Pfeile markiert ist), ist es in den Messdaten der Fünflochsonde in [18] deutlich zu erkennen, da die Sondenkonstruktion es ermöglichte, das Messgitter näher an die Nabenwand auszudehnen. Das statische Druckfeld, das in Abbildung 4b dargestellt ist, zeigt den üblichen radialen Druckgradienten aufgrund des radialen

an dieser axialen Position abgenommen. Das Druckfeld markiert die durch den Nabewirbel erzeugte Störung, die auch im Experiment sichtbar ist.

Alle oben in Abbildung 4 angezeigten Bilder wurden durch zeitliche Mittelung der FRAPP-Daten erhalten. Aus diesem Grund werden die durch den Rotor verursachten periodischen Unstetigkeiten herausgefiltert. Durch Ausnutzen der FRAPP-Promptheit und Anwenden der sogenannten Dreifachzerlegung auf das Drucksignal ist es möglich, die aufgelöste (periodische) und ungelöste Instationarität der Strömung zu extrahieren. Filtert man nur die periodische Komponente heraus, kann das resultierende Signal als zufällige Totaldruckschwung infolge von Turbulenzen interpretiert werden und seine Standardabweichung RMSD kann als Markierung von Bereichen mit hoher Turbulenz verwendet werden [22]. Alle oben identifizierten Bereiche mit niedrigem Totaldruck entsprechen perfekt Bereichen mit hohem RMSD, wie aus der RMSD-Karte in Abbildung 5 ersichtlich ist, die die Interpretation solcher Bereiche als vom Stator freigegebene viskose Strömungsstrukturen ermöglicht. Diese Beobachtung, die im zeitlichen Durchschnitt trivial erscheint, wird weniger trivial, wenn wir uns in Abschnitt 4.2 dieses Dokuments auf die Wechselwirkung zwischen Stator und Rotor konzentrieren.

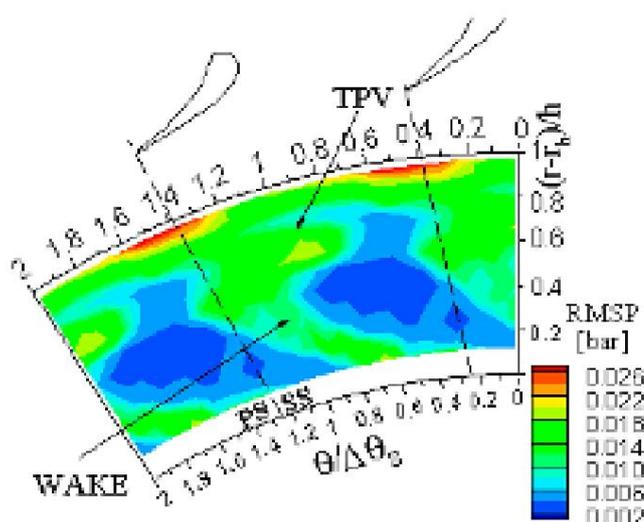


Abbildung 5. Standardabweichung des absoluten Gesamtdrucks (RMSD) am Statorausgang.

4.1.2. Rotierendes Bezugssystem

Wenn die Perspektive vom stationären zum rotierenden Bezugssystem geändert wird, können verschiedene Strömungsmerkmale hervorgehoben werden. Im rotierenden Bezugssystem sind die üblichen aussagekräftigen Größen der relative Gesamtdruck (und der damit verbundene Koeffizient C_{ptr}) und die relative Machzahl (M_r), die in den Rotor eintritt. Die gemessenen Verteilungen dieser Werte sind in den beiden oberen Rahmen von Abbildung 6 dargestellt.

Was die C_{ptr} -Verteilung in Umfangsrichtung betrifft, so zeigt sie pro Teilung einen Peak und einen Abfall, was auf einen periodischen Trend hinweist; dasselbe Merkmal findet sich bei der Mach-Zahl, die einen Trend aufweist, der dem des statischen Drucks entgegengesetzt ist. Die Form des niedrigen C_{ptr} -Bereichs (hervorgehoben durch schwarze gestrichelte Linien in Abbildung 6), der sich in Umfangsrichtung entlang der gesamten Kanalspanne nahezu konstant ausdehnt, lässt darauf schließen, dass er nicht mit dem Statornachlauf zusammenhängt (der stattdessen stark gebogen ist); es wirkt hier also ein anderer Effekt, der eindeutig mit dem Rotor zusammenhängt.

Wenn man auf künstliche Weise die zeitliche Mittelverteilung des absoluten Gesamtdrucks analysiert, der von einem rotierenden Beobachter wahrgenommen wird, kann man erwarten, einen gleichmäßigen Trend in Umfangsrichtung zu sehen; dieselbe Schlussfolgerung gilt für den RMSD, dessen Verteilung der des absoluten Gesamtdrucks für stationäre Beobachter entspricht. Diese Erwartung wird durch Messungen widerlegt, die auch in den beiden unteren Bildern von Abbildung 6 sichtbar sind. Tatsächlich weist nur der RMSD eine azimuthal gleichmäßige Verteilung auf, während die P_t -Verteilung eine deutliche Störung zeigt, deren räumliche Periodizität mit der des Rotors übereinstimmt. Der Bereich mit niedriger

oder als sekundärer Verlustbereich, da keine charakteristischen Merkmale dieser Phänomene gefunden werden.

