

# Aeroakustische Auslegung von Triebwerksfans mittels multidisziplinärer Optimierungen

vorgelegt von  
Dipl.-Ing.  
**Robert Jaron**  
geb. in Berlin

von der Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Ennes Sarradj  
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Lars Enghardt  
Prof. Dr.-Ing. Dieter Peitsch  
Dr.-Ing. Eberhard Nicke

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 17. Mai 2018

Berlin 2018



---

## Zusammenfassung

In modernen Flugzeugtriebwerken mit großem Nebenstromverhältnis stellt die Fanstufe die dominante Lärmquelle dar. Aus diesem Grund gewinnt bei der Auslegung der Fanstufen neben der Effizienzsteigerung und der mechanischen Stabilität immer mehr die Reduktion der Lärmemission an Bedeutung. In automatisierten Auslegungsprozessketten wird bereits auf Basis von stationären Strömungssimulationen die aerodynamische Performance und anhand von Struktursimulationen die mechanische Stabilität der iterativ veränderten Fanstufen bewertet und optimiert. Um mit praxisrelevantem Rechenaufwand auch die Lärmemission innerhalb einer solchen multidisziplinären Optimierung berücksichtigen zu können, wird in der vorliegenden Arbeit ein Verfahren weiterentwickelt, welches die in der Optimierung ohnehin anfallenden stationären Strömungssimulationen dazu verwendet, alle notwendigen Informationen zu extrahieren um mit dem Tool PropNoise analytisch den Fanlärm zu berechnen. Es werden Methoden entwickelt, welche die Rekonstruktion der instationären aerodynamischen Anregungsquellen aus der stationären Strömungssimulation an der Position ermöglichen, wo sie mit den Schaufeloberflächen interagieren. Auf Basis dieser Informationen werden mit den analytischen Modellen das resultierende fluktuierende Druckfeld auf der Schaufeloberfläche und der abgestrahlte Schall berechnet.

Die beispielhafte Anwendung des Verfahrens der RANS-basierten analytischen Fanlärmrechnung an drei Fankonfigurationen mit subsonischer Strömung zeigt im Vergleich zu messtechnischen, numerischen und empirischen Ergebnissen, dass die Interaktionslärmquellen mit einer Genauigkeit von ca. 3 dB getroffen werden. Einzelne Moden und Frequenzen können auch deutlich größere Abweichungen aufweisen. In Studien hinsichtlich der Quantifizierung von Unsicherheiten in den Eingangsgrößen konnte gezeigt werden, dass die Wahl des Turbulenzmodells in den Strömungssimulationen einen erheblichen Einfluss auf die Qualität der Lärmrechnung hat.

Das Verfahren wird außerdem in zwei aeroakustischen Optimierungen angewendet. In der ersten Optimierung werden die Hinterkantenzacken am ersten Rotor einer offenen gegenläufigen Stufe hinsichtlich der Anzahl und der Tiefe optimiert mit dem Ziel den Tonallärm zu reduzieren. Die Ergebnisse zeigen, dass bei gleichbleibender aerodynamischer Performance der Tonallärm auf Grund der Minderumlenkung der Strömung durch die Hinterkantenzacken und dem daraus resultierenden welligen Nachlauf reduziert werden kann. Der wellige Nachlauf führt bei der Interaktion mit der stromab liegenden Schaufel zu verstärkten radialen destruktiven Interferenzen und infolgedessen zu einer Reduktion der abgestrahlten Schalleistung. In der multidisziplinären Neuauslegung einer UHBR-Fanstufe wird gezeigt, dass der aerodynamische Wirkungsgrad, der Tonallärm und der breitbandige Interaktionslärm gegenläufige Abhängigkeiten zur Schaufelbelastung aufweisen. Während das aerodynamische Optimum im supersonischen Bereich liegt, wo die auftretenden Stöße eine größere Arbeitsumsetzung ermöglichen, liegt das Optimum bezüglich der Lärmemission im subsonischen Bereich, wo die Stöße keinen zusätzlichen Lärm erzeugen und der tonale Interaktionslärm auf Grund stärkerer destruktiver radialer Interferenzen reduziert wird. Gleichzeitig weist aber der breitbandige Interaktionslärm einen gegenläufigen Trend zur Schaufelbelastung auf. Bei der Wahl der Statorschaufelanzahl ist hinsichtlich des breitbandigen Interaktionslärms eine möglichst geringe Anzahl von Schaufeln vorteilhaft. Für den tonalen Interaktionslärm wird gezeigt, dass mit geringen Statorschaufelanzahlen im Bereich von ca. 10 Schaufeln ähnlich geringe Pegel wie mit einem *cut-off*-Design erreicht werden können. Anhand der Ergebnisse der Optimierung lässt sich außerdem zeigen, dass die geeignete Neigung und Pfeilung der Schaufeln das größte Potential hinsichtlich der Reduktion des Interaktionslärms aufweisen bei gleichzeitig geringem Einfluss auf die aerodynamische Performance.



---

## Abstract

Fan noise is the dominant noise source in modern aircraft engines with high bypass ratios. Therefore the consideration of the noise reduction during the design of a fan stages becomes more and more important. In state-of-the-art design processes of fan stages the aerodynamic performance and the mechanical stability is automatically optimized by means of numerical simulations of the parametrized fan stage. To enable also the consideration of the fan noise during the optimization a method is developed to extract all necessary parameters from the steady state flow simulation and calculate analytically the fan noise with the tool PropNoise. Methods are developed which allow the reconstruction of the aerodynamic excitation sources from the RANS-simulation at the positions where they interact with the blades. Based on the reconstructed flow field the dipol sources on the blade surfaces and the emitted noise is calculated analytically.

The prediction quality of the RANS-informed analytical fan noise calculation method is compared to experimental, numerical and empirical results using the examples of three different fans at subsonic flow conditions. The different noise sources are usually predicted with a discrepancy of less than 3 dB. Whereby individual modes or frequencies can show higher discrepancies. Studies concerning uncertainty quantification have shown that the chosen turbulence model for the CFD-simulation can have a substantially impact on the predicted interaction noise.