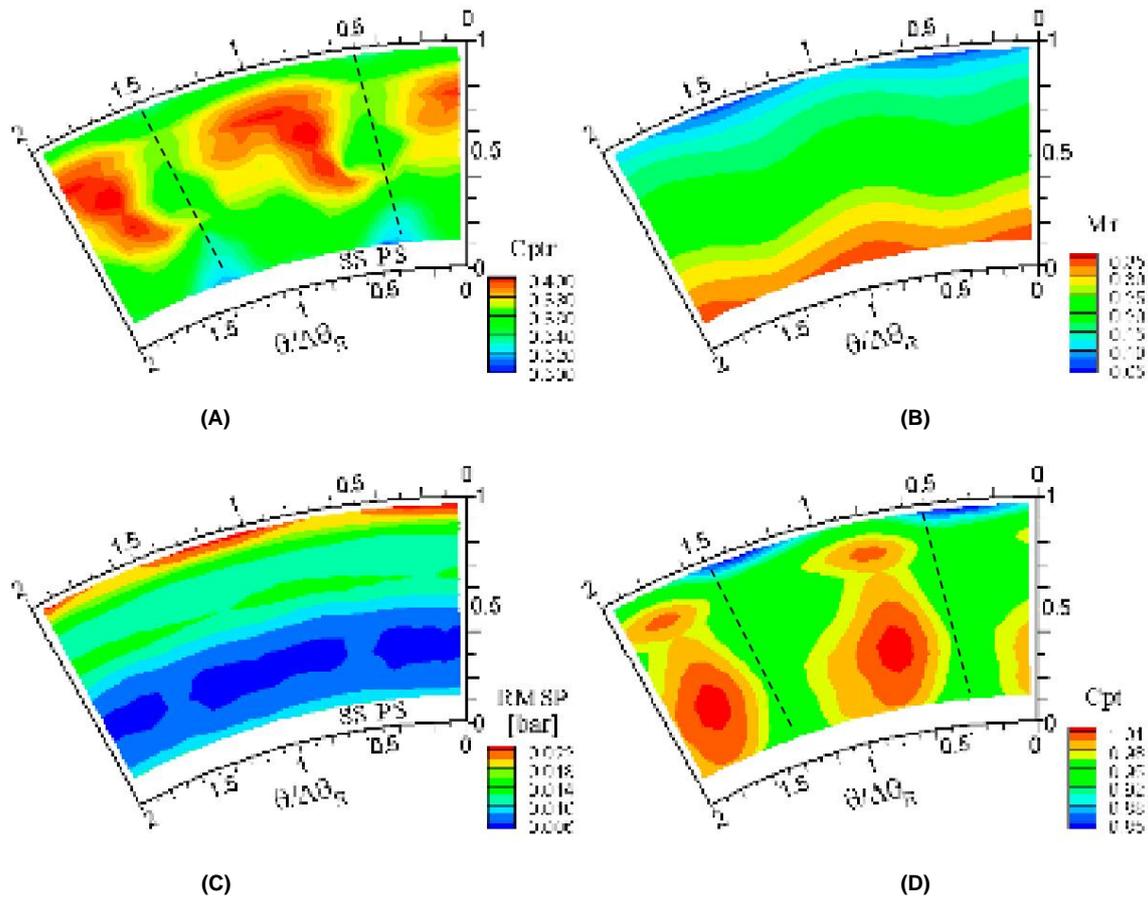


Abbildung 6. Experimenteller zeitgemittelter Fluss im rotierenden Referenzrahmen; (a) relativer Gesamtdruckkoeffizient C_{ptr} ; (b) relative Mach-Zahl Mr ; (c) ungelöste Totaldruckinstabilität $RMSP$; (d) Totaldruckkoeffizient C_{pt} .

Die in Abbildung 7 dargestellten Ergebnisse der CFD-Simulation bestätigen den regelmäßigen und typischen Trend der relativen Machzahl und insbesondere der unerwarteten Verteilung der absoluten Gesamtdruck. Der Grund für diese Ergebnisse muss in der Stator-Rotor-Wechselwirkung gesucht werden. Phänomene, die im folgenden Abschnitt ausführlich dargestellt und diskutiert werden.

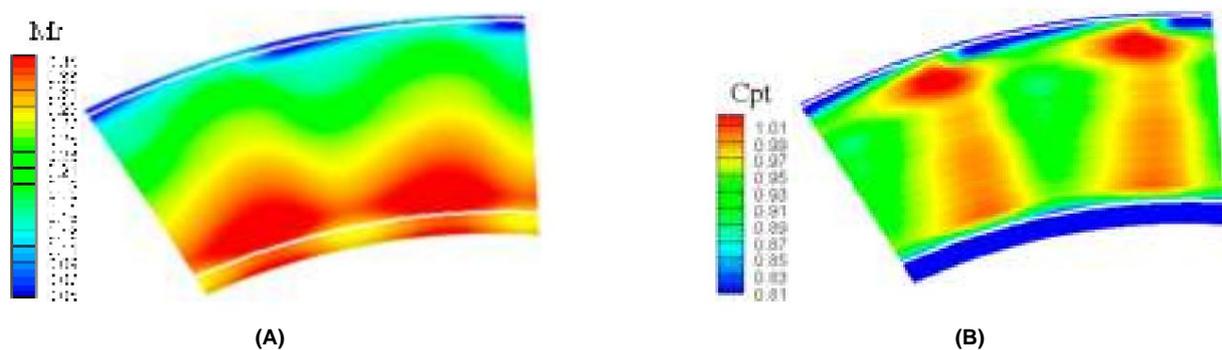


Abbildung 7. Berechnete zeitlich gemittelte relative Machzahl (a) und absoluter Gesamtdruck (b) im rotierenden Bezugssystem von Referenz am Statorausgang.

4.2. Auswirkungen der Rotor-Stator-

Wechselwirkung Durch Ausnutzung der FRAPP-Promptheit und der Phasenmittelungstechniken ist es möglich, die verschiedenen Zeitpunkte der Stator-Rotor-Wechselwirkung und – speziell für diese Analyse – die Auswirkung des Rotors auf das vom Stator erzeugte Strömungsfeld abzubilden.

Die erste beschriebene Größe ist der RMSP, der in **Abbildung 8** über die Hälfte der Statorschaufelreihe aufgetragen ist. Als Vorbemerkung sei erwähnt, dass in dieser Art von Diagrammen benachbarte Kanäle unterschiedliche Stator-Rotor-Wechselwirkungsphasen reproduzieren, was auf die Phasenverschiebung zurückzuführen ist, die sich aus den unterschiedlichen Zahlen von Stator- und Rotorschaukelreihen ergibt. Wie deutlich zu erkennen ist, ist die Verteilung nahezu periodisch mit der Statorteilung und hängt hauptsächlich mit den viskosen Statorstrukturen (gekennzeichnet als W) zusammen, die von der Rotor-Stator-Wechselwirkung nur geringfügig beeinflusst werden. Infolge der Anzahl der Rotor- und Statorschaufeln ($25/22 \div 8/7$, d. h. 3 nahezu periodische Konfigurationen über den gesamten Ring) ist außerdem eine Periodizität von etwa 120° über die gesamte Krone deutlich zu erkennen. Die Umrisse von acht benachbarten Rotorkanälen sind ebenfalls durch schwarze Linien markiert, und der resultierende Gesamtbogen wird

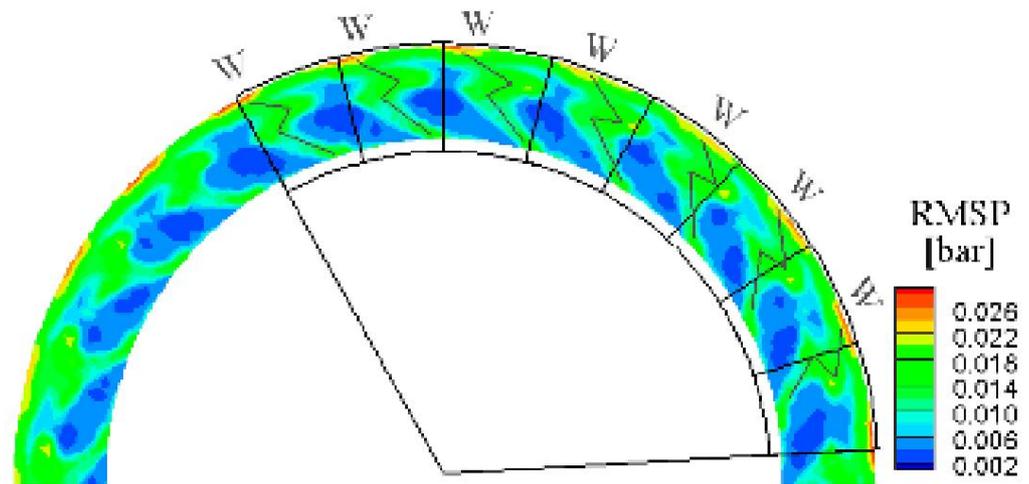


Abbildung 8. Momentaufnahme der RMSP-Verteilung über mehrere Kanäle in verschiedenen Stator-Rotor-Positionen.
 Abbildung 8. Momentaufnahme der RMSP-Verteilung über mehrere Kanäle in verschiedenen Stator-Rotor-Positionen.

Bei der Untersuchung der momentanen Pt-Verteilung, die in **Abbildung 9** dargestellt ist, sind die Stator- Nachläufe, die in den stationären zeitgemittelten Karten als Bereiche mit niedrigem Pt/hohem RMSP erkannt wurden, nicht mehr klar sichtbar, wie in **Abbildung 8** gezeigt. In **Abbildung 9** und in den folgenden zwei Abbildungen kennzeichnen die mit „W“ gekennzeichneten schwarzen Linien die Nachlaufspuren, die in **Abbildung 8** aus RMSP ermittelt wurden, und werden auch von A in G umbenannt, um den u

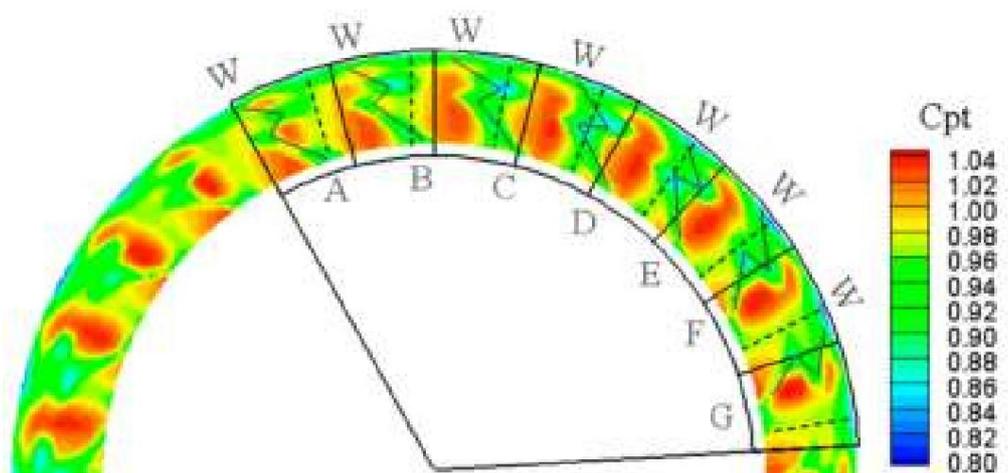


Abbildung 9. Momentaufnahme der Cpt-Verteilung über mehrere Kanäle in verschiedenen Stator-Rotor-Positionen.

In Bezug auf Abbildung 9 und beginnend von links, fällt ein Bereich mit niedrigem Pt mit der schwarzen durchgehenden Linie A zusammen, d. h. dem Statornachlauf, aber rechts erscheint eine weitere Zone mit niedrigem Pt (hervorgehoben durch eine gestrichelte Linie), die nicht mit der ersteren verschmolzen ist; dieser zweite Bereich mit niedrigem Pt ist in Spannweitenrichtung nahezu gleichmäßig. Wenn der benachbarte Kanal (Nachlauf B) betrachtet wird, bleibt die Zone mit niedrigem Pt, die der schwarzen Linie entspricht, bestehen (mit geringfügigem Unterschied in Bezug auf den Nachlauf A), während sich der Bereich mit niedrigem Pt in Richtung des Nachlaufs „bewegt“ und sich teilweise mit diesem überlappt. Bei Nachlauf C überlappen sich die beiden Zonen mit niedrigem Pt perfekt, was zum tiefsten Gesamtdruckdefizit führt. Darüber hinaus „bewegt“ sich der zweite Bereich mit niedrigem Pt beim Wechsel von einem Kanal zum benachbarten (Nachlauf C zu Nachlauf D, zu E usw.) in Bezug auf den Statornachlauf zunehmend nach links. Dieselbe Betrachtung kann für den Bereich mit hohem Gesamtdruck durchgeführt werden, der typischerweise als isentropischer Bereich bezeichnet wird, in dem der Pegel beim Übergang von einem Kanal zum benachbarten moduliert wird. Der zeitliche Durchschnitt dieses Prozesses im absoluten Rahmen, also der Durchschnitt der verschiedenen in diesem Diagramm erscheinenden Statorkanäle, wurde bereits in Abbildung 4 dargestellt. Wenn man außerdem den Druckpegel berücksichtigt, beträgt der zeitliche Durchschnittswert Pt im freien Strom 1,345 bar (was dem stromaufwärts liegenden Wert entspricht), während der phasenaufgelöste Wert bis zu 1,36 bar beträgt. Da der Gesamtdruck über den Stator hinweg nicht ansteigen kann, ist die oben diskutierte azimutale Störung von Pt eindeutig eine Auswirkung des Rotors auf den vom Stator freigegebenen Strom.

Als weiterer Beweis dafür rotiert diese Pt-Störung im Gleichtakt mit der Bewegung der Rotorblätter. Tatsächlich breitet sich das Rotorpotentialfeld stromaufwärts aus, wenn der Rotor stromabwärts des Statorauslassabschnitts streicht, mit einer Welle aus hohem und niedrigem statischem Druck, was auch entsprechende Änderungen der lokalen Strömungsrichtung bewirkt. Dies führt auch zu einer lokalen Umverteilung mechanischer Energie, was konzeptionell einem „internen“ Arbeitsaustausch zwischen verschiedenen Teilen der Strömung entspricht, was letztendlich den Gesamtdruck verändert. In Abschnitt 5 wird eine Quantifizierung der periodischen Änderung der Gesamttemperatur der Flüssigkeit stromaufwärts

Bei Betrachtung des absoluten Strömungswinkels, der in Abbildung 10 dargestellt ist, kann beobachtet werden, dass die durch den Rotor verursachte Störung die Strömungsrichtung ändert. Insbesondere zeigen die als Nachlauf C und D gekennzeichneten Interaktionspositionen die maximale Überdrehung (große Winkel) im Mittelbereich und die maximale Unterdrehung (kleine Winkel) an der Nabe. Die maximale Querströmung an der Spitze tritt an den Interaktionspositionen E, F auf, wo auch der niedrigste Gesamtdruck herrscht. Das Mach-Zahl-Feld, das in Abbildung 11 dargestellt ist, zeigt eine Modulation zwischen den benachbarten Kanälen. Diese Eigenschaft beweist, dass Änderungen der vom Stator kanal freigegebenen Strömungsrate von der Rotorposition abhängen, da die Vorderkante der Laufschaufeln eine Blockade am Auslass des Statorkanals verursacht. Die niedrigste Mach-Zahl, als Durchschnitt des Durchgangs, wird im Kanal zwischen den Nachläufen D und E gefunden.