The method is also applied to aeroacoustic optimizations of two fan stages. In the first one the number and depth of trailing edge serrations at the front rotor of a counter rotating open rotor are optimized with the aim to reduce the tonal noise. It is shown, that with constant aerodynamic performance the tonal noise is reduced due to the wavy wakes. The interaction of the wavy wakes with the blades leads to strong radial destructive interferences and therefore to a noise reduction.

The multidisciplinary optimization of an UHBR fan has shown that the aerodynamic efficiency, the tonal noise and the broadband interaction noise have opposing dependencies on the stage loading. While the highest aerodynamic efficiency is found for supersonic flow conditions, the tonal noise is substantially lower at subsonic flow conditions due to the absence of self-noise sources and due to the decrease of tonal interaction noise by increasing the stage loading. However broadband interaction noise increases with increasing stage loading. Regarding broadband interaction noise the number of the vanes should be as low as possible. Regarding tonal interaction noise it has been shown, that with about 10 vanes similar low sound power levels can be achieved as with a conventional cut-off design. Based on the results of the optimization it has been shown, that blade lean and sweep have the highest interaction noise reduction potential without disturbing the aerodynamic efficiency.



---

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Antriebstechnik in der Abteilung Triebwerksakustik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR). Ich möchte mich bei allen Kolleginnen und Kollegen dieser Abteilung für die harmonische Arbeitsatmosphäre bedanken. Bei Balbir Kaur, Max Behn, Dr. Wolfram Hage, Helge Herthum, Carolin Kissner, Pawel Piotrowski, Nico Seiffert, Martin Staggat, Dr. Ulf Tapken und Dr. Robert Meyer möchte ich mich für die inhaltliche, technische und moralische Unterstützung während der Entstehung dieser Arbeit bedanken.

Mein besonderer Dank gebührt meinem Gruppenleiter Dr. Sébastien Guérin, der mich durch zahllose fruchtbare Diskussionen, durch seine motivierende Freude an wissenschaftlichen Erkenntnissen und durch den notwendigen Freiraum zum kreativen wissenschaftlichen Arbeiten durchgehend unterstützte. Dr. Christian Weckmüller und Dr. Attila Wohlbrandt sei gedankt für die Einführung in die nachhaltige, objektorientierte Softwareentwicklung und die gemeinsame Entwicklung der Softwareplattform *Connect3D*. Dr. Axel Holewa sei gedankt für die geduldige Unterstützung beim Entwurf strukturierter Netze und beim Aufsetzen numerischer Strömungssimulationen.

Insbesondere möchte ich mich bei Dr. Antoine Moreau bedanken, der mich bereits während meines Studiums und später in meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter durch seine unermüdliche Freude an der analytischen Beschreibung komplexer physikalischer Vorgänge maßgebend in meiner wissenschaftlichen Arbeit geprägt hat.

Bei meinem Abteilungsleiter Prof. Lars Enghardt möchte ich mich für die langjährige Förderung meiner Arbeit, dem mir entgegengebrachten Vertrauen und für die Gutachtertätigkeit im Rahmen dieser Promotion bedanken.

In den Vorlesungen von Prof. Dieter Peitsch erlernte ich die Grundlagen der Turbomaschinen und so war es mir eine besondere Freude, dass Prof. Peitsch ebenfalls die Begutachtung dieser Promotion übernommen hat.

Dr. Eberhard Nicke verdanke ich neben seiner Gutachtertätigkeit auch einen sechswöchigen Aufenthalt in der Abteilung Fan und Verdichter, bei dem ich durch Dr. Anne-Laure Aulich in die aerodynamische Optimierung von Verdichterschaufeln eingeführt wurde. In diversen Projekten konnte ich mich immer auf die Unterstützung und auf den fruchtbaren Austausch mit den Kollegen aus dieser Abteilung verlassen. Hier gebührt besonderer Dank Dr. Timea Lengyel-Kampmann, die mich beim Aufsetzen der multidisziplinären Optimierungsprozesskette für die Auslegung der UHBR-Stufe unterstützt hat.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern Judith und Gerhard bedanken, die mich auf dem Weg zu dieser Promotion unterstützt und geprägt haben. Donata Lipowski möchte ich danken für das dringend notwendige Korrekturlesen. Meiner geliebten Frau Raffaella und unseren Kindern Lukas und Pia möchte ich dafür danken, dass sie mir fortwährend halfen, den Blick für die wichtigen Dinge im Leben nicht zu verlieren und mir mit Engelsgeduld bei der Entstehung dieser Arbeit beigestanden haben.