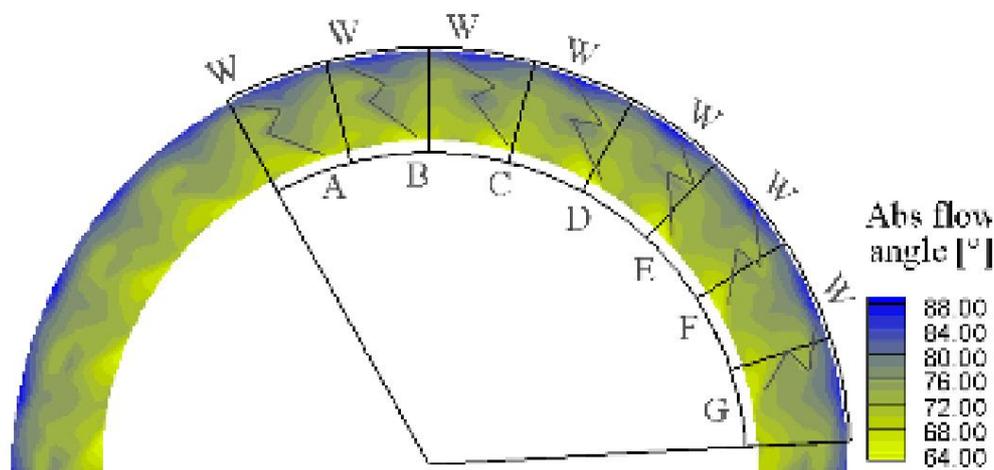
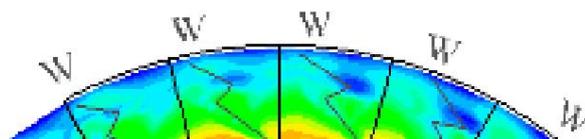


Abbildung 10. Momentaufnahme der absoluten Flusswinkelverteilung über mehrere Kanäle in verschiedenen Stator- Rotor-Positionen.



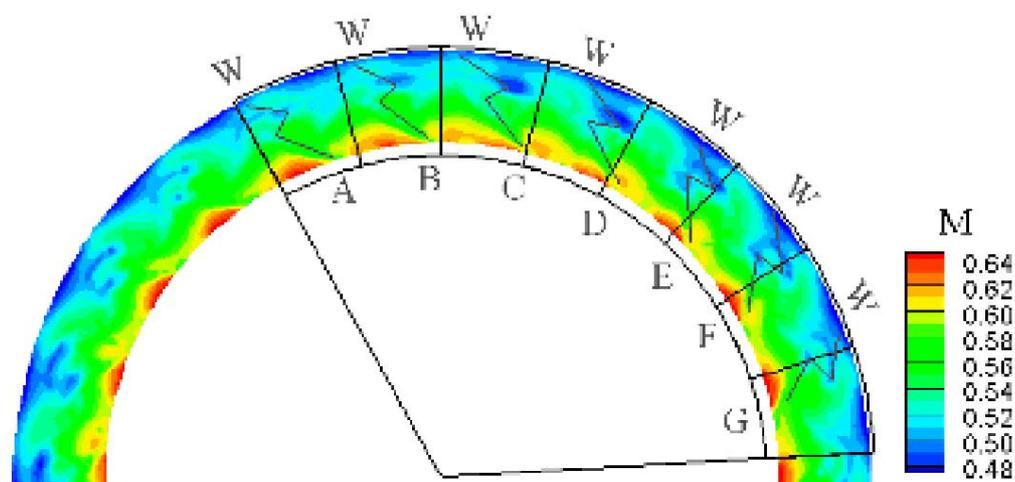


Abbildung 11. Momentaufnahme der M-Verteilung über mehrere Kanäle in verschiedenen Stator-Rotor-Positionen.

Das Szenario, das sich aus der Analyse der zeitaufgelösten Experimente zwischen dem Stator-Rotor-Abstand ergibt, zeigt eine erhebliche Interferenz zwischen der Stator- und Rotor- Aerodynamik. Während einige Effekte gut bekannt sind und in der Literatur ausführlich erörtert werden, bedarf es für andere Größen (wie den absoluten Gesamtdruck) einer Erklärung. Zu diesem Zweck wurden die CFD-Simulationen berücksichtigt und Abbildung 12 fasst relevante Merkmale zusammen – die in den Experimenten nicht verfügbar waren – wie die Strömungskonfiguration und die Verteilung der absoluten Gesamtmengen, der Entropie und des Drucks auf einer Blatt-zu-Blatt-Oberfläche in der Mitte der Spannweite. Der linke Rahmen von Abbildung 12 zeigt die Stromlinien, die mit dem absoluten Geschwindigkeitsvektor stromaufwärts und innerhalb des Rotorkanals konstruiert wurden. Stromlinien markieren deutlich die lokale Strömungswende, die um die Rotorvorderkante herum auftritt, und insbesondere erfährt die absolute Strömung eine lokale Beschleunigung und Ablenkung nahe der vorderen Saugseite des Rotorblatts. Dies ist die Motivation für die in den Experimenten beobachtete azimuthale Variabilität des Strömungswinkels, die bei der Kommentierung von Abbildung 10 erkannt wurde.

Die Änderung des Strömungswinkels ist mit einer Änderung des Drehimpulses der Flüssigkeit verbunden, der lokal zunimmt, da das Rotorblatt lokal Drehmoment auf die Strömung ausgeübt hat: Dieser Vorgang hat letztendlich die mechanische Energie der Strömung vor dem Rotorblatt erhöht. Diese Änderung der mechanischen Energie hat das entgegengesetzte Vorzeichen im Vergleich zu der in einer Turbine erwarteten, was zu einer lokalen absoluten Gesamtdruckerhöhung führt und den unerwarteten Anstieg von P_t vor dem Rotor erklärt. Dieses Phänomen ist in der entsprechenden P_t -Verteilung in Abbildung 12 deutlich sichtbar, die zeigt, wie sich der Bereich mit hohem P_t -Gehalt stromaufwärts ausbreitet und auch einen signifikanten Effekt auf die Statornachströmung hat, wie er in dieser Interaktionsphase auftritt. Es ist interessant festzustellen, dass dieser Vorgang das Entropieniveau in der Strömung vor dem Rotor nicht verändert: Das Entropiefeld zeigt, wie die Statornachströmung durch die Interaktion mit dem Rotorblatt gekrümmt wird, hebt aber auch hervor, dass keine weitere Entropieproduktion stattfindet, was den quasi-isentropischen Charakter des hier diskutierten Effekts bestätigt.

Das T_t -Feld in der Mitte der Spannweite weist eine azimuthale Störung auf, die sich stromaufwärts entlang der gestrichelten schwarzen Linien in Abbildung 12 ausbreitet, was beweist, dass die Strömungsumlenkung stromaufwärts des Rotors der Hauptakteur des Prozesses ist. Dank der nahezu Gleichmäßigkeit des gesamten Temperaturhintergrundfelds kann man den sinusförmigen Charakter der Störung sowie ihre entscheidende Abhängigkeit von der Konstruktion des vorderen Teils des Rotorblatts, insbesondere auf der Saugseite, gut erkennen. Aus dieser Perspektive zeigt der Vergleich mit dem statischen Druckfeld, dass die P_t - T_t -Störungen nicht mit der durch die Rotorvorderkante verursachten Rekompensation zusammenhängen (die sich stromaufwärts entlang der gestrichelten roten Linie ausbreitet), sondern umgekehrt in einem Strömungsbereich mit relativ niedrigem statischen Druck auftreten; insbesondere beginnt der Anstieg der Gesamttemperatur/des Gesamtdrucks genau dort, wo

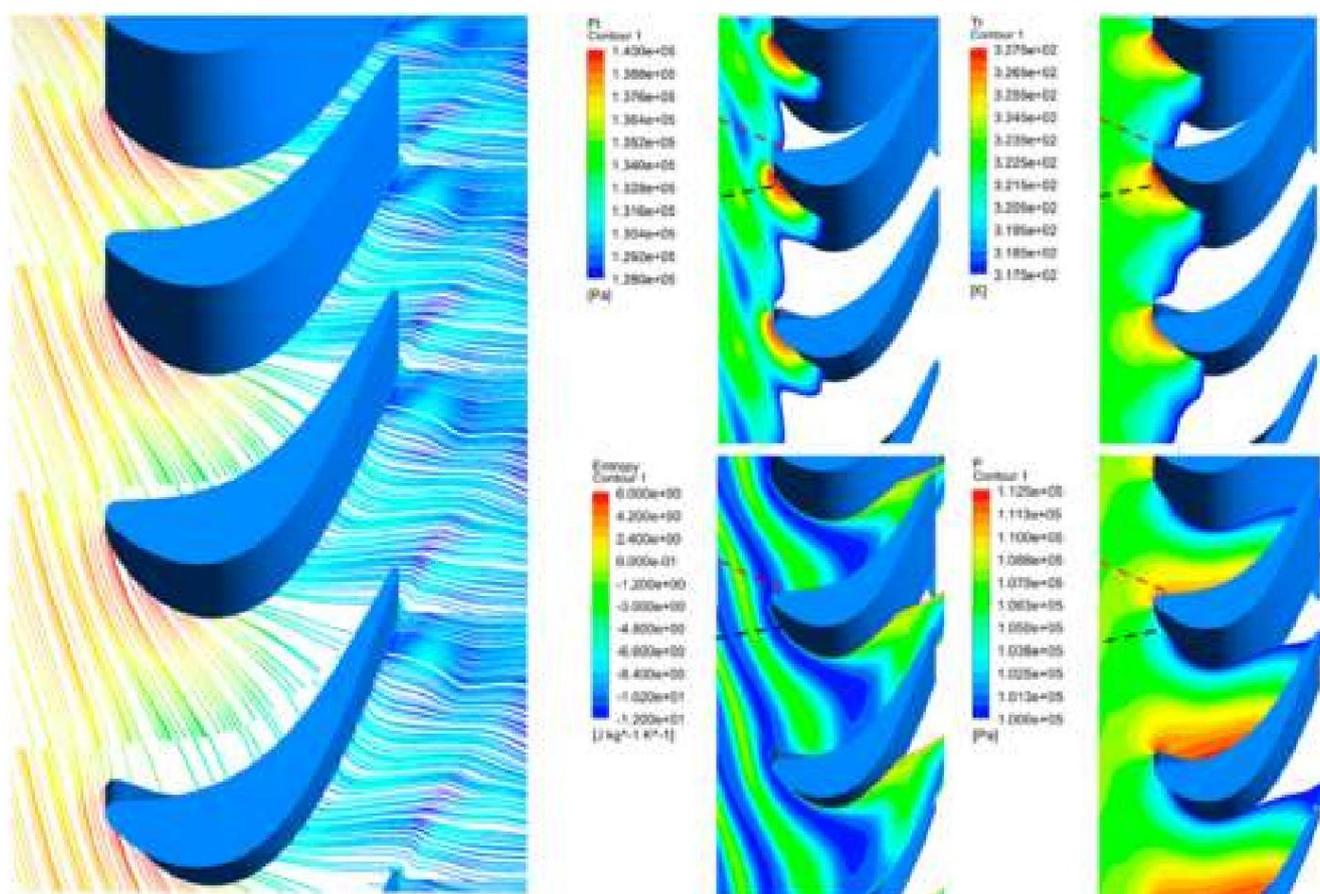


Abbildung 12. Berechnetes momentanes absolutes Strömungsfeld über dem Rotor in der Mitte. Links: Stromlinien des absoluten Geschwindigkeitsvektors (farbig nach Geschwindigkeitsgröße). Mitte: Pt- (oben) und Entropiefelder (unten) . Rechts: Tt- (oben), P- (unten) Felder

5. Diskussion: Energietrennungseffekt

Eine der Folgen der rotorbedingten periodischen Strömungsschwankung besteht darin, dass der Rotor das Strömungsfeld im Stator-Rotor-Spalt unter Druck setzt und wieder absenkt: Wenn die Strömung wie in diesem Fall unterschallschnell ist, bilden sich keine Stoßwellen und der zeitliche Durchschnitt dieser Störung ist Null, d. h. der zeitliche Mittelwert der Strömung entspricht dem stationären Strömungszustand. Wie CFD-Ergebnisse zeigen, verursacht die Rotation des Rotorpotentialfelds quasi-isentropische instationäre Störungen der Gesamttemperatur (oder Gesamtenthalpie), die sich stromaufwärts ausbreiten. Der beobachtete Effekt kann analytisch gerechtfertigt werden, indem man auf Gleichung 1 zurückgreift, die eine Verbindung zwischen der materiellen Ableitung der Gesamtenthalpie und der lokalen (partiellen) Ableitung des statischen Drucks herstellt, die streng nur für reibungsfreie Strömungen gültig ist. Die Fähigkeit der Instabilität des statischen Drucks, Gesamtmenge „umzuverteilen“, wird in der Literatur häufig als Energietrennungseffekt bezeichnet . Es wurde vielfach dokumentiert, dass Energietrennung in den von Karmanschen Wirbelstraßen auftritt, die das Nachlaufverhalten von Zylindern bei Querströmung darstellen [23,24], und sie wurde auch bei den Wechselwirkungsphänomenen zwischen Rotorblatt und Nachlauf beobachtet [18]. Im vorliegenden Fall muss die Quelle der statischen Druckinstabilität im Rotordruckfeld gefunden werden, das sich mit dem Rotorblatt selbst bewegt. Als Folge der Rotorblattbewegung verwandeln sich die azimuthalen Druckgradienten auf dem relativen Rahmen in statische Druckinstabilität gemäß der Formel [25]:

$$\frac{\dot{y}_p \dot{y}_p}{\dot{y}_y} \frac{rel}{\dot{y}_t} \dots \quad (2)$$

Durch Einsetzen des Ausdrucks (2) in Gleichung (1) erhält man eine differentielle Beziehung zwischen dem Rotordruckfeld und dem gesamten Enthalpieanstieg:

$$\dot{\gamma} \frac{Dht}{Dt} = \dot{\gamma} U \dot{\gamma} y \dot{\gamma} p_{rel} \quad (3)$$