Berlin, im Mai 2018  
Robert Jaron



# Inhaltsverzeichnis

<b>Konventionen und Notationen</b>	<b>XI</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Warum Fanlärm? . . . . .	3
1.2 Fanlärmquellen und ihre physikalischen Entstehungsmechanismen . . . . .	5
1.3 Verfahren zur Berechnung des Fanlärms . . . . .	9
1.4 Die RANS-basierte analytische Berechnung von Fanlärm . . . . .	11
1.5 Aktueller Stand der Forschung . . . . .	13
1.6 Aufbau und Ziele der Arbeit . . . . .	15
<b>2 Analytische Fanlärmrechnung basierend auf Strömungssimulationsdaten</b>	<b>17</b>
2.1 Rekonstruktion der aerodynamischen Anregungsquellen . . . . .	18
2.1.1 Rekonstruktion der umfangsperiodischen Störungen . . . . .	21
2.1.1.1 Vorhandene empirische Nachlaufmodelle . . . . .	22
2.1.1.2 Superposition von Nachlauf und Potentialfeld . . . . .	24
2.1.1.3 Nachlauf- und Potentialfeldmodell . . . . .	25
2.1.2 Rekonstruktion des turbulenten Geschwindigkeitsspektrums . . . . .	32
2.1.2.1 Turbulente Schwankungsgeschwindigkeit . . . . .	32
2.1.2.2 Integrale Längenskala . . . . .	34
2.1.3 Extraktion der schaufelgebundenen aerodynamischen Kräfte . . . . .	37
2.2 Antwort eines Profils auf instationäre Geschwindigkeitsstörungen . . . . .	39
2.3 Modellierung der Schallquellen . . . . .	41
2.3.1 Goldsteins Gleichung . . . . .	41
2.3.2 Modellierung der aerodynamischen Anregung . . . . .	42
2.3.3 Modellierung der Schallentstehung . . . . .	43
2.4 Schallausbreitung im Kanal . . . . .	46
2.5 Zusammenfassung . . . . .	50
<b>3 Anwendung und Bewertung des Verfahrens an realistischen Fankonfigurationen</b>	<b>51</b>
3.1 Tonaler Lärm - DLR UHBR-Fan . . . . .	51
3.1.1 Numerische Simulation . . . . .	53
3.1.2 Rekonstruktion des instationären Strömungsfeldes . . . . .	56
3.1.3 Vergleich der akustischen Ergebnisse . . . . .	57
3.2 Tonaler Lärm - gegenläufiger offener Rotor AI-PX 7 . . . . .	59
3.2.1 Numerische Simulation . . . . .	59
3.2.2 Rekonstruktion des instationären Strömungsfeldes . . . . .	61
3.2.3 Vergleich der akustischen Ergebnisse . . . . .	63
3.3 Tonal- und Breitbandlärm - NASA SDT Fan . . . . .	65
3.3.1 Numerische Simulation . . . . .	66
3.3.2 Vergleich der akustischen Ergebnisse . . . . .	67

3.4	Sensitivität des Verfahrens . . . . .	71
3.4.1	Einfluss der Extrapolation des instationären Strömungsfeldes auf die Lärmvorhersage . . . . .	71
3.4.2	Einfluss der radialen Auflösung auf die Lärmvorhersage . . . . .	73
3.4.3	Einfluss der Turbulenzmodelle auf die Lärmvorhersage . . . . .	74
3.5	Zusammenfassung . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Anwendung des Verfahrens in der aeroakustischen Optimierung von Fanstufen</b>	<b>83</b>
4.1	Prozesskette für die multidisziplinäre Optimierung einer Fanstufe . . . . .	83
4.2	Optimierung von Hinterkantenzacken zur Tonallärmreduktion . . . . .	85
4.2.1	Optimierung . . . . .	86
4.2.2	Ergebnisse . . . . .	87
4.3	Aeroakustische Optimierung einer UHBR-Fanstufe . . . . .	91
4.3.1	Szenario . . . . .	91
4.3.2	Optimierung . . . . .	92
4.3.3	Ergebnisse . . . . .	97
4.4	Zusammenfassung . . . . .	99
<b>5</b>	<b>Lärmreduzierende Designmaßnahmen</b>	<b>101</b>
5.1	Quantifizierung von radialen Interferenzen . . . . .	101
5.1.1	Destruktive radiale Interferenzen durch Strömungsdrall . . . . .	103
5.1.2	Destruktive radiale Interferenzen durch Schaufelneigung . . . . .	105
5.1.3	Destruktive radiale Interferenzen durch Hinterkantenzacken . . . . .	109
5.2	Einfluss der Schaufelbelastung auf den Interaktionslärm . . . . .	112
5.3	Einfluss des Schaufelreihenabstandes auf den tonalen Interaktionslärm . . . . .	115
5.4	Einfluss der Statorschaufelzahl auf den Interaktionslärm . . . . .	116
5.5	Zusammenfassung . . . . .	121
<b>6</b>	<b>Schlussfolgerungen</b>	<b>123</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	123
6.2	Ausblick . . . . .	127
6.3	Schlussbemerkung . . . . .	130
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>131</b>
A.1	Turbulenzmodellierung in numerischen Strömungssimulationen . . . . .	131
A.1.1	Lineare Wirbelviskositätsmodelle - Schließungsansatz 1. Ordnung . . . . .	131
A.1.2	Turbulenzmodelle mit Schließungsansatz 2. Ordnung . . . . .	133
A.2	Extraktion von Strömungsdaten aus dem numerischen Gitter . . . . .	134
A.3	Validierungsergebnisse der Konfigurationen M1509 und M1981 . . . . .	134
	<b>Literatur</b>	<b>137</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>149</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>151</b>

# Konventionen und Notationen

## Lateinische Formelzeichen

$A_{mn}$	[Pa]	Amplituden der $(m, n)$ -Mode
$a_0$	[m s <sup>-1</sup> ]	Schallgeschwindigkeit
$B$		Anzahl der Rotorscheaufeln
$c$	[m]	Sehnenlänge
$C_L, C_D$		Auftriebs- und Widerstandskoeffizient
$f$	[Hz]	Frequenz
$f_{mn}$		radiale Eigenfunktion der $(m, n)$ -Mode
$G$	[m <sup>-1</sup> ]	Greensche Funktion
$g_m$	[m <sup>-1</sup> ]	Greensche Funktion im Frequenzbereich
$h$		Harmonische
$h$		dimensionslose Verteilung des Auftriebs entlang der Sehne
$i$		imaginäre Einheit $i^2 = -1$
$J_m$		Bessel-Funktionen erster Ordnung
$K$	[m <sup>-1</sup> ]	aerodynamische Wellenzahl $K = \frac{2\pi f}{u_0}$
$k$	[m <sup>-1</sup> ]	akustische Wellenzahl $k = \frac{\omega}{a_0} = \frac{2\pi}{\lambda}$
$k$	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	turbulente kinetische Energie
$k_{x,mn}$	[m <sup>-1</sup> ]	axiale Wellenzahl einer $(m, n)$ -Mode
$k_{r,mn}$	[m <sup>-1</sup> ]	radiale Wellenzahl einer $(m, n)$ -Mode
$k_l$	[m <sup>-1</sup> ]	Wellenzahl in Richtung der Profilhöhle
$l$	[m]	turbulente Korrelationslänge
$M$		Machzahl $M = \frac{u}{a_0}$
$m$		azimutale Modenordnungszahl, $m \in \mathbb{Z}$
$n$		radiale Modenordnungszahl, $n \in \mathbb{N}_0$
$p$	[Pa]	Druck
$p'$	[Pa]	Schalldruck
$r$	[m]	Entfernung zur Achse (im Rohr)
$R$	[m]	Außenradius des Strömungskanals
$S$		Sears-Funktion
$St$		Strouhal-Zahl
$t$	[s]	Zeit
$t$	[m]	Schaufeldicke
$u$	[m s <sup>-1</sup> ]	Strömungsgeschwindigkeit
$u'$	[m s <sup>-1</sup> ]	Quadratisches Mittel der turb. Schwankungsgeschwindigkeit
$V$		Anzahl der Statorschaufeln
$Y_m$		Bessel-Funktionen zweiter Gattung