Gleichung (3) demonstriert analytisch die experimentellen und rechnerischen Ergebnisse dieser Studie, nämlich dass das Rotordruckfeld in der Lage ist, Energietrennungseffekte im axialen Spalt zwischen Stator und Rotor einer Hochdruck-Gasturbine auszulösen. Wenn die aerodynamische Belastung des Rotors hoch ist (wie es bei modernen Gasturbinenstufen üblich ist) und der axiale Spalt zwischen Stator und Rotor klein ist (wie es bei Turbinen üblich ist), könnte dieser Effekt die Aerodynamik und Wärmeübertragung der Statorschaufeln in nicht zu vernachlässigender Weise beeinflussen.

Die obigen Ausführungen und im weiteren Sinne die technische Relevanz des hier diskutierten Energietrennungseffekts erfordern eine angemessene Quantifizierung. Tatsächlich ist eine direkte quantitative Bewertung der Gesamtenthalpie/Gesamttemperatur-Schwungung vor dem Rotor nicht möglich, da keine instationären Messungen der Gesamttemperatur verfügbar sind (weder eine schnell reagierende Temperatursonde noch eine rotierende Sonde sind für solche Hochgeschwindigkeitsrotoren verfügbar). Der isentrope Charakter des Energietrennungseffekts ermöglicht jedoch eine Schätzung des Gesamttemperaturanstiegs aus Experimenten, indem die isentropen thermodynamischen Beziehungen auf die gemessenen Gesamtdruckstörungen angewendet werden. Betrachtet man als Referenzwerte die pitchweisen Mittelwerte der gemessenen Gesamtdruck- und Gesamttemperaturverteilungen, wird die lokale phasenaufgelöste Gesamttemperatur aus dem phasenaufgelösten Gesamtdruck wie folgt berechnet:

$$T_t = T_t \frac{P_t}{P_t} \dot{\gamma} \dot{\gamma} \dot{\gamma} \quad (4)$$

Interessant ist, dass die Mittelwerte P_t und T_t pro Teilung effektive Referenzbedingungen sind, da der Mittelwert die Wirkung des Rotorpotentialfelds filtert. Die Gesamttemperaturschwankung aufgrund der Energietrennung kann schließlich als $\dot{\gamma} T_t = T_t \dot{\gamma} T_t$ berechnet werden.

Die Ergebnisse dieser Quantifizierung sind in Abbildung 13a über zwei Rotorsteigungen dargestellt und zeigen – für den vorliegenden Betriebszustand – eine Temperaturschwankung $\dot{\gamma} T_t$ von $\pm 0,9$ K; dieser Wert entspricht etwa 8 % des gesamten Temperaturabfalls über die Stufe ($\dot{\gamma} 21,5$ K). Die leichte tangentielle Verschiebung zwischen dem hohen Temperaturniveau an der Nabe und an der Spitze hängt von der Verwindung des Rotorblatts, von der Spannweitentwicklung der azimuthalen Vorderkantenposition des Rotorblatts und von der Vorderkantenbelastung ab. Interessanterweise zeigt Abbildung 13b die Verteilung von $\dot{\gamma} T_t$ über zwei Rotorsteigungen, wie sie direkt aus der CFD-Simulation extrahiert wurde (d. h. unter Verwendung der tatsächlichen instationären Gesamttemperaturwerte, die vom Löser vorhergesagt wurden). Der hervorragende Vergleich zwischen der experimentellen Schätzung und der Simulation zeigt nicht nur die „qualitative“ Gültigkeit der Interpretation, sondern auch die quantitative Relevanz des Energietrennungs-

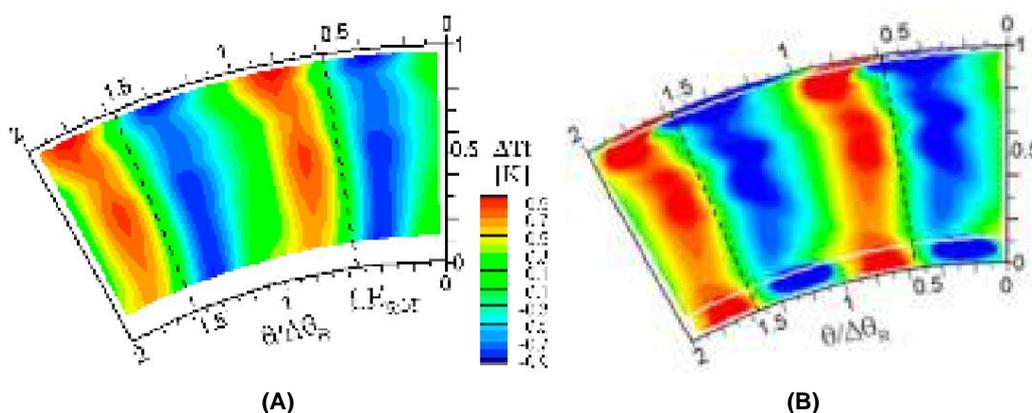


Abbildung 13. Amplitude der periodischen Schwankungen der Gesamttemperatur vor dem Rotor aufgrund rotorbedingter Störungen; (a) geschätzt anhand von Gesamtdruckmessungen; (b) vorhergesagt durch CFD.

Letztlich ist der hier dargestellte Betriebszustand einer von vier tatsächlich verfügbaren, die bei höherem und niedrigerem Expansionsverhältnis (aber immer noch alle unter Schall) durchgeführt wurden und der Kürze halber hier nicht gezeigt werden: Es ist wichtig hervorzuheben, dass bei allen diesen unterschiedlichen Betriebsbedingungen die gesamte Temperaturschwankung immer etwa 10 % des gesamten Temperaturabfalls der Stufe beträgt.

6. Schlussfolgerungen

In diesem Artikel wurde durch die Kombination von Experimenten und CFD-Simulationen die Strömung im Stator-Rotor-Spalt einer Unterschall-Hochdruckturbinen dargestellt und erläutert, wie diese durch das sich stromaufwärts ausbreitende Rotorpotentialfeld beeinflusst wird.

Zunächst wurde eine Validierung des CFD-Modells anhand der experimentellen Daten durchgeführt. Diese ergab eine sehr gute Übereinstimmung hinsichtlich der Gesamtleistung der Kaskaden und Stufen, der spannenweiten Profile der über die Steigung gemittelten Daten und des verteilten Strömungsfelds.

Anschließend wurde die vom Stator abgegebene Strömung aus zwei alternativen Perspektiven untersucht, nämlich für stationäre und rotierende Beobachter, sowohl hinsichtlich der zeitlichen Mittelwerte als auch der phasenaufgelösten Größen. Die Analyse im stationären Bezugssystem zeigt das bekannte Muster der Nachlauf- und Sekundärströmungen, die Probleme des radialen Gleichgewichts und die für einen modernen Unterschall-Stator typischen Verlustmechanismen. Im rotierenden Bezugssystem zeigen die relativen Größen ein periodisches Muster, dessen Form und Periodizität mit der Rotorsteigung in Zusammenhang stehen. Im Gegensatz dazu weist der von einem rotierenden Beobachter wahrgenommene absolute Gesamtdruck ein periodisches Muster auf, das die Winkelperiodizität des Rotors aufweist, und offenbart somit einen Einfluss des Rotorpotentialfelds auf das Ges

Bei der Analyse des phasenaufgelösten Strömungsfelds zeigt sich, dass die Rotoraerodynamik die Strömung im Stator-Rotor-Spalt bei den meisten Größen beeinflusst, wie z. B. beim Gesamtdruck, der Machzahl und dem Strömungswinkel. Die vom Stator freigesetzten viskosen dissipativen Strukturen scheinen dagegen nur schwach vom Rotor beeinflusst zu werden. Diese Effekte können nur mit dem Rotorpotentialfeld in Verbindung gebracht werden, das die einzigartige Rotoreigenschaft darstellt. Die Machzahlverteilung weist eine periodische Blockierung der Strömungsrate im Statorkanal auf. Der Strömungswinkel zeigt auch eine periodische Zunahme der tangentialen Komponente der absoluten Geschwindigkeit. Der Gesamtdruck erfährt eine periodische Zunahme in Bezug auf den Stator stromaufwärts, wodurch anscheinend die Energie- und Impulsbilanzen verletzt werden. CFD-Simulationen enthüllen die inhärente Verbindung zwischen diesen Beobachtungen und legen nahe, dass der Gesamtdruckanstieg durch die Ablenkung verursacht wird, die dem absoluten Fluss beim Drehen um den vorderen Teil des Rotorblatts auferlegt wird. Vorhersagen zeigen auch einen lokalen und periodischen Anstieg der Gesamttemperatur entsprechend dem Gesamtdruckanstieg, was ebenfalls einen

Ein analytischer Ansatz ermöglicht es, die beobachtete Eigenschaft zu erklären und sie als neuen Energietrennungseffekt zu klassifizieren, der nach Kenntnis der Autoren bisher in der wissenschaftlichen Literatur nicht beschrieben wurde und bei dem die statische Druckinstabilität durch die Rotation des Rotorpotentialfelds ausgelöst wird. Quantitativ gesehen beeinflusst dieser Energietrennungseffekt das gesamte Temperaturfeld, das sich periodisch um etwa $\pm 8\%$ im Verhältnis zum mittleren Temperaturabfall über die Stufe ändert.

Ein solcher Effekt könnte eine Rolle bei der Aerodynamik und insbesondere bei der Wärmeübertragung im hinteren Abschnitt der Statorschaufel spielen, insbesondere bei Gasturbinenstufen der neuen Generation mit hoher Rotorbelastung und kleinem Axialspalt zwischen den Schaufelreihen. Darüber hinaus würde bei transsonischen Turbinen (mit Ausnahme des sehr seltenen gesättigten Zustands) das Auftreten von Überschallströmungen und Stoßwellenmustern im Stator-Rotor-Spalt wahrscheinlich den isentropischen Charakter des Prozesses verändern, was sich möglicherweise auf die Leistung auswirken würde. Zukünftige Arbeiten werden die vorliegende Studie erweitern und transsonische Stufen und realistischere Axialspalte berücksichtigen, mit besonderem A

Neben den physikalischen Aspekten zeigen die vorliegenden Erkenntnisse auch die Bedeutung des Designs des vorderen Teils des Rotorblatts, also eines der wichtigsten geometrischen Merkmale, das die Ausbreitung des Rotorpotentialfelds stromaufwärts bestimmt. Weitere Studien zu diesem Merkmal und seinen Auswirkungen können zu neuen Designanmerkungen sowohl für die Rotor- als auch für die Statoroptimierung führen.

Beiträge der Autoren: Konzeptualisierung, PG und GP; Methodik, PG und GP; Software, PG und GP; Experimente, PG; CFD und seine Validierung, GP; formale Analyse, PG und GP; Schreiben—Erstellung des Originalentwurfs, PG und GP; Schreiben – Überprüfung und Bearbeitung, GP Alle Autoren haben der veröffentlichten Version des Manuskripts zugestimmt.

Finanzierung: Diese Forschung erhielt keine externe Finanzierung.

Datenverfügbarkeitserklärung: Nicht zutreffend.

Interessenkonflikte: Die Autoren erklären, dass keine Interessenkonflikte vorliegen.

Nomenklatur

lateinisch

cx:V	Statoraxialsehne
DM	mittlerer Durchmesser der Stufe
G	Massenstrom
h	Klingenhöhe
ht	Gesamtenthalpie
Herr	relative Machzahl
N	Drehzahl
Nr.	Klingenummer
PS	statischer Druck
Pt	absoluter Totaldruck
Ptr	relativer Totaldruck
P\bar{t}	über die Steigung gemittelter Gesamtdruck
τ	Zeit
tc	Spitzenspiel
Tt	absolute Totaltemperatur
T\bar{t}	über die Tonhöhe gemittelte Gesamttemperatur
Ttin	Eintrittsgesamttemperatur
U	Umfangsgeschwindigkeit
Vt	Tangentialgeschwindigkeit
Yloss	Gesamtdruckverlustkoeffizient

griechisch

\ddot{y}	Verhältnis von Gesamtausdehnung zu statischer Ausdehnung
\ddot{y}	Unterschied
\ddot{y}	Strömungsumlenkung in der Mitte
\ddot{y}	Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten
\ddot{y}	Dichte
\ddot{y}	Blattfestigkeit in der Mitte (Sehne/Neigung)
\ddot{y}	Umfangskoordinate
$\ddot{y}R$	Rotorwinkel
Indizes	Referenzzustand
re f	
Abkürzungen	
Seitenverhältnis der AR-Klinge (Höhe/Sehne)	
CFD	Numerische Strömungsmechanik
Cps = (P-Pref)/(Ptref-Pref)	Druckkoeffizient
Cpt = (Pt-Pref)/(Ptref-Pref)	Gesamtdruckkoeffizient
Cptr = (Ptr-Pref)/(Ptref-Pref)	relativer Gesamtdruckkoeffizient
FRAPP	Schnellreaktionssonde für aerodynamische Druck
TPV	Spitzendurchgangswirbel