---

## Griechische Formelzeichen

$\alpha_{mn}$		<i>Cut-on</i> -Faktor der $(m, n)$ -Mode
$\beta$	[rad]	Strömungswinkel
$\gamma$		Isentropenkoeffizient
$\delta_{ij}$		Kronecker-Delta
$\delta_1$		Verdrängungsdicke der Grenzschicht
$\Delta$		Differenz oder Abweichung
$\zeta$	[Pa]	aerodynamische Anregung in Form eines Drucks
$\eta$		Nabenverhältnis
$\theta$	[rad]	Azimutalwinkel
$\lambda$	[m]	integrale Längenskala, Wellenlänge
$\nu$	[ $m^2/s^2$ ]	kinematische Viskosität
$\Pi$		Totaldruckverhältnis
$\rho$	[ $kg\ m^{-3}$ ]	Dichte
$\sigma_{mn}$		$(n+1)$ -te Nullstelle der ersten Ableitung der radialen Eigenfunktionen
$\sigma$		Kehrwert des Schaufelteilungsverhältnisses (engl. <i>solidity</i> )
$\phi$		Spektrum
$\psi$		Schaufelbelastung (engl. <i>blade loading</i> ), auch Druckzahl, Leistungszahl oder Arbeitszahl
$\omega$	[ $rad\ s^{-1}$ ]	Kreisfrequenz $\omega = 2\pi \cdot f$
$\omega$	[ $s^{-1}$ ]	spezifische turbulente Dissipationsrate
$\Omega$	[Hz]	Winkelgeschwindigkeit einer rotierenden Welle

## Hochgestellte Indizes

- $(\cdot)^+$  Eigenschaft einer stromab laufenden Mode
- $(\cdot)^-$  Eigenschaft einer stromauf laufenden Mode
- $(\cdot)^*$  komplex konjugierter Wert  
bei Matrizen zusätzlich transponieren  
und Normierung mit  $c/2$
- $(\cdot)'$  Schwankungsgrößen
- $\hat{(\cdot)}$  komplexe Amplitude der Schwankungsgrößen
- $(\cdot)$  Größe im Relativsystem der Schaufelreihe

## Tiefgestellte Indizes

- $(\cdot)_i$  Vektorkoordinaten bzgl. der  $i$ -Richtung
- $(\cdot)_{LE}$  Vektorkoordinaten an der Position der Schaufelvorderkante (leading edge)
- $(\cdot)_{mn}$  Eigenschaft der  $(m, n)$ -Mode
- $(\cdot)_{TE}$  Vektorkoordinaten an der Position der Schaufelhinterkante (trailing edge)
- $(\cdot)_\theta$  Vektorkoordinate bzgl. der  $\theta$ -Richtung
- $(\cdot)_0$  mittlere Strömungsgrößen

---

## Abkürzungen

aerodyn.	aerodynamisch
BPF	Blade Passing Frequency (Blattfolgefrequenz)
BIL	Breitbandiger Interaktionslärm
CAA	Computational Aero Acoustics (numerische Lösung der linearisierten Euler-Gleichungen für aeroakustische Problemstellungen)
CFD	Computational Fluid Dynamics (numerische Strömungssimulation)
CROTOR	Counter Rotating Open Rotor (gegenläufige offene Fanstufe)
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V.
EARSIM	Explicit Algebraic Reynolds Stress Model (explizites algebraisches Reynoldsspannungs-Modell)
EO	Engine Order (mit der Wellendrehzahl entdimensionalisierte Frequenz)
EPNdB	Effective Perceived Noise level in decibels (effektiv wahrgenommener Schallpegel)
FEM	Finite-Elemente-Methode
FR	Front Rotor (vorderer Rotor einer gegenläufigen offenen Fanstufe)
FW-H	Ffowcs-Williams and Hawkings (Methode zur Ausbreitung von Schallfeldern ins Fernfeld)
HB	Harmonic Balance (instationäre Strömungssimulation im Frequenzbereich)
HW	Hot Wire Probe (Hitzdrahtsonde)
LDV	Laser Doppler Velocimetry (berührungsloses optisches Messverfahren zur punktuellen Bestimmung von Geschwindigkeitskomponenten)
LES	Large Eddy Simulation (Strömungssimulation bei der große turbulente Strukturen direkt simuliert werden und kleine Strukturen modelliert werden)
NASA	National Aeronautics and Space Administration
OAPWL	Overall Power Level (Gesamtschalleistung)
PN	PropNoise (analytisches Tool zur Fanlärmvorhersage)
PSD	Power Spectral Density (Spektrale Leistungsdichte)
PWL	Power Level (Schalleistungspegel)
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes (Reynoldsgemittelte Navier-Stokes-Gleichungen)
RR	Rear Rotor (hinterer Rotor einer gegenläufigen offenen Fanstufe)
RSTM	Reynolds Stress Transport Model (Transportmodell für die Reynoldsspannungen)
SDT	Source Diagnostic Test (Modell eines Turbofans der NASA)
SPL	Sound Pressure Level (Schalldruckpegel)
SSG/LRR	Spezielle Sarkar Gatski / Launder Reece Rodi (EARSIM Turbulenzmodell)
TIL	Tonaler Interaktionslärm
UHBR	Ultra High Bypass Ratio (Fanstufe mit hohem Nebenstromverhältnis)
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes (instationäre Strömungssimulation im Zeitbereich)
XTPP	Extended Multi-Plane Pressure Mode Matching (Verfahren zur Auswertung akustischer Schallfelder in instationären Strömungssimulationen)