Verweise

1. Sharma, OP; Pickett, GF; Ni, RH Bewertung instationärer Strömungen in Turbinen. *J. Turbomach.* 1992, 114, 79–90. [\[CrossRef\]](#)
2. Zaccaria, MA; Lakshminarayana, B. Instationäres Strömungsfeld aufgrund der Wechselwirkung zwischen Düsenachlauf und Rotor in einer Axialturbine: Teil I - Rotordurchgangsströmungsfeld. *J. Turbomach.* 1997, 119, 210–222. [\[CrossRef\]](#)
3. Chaluvadi, VSP; Kalfas, AI; Benieghbal, MR; Hodson, HP; Denton, JD Schaufelrad-Wechselwirkung in einer Hochdruckturbine. *J. Propul. Power* 2001, 17, 892–901. [\[CrossRef\]](#)
4. Schlienger, J.; Kalfas, AI; Abhari, RS Wirbel-Nachlauf-Schaukel-Wechselwirkung in einer ummantelten Axialturbine. *J. Turbomach.* 2005, 127, 699–707. [\[Querverweis\]](#)
5. Dénos, R.; Arts, T.; Paniagua, G.; Michelassi, V.; Martelli, F. Untersuchung der instationären Rotor-Aerodynamik in einer transsonischen Turbinenstufe. *J. Turbomach.* 2001, 123, 81–89. [\[CrossRef\]](#)
6. Chaluvadi, VSP; Kalfas, AI; Hodson, HP; Ohyama, H.; Watanabe, E. Schaufelreiheninteraktion in einer Hochdruckdampfturbine. *J. Turbomach.* 2003, 125, 14–24. [\[CrossRef\]](#)
7. **Miller, RJ; Moss, RW; Ainsworth, RW; Horwood, CK Zeitaufgelöste Schaufel-Rotor-Interaktion in einer Hochdruckturbinenstufe**. *J. Turbomach.* 2003, 125, 1–13 .
8. Hodson, HP; Howell, RJ Bladerow-Wechselwirkungen, Übergang und Hochauftriebsprofile in Niederdruckturbinen. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2005, 37, 71–98. [\[CrossRef\]](#)
9. Dénos, R.; Paniagua, G. Einfluss der Schaufel-Rotor-Interaktion auf das instationäre Strömungsfeld hinter einer transsonischen Hochdruckturbine. *Proc. Inst. Mech. Eng. Teil A J. Power Energy* 2005, 219, 431–442. [\[CrossRef\]](#)
10. Göttlich, E.; Woisetschläger, J.; Pieringer, P.; Hampel, B.; Heitmeir, F. Untersuchung der Wirbelablösung und der Nachlauf-Nachlauf-Wechselwirkung in einer transsonischen Turbinenstufe mittels Laser-Doppler-Geschwindigkeitsmessung und Partikelbild-Geschwindigkeitsmessung. *J. Turbomach.* 2006, 128, 178–187. [\[Querverweis\]](#)
11. Gaetani, P.; Persico, G.; Dossena, V.; Osnaghi, C. Untersuchung des Strömungsfeldes in einer HD-Turbinenstufe für zwei Stator-Rotor-Axialturbinen Lücken: Teil II – Instationäres Strömungsfeld. *J. Turbomach.* 2007, 129, 580–590. [\[CrossRef\]](#)
12. Paniagua, G.; Yasa, T.; De La Loma, A.; Castillon, L.; Coton, T. Instationäre starke Stoßwechselwirkungen in einer transsonischen Turbine: Experimentelle und numerische Analyse. *J. Propul. Power* 2008, 24, 722–731. [\[CrossRef\]](#)
13. Gaetani, P.; Persico, GV; Osnaghi, C. Auswirkungen des Axialspalts auf die Wechselwirkung zwischen Leitschaufeln und Rotor in einer Turbinenstufe mit niedrigem Längen-/Durchmesserverhältnis. *J. Propul. Power* 2010, 26, 325–334. [\[CrossRef\]](#)
14. Dring, RP; Joslyn, HD; Hardin, LW; Wagner, JH Turbinenrotor-Stator-Wechselwirkung. *J. Eng. Power* 1982, 104, 729–742. [\[CrossRef\]](#)
15. Miller, RJ; Moss, RW; Ainsworth, RW; Harvey, NW Wechselwirkung zwischen Nachlauf, Stoß und Potentialfeld in einer 1,5-stufigen Turbine – Teil I: Wechselwirkung zwischen Schaufel und Rotor und Rotor und Schaufel. *J. Turbomach.* 2003, 125, 33–39. [\[CrossRef\]](#)
16. Dean, RC Über die Notwendigkeit instationärer Strömungen in Strömungsmaschinen. *J. Basic Eng.* 1959, 81, 24–28. [\[CrossRef\]](#)
17. Hodson, HP; Dawes, WN Zur Interpretation gemessener Profilverluste bei Untersuchungen zur Interaktion von instationären Nachlauf-turbinenschaufeln. *J. Turbomach.* 1998, 120, 276–284. [\[CrossRef\]](#)
18. Gaetani, P.; Persico, G.; Spinelli, A. Gekoppelte Wirkung von Expansionsverhältnis und Schaufelbelastung auf die Aerodynamik eines Hochdruck-Gasturbine. *Appl. Sci.* 2017, 7, 259. [\[CrossRef\]](#)
19. Gaetani, P.; Persico, G. Technologieentwicklung von aerodynamischen Drucksonden mit schneller Reaktion. *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 2020, 5, 6. [\[CrossRef\]](#)
20. Persico, G.; Mora, A.; Gaetani, P.; Savini, M. Instationäre Aerodynamik einer Turbinenstufe mit niedrigem Seitenverhältnis: Modellierungsprobleme und Strömungsphysik. *J. Turbomach.* 2012, 134. [\[CrossRef\]](#)
21. Giles, MB Stator/Rotor-Wechselwirkung in einer transsonischen Turbine. *J. Propul. Power* 1990, 6, 621–627. [\[CrossRef\]](#)
22. Persico, G.; Gaetani, P.; Paradiso, B. Schätzung der Turbulenz durch Einzelsensor-Drucksonden. In *Proceedings des XIX. Symposiums über Messtechniken für transsonische und überschallschnelle Strömungen in Kaskaden und Turbomaschinen, Rhode-St-Genese, Belgien, 7.–8. April 2008.*
23. Eckert, ERG Kreuztransport von Energie in Flüssigkeitsströmen. *Wärme- und Stoffübertragung* 1987, 21, 73–81. [\[CrossRef\]](#)
24. Alekseyuk, AI Der Eckert-Weise-Effekt und die Energietrennung bei Strömungsinterferenzen hinter nebeneinander liegenden Zylindern. *J. Fluid Mech.* 2021, 915. [\[CrossRef\]](#)
25. Hodson, HP; Hynes, TP; Greitzer, EM; Tan, CS Eine physikalische Interpretation von Stagnationsdruck- und Enthalpieänderungen in Instationäre Strömung. *J. Turbomach.* 2012, 134, 060902.