---

## **Anmerkungen des Autors**

**Verwendung von englischen Fachbegriffen:** Einige Fachbegriffe, die in der englischsprachigen wissenschaftlichen Fachliteratur üblich sind, lassen sich nur missverständlich ins Deutsche übersetzen. Diese Begriffe werden aus dem Englischen übernommen und sind kursiv gekennzeichnet.

Der Begriff **Lärm** wird in dieser Arbeit synonym für Schall im hörbaren Bereich von 20 Hz bis 20 kHz verwendet, der psychoakustisch nicht bewertet ist und dementsprechend keiner negativen Konnotation unterliegt.

**Dezimaltrennzeichen:** In dieser Arbeit wird der Punkt (".") als Dezimaltrennzeichen verwendet.

# 1 Einleitung

Die Entwicklung neuer Triebwerke unterliegt dem ständigen Zielkonflikt, gleichzeitig effizienter, abgasärmer und leiser zu werden und dies bei möglichst geringer Anzahl von Bauteilen, wenig Gewicht und größtmöglicher Wartungsfreundlichkeit. Der wichtigste Trend der zivilen Triebwerkentwicklung in den letzten 50 Jahren ist eindeutig die kontinuierliche Erhöhung des Nebenstromverhältnisses. Das Nebenstromverhältnis gibt das Verhältnis zwischen dem Luftstrom an, der hinter dem Fan im Nebenstromkanal am Kerntriebwerk vorbeigeführt wird, und dem Luftmassenstrom, der das Kerntriebwerk passiert. Durch eine Erhöhung des Nebenstromverhältnisses wird der geforderte Schub durch einen größeren Massenstrom bei kleiner Austrittsgeschwindigkeit aus dem Triebwerk erreicht. Dadurch erhöht sich der Vortriebswirkungsgrad. Die aktuelle Triebwerksgeneration der Firma GE-Aviation mit der GE9X-Serie und der Firma Rolls-Royce plc mit der Trent XWB-Serie erreicht Nebenstromverhältnisse von bis ca. 11:1. Die mit dieser Triebwerksgeneration ausgestatteten Langstreckenflugzeuge Boeing 777-9X und Airbus A350-900 verbrauchen im Durchschnitt nur noch 2.9 Liter Kerosin pro Passagier und 100 Kilometer, was eine erhebliche Verbesserung gegenüber dem mittleren Verbrauch von ca. 6 Liter im Jahr 1991 darstellt (Lufthansa Group, 2013). Gleichzeitig verzeichnete die Lufthansa Group aber auch zwischen den Jahren 1991 und 2013 eine mittlere Steigerung der Passagierkilometer um jährlich ca. 5.7%, was trotz der effizienteren Flugzeuge zu einer effektiven Zunahme des Treibstoffverbrauchs um 180% führte. Insgesamt ist der Flugverkehr für ca. 2 bis 3% des weltweiten Kohlendioxidausstoßes verantwortlich (Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz, Bau und Reaktorsicherheit, 2007).

Neben den Umwelteinflüssen des Luftverkehrs durch die Schadstoffemissionen, steht zunehmend auch die Lärmemission im Fokus der gesellschaftlichen Diskussion und politischer Regulierungen. Die ersten Zertifizierungsvorschriften bezüglich der Lärmemission von Flugzeugen wurden bereits 1969 von der Bundesluftfahrtbehörde der Vereinigten Staaten FAA<sup>1</sup> unter dem Namen *Stage 2* eingeführt<sup>2</sup>. Eine striktere Zertifizierungsvorschrift folgte 1977 unter dem Namen *Stage 3*. Im Jahr 1999 traten die USA der Internationalen Zivilluftfahrtorganisation ICAO<sup>3</sup> bei. Seitdem wurden die Chapter 4 und 14 verabschiedet, welche eine weitere Reduktion der Lärmemission von neu zu zertifizierenden Flugzeugen zum Ziel haben (siehe Abb. 1.1).

Während die Zertifizierungsvorschriften der ICAO von den Flugzeug- und Triebwerksherstellern meist schon Jahre im Voraus erfüllt werden, sind die Ziele, die durch den europäischen Luftfahrtforschungsbeirat ACARE<sup>4</sup> formuliert wurden, deutlich ambitionierter. In den Strategiedokumenten *Vision 2020* und *Flightpath 2050* der ACARE wird eine Reduzierung des wahrgenommenen Fluglärms um 50% bis zum Jahr 2020 und um 65% bis zum Jahr 2050 gegenüber neu zertifizierten Flugzeugen im Jahr 2000 angestrebt (Europäische Kommission,

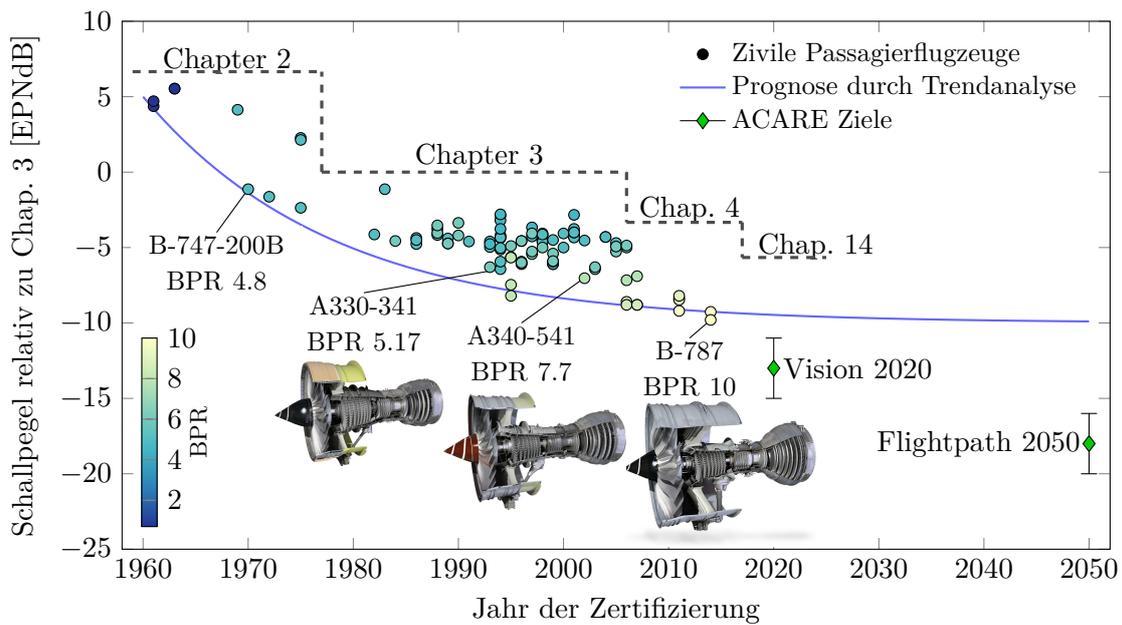
---

<sup>1</sup>*Federal Aviation Administration*

<sup>2</sup>Seitdem die Zertifizierungsvorschriften gemeinschaftlich durch die ICAO formuliert werden, werden die Begriffe *Stage* und *Chapter* synonym verwendet.

<sup>3</sup>*International Civil Aviation Organization*

<sup>4</sup>*Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe*



**Abbildung 1.1:** Entwicklung der gemittelten Schallpegel bei den drei Zertifizierungspunkten relativ zu Chap. 3. Abbildungen der Triebwerke mit freundlicher Genehmigung der Rolls-Royce Group plc.

2001, 2011). Das entspricht im Mittel einer Schallpegelreduktion von -10 EPNdB bzw. -15 EPNdB je akustischem Zertifizierungspunkt (siehe Abb. 1.1). Diesen Zielen hat sich auch die Bundesregierung (2014) in ihrem Luftfahrtstrategieprogramm verpflichtet.

In den letzten 50 Jahren war vor allem die Erhöhung des Nebenstromverhältnisses maßgeblich für die Reduktion des Triebwerkslärms verantwortlich. Durch die kleiner werdende Abgasstrahlgeschwindigkeit wurde der Strahlärm erheblich reduziert, welcher mit der sechsten bis achten Potenz der Strahlgeschwindigkeit korreliert (Lighthill, 1954; Morfey, 1973). Die Erhöhung des Nebenstromverhältnisses führt tendenziell auch zu einer Verminderung des Fandruckverhältnisses und der Rotordrehgeschwindigkeit. Beides entscheidende Faktoren, die zu einer Reduktion der dominanten Fanlärmquellen führen (Huff, 2007; A. Moreau, 2017). Das Nebenstromverhältnis ist allerdings durch den unter den Flügeln zur Verfügung stehenden Bauraum und durch den größer werdenden Verdrängungs- und Oberflächenwiderstand limitiert (Daggett et al., 2003). Die Trendanalyse in Abb. 1.1 zeigt zudem, dass die Ziele der ACARE nicht durch die konventionellen lärmreduzierenden Maßnahmen erreicht werden können. Es bedarf neuer Technologien und Lärminderungsmaßnahmen, um die geforderte Lärmreduktion zu realisieren.

Einen Beitrag könnte die gezielte akustische Optimierung der Fanschaufeln darstellen. Die kontinuierliche Weiterentwicklung der Optimierungsalgorithmen (Voß et al. 2006, 2008, 2014) und der numerischen Strömungslöser (Eulitz, 2000; Franke et al., 2005; K. Becker et al., 2010) speziell für den Anwendungsbereich von Turbomaschinen erlauben es mittlerweile, Fanstufen aerodynamisch und mechanisch mit Hilfe einer automatisierten Optimierungsprozesskette auszulegen (Lengyel-Kampmann, 2015). Bisher ist die Berücksichtigung der Schallemission in der Auslegung auf Grund des enormen numerischen Aufwandes für direkte Simulationen nicht möglich. Ziel dieser Arbeit ist es, die Daten aus den ohnehin anfallenden stationären Strömungssimulationen soweit aufzuarbeiten, dass mit Hilfe von analytischen Modellen der

Fanlärm berechnet werden kann. Auf diese Weise kann bereits im Auslegungsprozess der Fanstufe die Lärmerzeugung bewertet und reduziert werden. Abschließend soll untersucht werden, welches Potential die akustische Optimierung einer Fanstufe bei der Lärmreduktion aufweist.

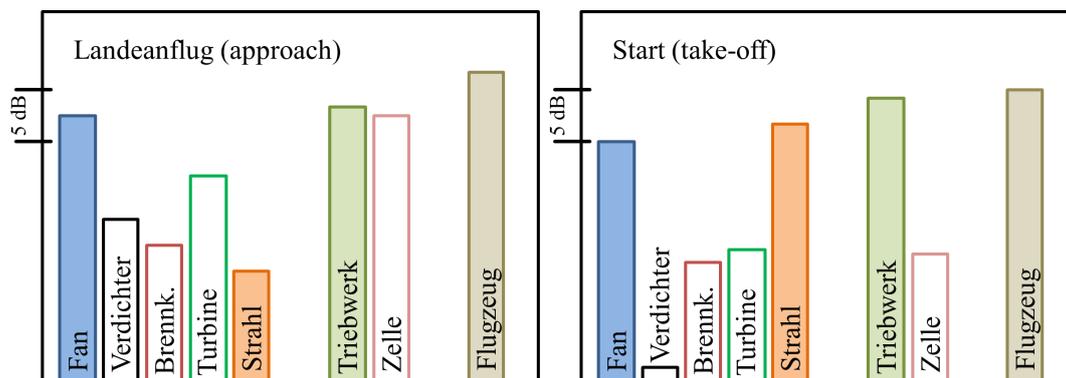
Im nächsten Abschnitt wird detailliert beleuchtet, warum gerade die Reduktion des Fanlärms für zukünftige Flugzeug- und Triebwerkskonzepte einen besonders großen Beitrag zur Reduktion des Gesamtflugzeuflärms liefern kann.

## 1.1 Warum Fanlärm?

Die ICAO (2011) hat die akustischen Zertifizierungspunkte eines Flugzeugs wie folgt definiert:

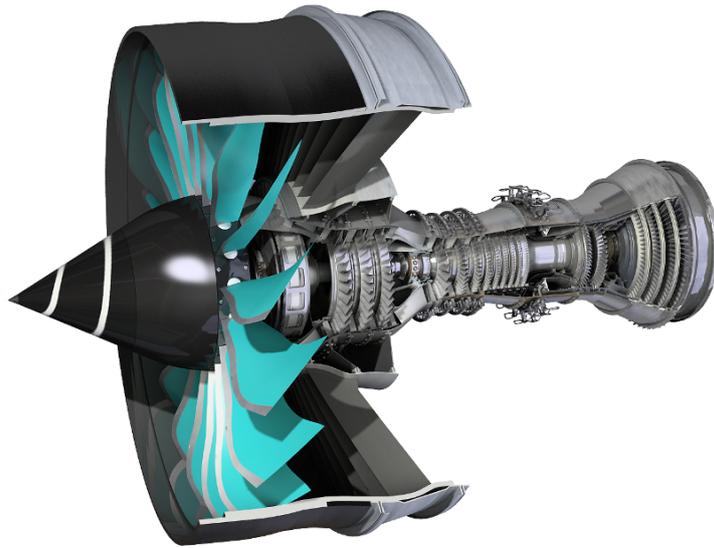
- Seitenlinie (*Sideline, Takeoff*), Flugzeug fliegt bei konstanter Höhe von 200 m mit maximalem Schub 450 m seitlich an der Messstrecke vorbei.
- Überflug (*Flyover, Cutback*), 6.5 km nach dem Anrollen des Flugzeugs bei bereits reduziertem Schub.
- Landeanflug (*Approach*), 120 m über dem Boden, 2 km vor dem Beginn der Landebahn und einem Gleitpfadwinkel von 3°.

Wie wichtig es ist, gerade den Fanlärm zu verringern, um den gesamten Flugzeuflärm an den Zertifizierungspunkten zu reduzieren, zeigen die von Airbus veröffentlichten Daten in Abb. 1.2. Bei beiden abgebildeten Zertifizierungspunkten erzeugt das Triebwerk mehr Lärm als die Zelle des Flugzeugs. Beim Landeanflug wird der Triebwerkslärm hauptsächlich durch den Fan erzeugt. Bei Triebwerken der aktuellen Generation ist bei maximalem Schub noch der Strahl die dominante Lärmquelle. In zukünftigen Triebwerksgenerationen wird aber das Nebenstromkanalverhältnis weiter zunehmen. Die Konzeptstudie der Firma Rolls-Royce in Abb. 1.3 zeigt beispielsweise einen Fan mit einem vergleichsweise großen Nebenstromkanalverhältnis von 15:1. Durch diesen Trend wird langfristig auch bei Betriebspunkten mit maximalem Schub der Fan den größten Anteil an der Lärmemission des Triebwerks haben.



**Abbildung 1.2:** Aufteilung der Lärmquellen an einem Flugzeug (angelehnt an AIRBUS (2013)).

In der Forschung und der Industrie wird in jüngster Zeit verstärkt an Flugzeugkonzepten geforscht, bei denen eine zentrale Energieversorgung viele kleine verteilte Fanstufen mit Strom



**Abbildung 1.3:** Der UltraFan mit einem hohen Nebenstromkanalverhältnis von 15:1 entstand im Rahmen einer Konzeptstudie des Triebwerksherstellers Rolls-Royce. Mit freundlicher Genehmigung der Rolls-Royce Group plc.

versorgt (Kim, 2010). Die Energieversorgung könnte dabei beispielsweise durch eine zentrale Gasturbine erfolgen, die kontinuierliche bei ihrem optimalen Betriebspunkt arbeitet. Andere Konzepte gehen von gänzlich elektrifizierten und batteriebetriebenen Antrieben aus. Auch bei diesen Konzepten wird der Fanlärm die dominante Schallquelle darstellen. Kürzlich wurde erfolgreich der unbemannte Jungfernflug eines senkrecht startenden Kleinflugzeuges der Firma Lilium durchgeführt. Ziel der Firma ist es, bis 2019 ein batteriebetriebenes Flugzeug für 5 Personen mit 36 verteilten Fanstufen auf den Markt zu bringen (siehe Abb. 1.4).

Sowohl den Durchmesser der konventionellen Triebwerke zu erhöhen, als auch die Schubzeugung auf viele kleine Antriebe zu verteilen, hat einen positiven Effekt auf den Fanlärm. Durch beide Konzepte wird die durchströmte Fläche der Fanstufen erhöht. Bei gleicher Schubanforderung wird somit die auf die Fläche normierte, zu verrichtende Arbeit an dem Fluid reduziert, was sich in einem kleineren Fandruckverhältnis und geringeren Rotordrehzahlen widerspiegelt. Beides hat zur Folge, dass auch der Fanlärm reduziert wird. Allerdings nur unter der Bedingung, dass das veränderte Design nicht zu neuen Quellen führt, z. B. durch eine inhomogene Zuströmung der Fanstufen. Da die Reduktion des Strahlärms durch die größer werdenden Nebenstromverhältnisse deutlich stärker ausfällt, als die Reduktion des Fanärms und bei den Konzepten der verteilten Antriebe die Fanstufen ohnehin die stärksten Lärmquellen darstellen dürften, wird auch zukünftig der Fanlärm die dominante Lärmquelle der Flugzeuge darstellen.

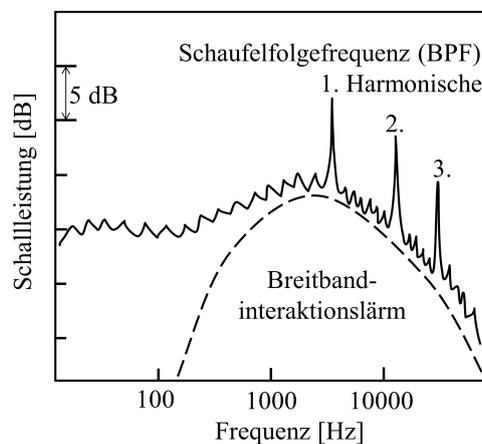
Der Fanlärm selbst setzt sich aus mehreren Schallquellen zusammen, deren verhältnismäßiger Beitrag zur Gesamtschalleistung der Fanstufe abhängig davon ist, ob der Fan offen oder ummantelt betrieben wird und ob die Umströmung der Schaufel Stöße aufweist. Die physikalischen Entstehungsmechanismen der verschiedenen Fanlärmquellen werden im nächsten Abschnitt erläutert.



**Abbildung 1.4:** Konzept eines batteriebetriebenen Flugzeugs für 5 Personen mit 36 verteilten Fanstufen. Mit freundlicher Genehmigung der Lilium GmbH.

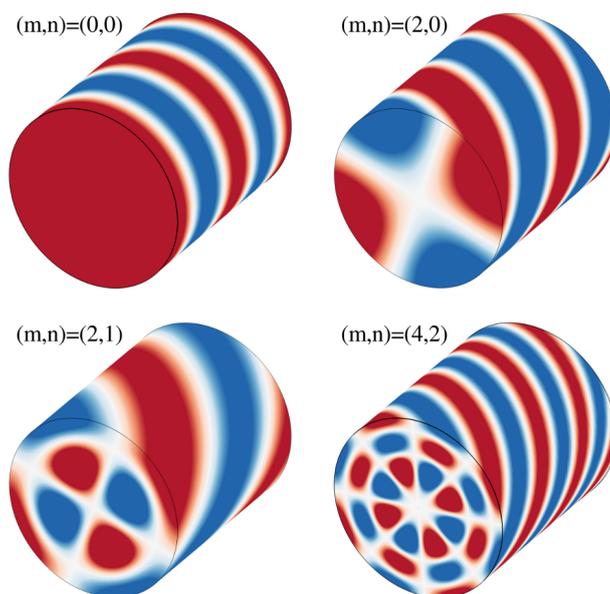
## 1.2 Fanlärmquellen und ihre physikalischen Entstehungsmechanismen

Das charakteristische akustische Spektrum eines Fans, welches ein Beobachter von einem vorbeifliegenden Flugzeuges am Boden wahrnimmt, ist in Abb. 1.5 dargestellt. Der hörbare Bereich umfasst dabei Frequenzen von 20 Hz bis 20 kHz. Grundsätzlich werden Schallereignisse unterteilt in diejenigen, die bei diskreten Frequenzen abstrahlen und als Tonallärm bezeichnet werden, und diejenigen, welche stochastisch über einen breiten Frequenzbereich abstrahlen und als Breitbandlärm bezeichnet werden.



**Abbildung 1.5:** Prinzipskizze des charakteristischen Spektrums der Schalleistung einer Fanstufe (durchgezogene Linie) mit Kennzeichnung der Anteile aus dem tonalen Interaktionslärm (nummerierte Blattfolgefrequenzen) und dem Breitbandinteraktionslärm (gestrichelte Linie).

Bevor die Schallwellen ins Fernfeld abgestrahlt werden, müssen sie sich in einem ummantelten Triebwerk von der Entstehungsposition zum Ein- bzw. Auslass des Triebwerks ausbreiten. Dabei weisen die Schallwellen räumlich periodische Strukturen auf. Charakterisiert werden die sogenannten Kanalmoden durch ihre azimutale Modenordnung  $m$  und radiale Modenordnung  $n$  (siehe Abb. 1.6).



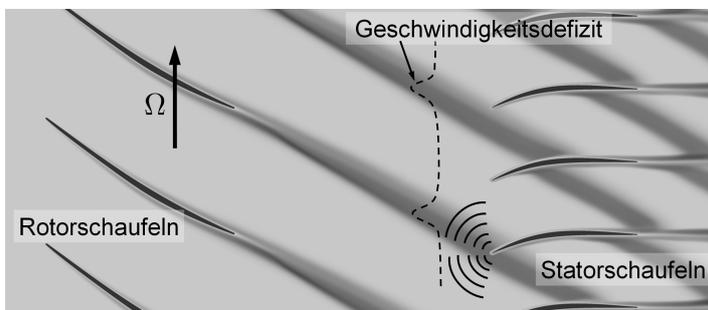
**Abbildung 1.6:** Schallwelle, die sich in Form einer Mode, charakterisiert durch ihre azimutale Ordnung  $m$  und radiale Ordnung  $n$ , durch einen Kanal ausbreitet.

Die Lärmquellen in der Fanstufe werden dabei gemäß ihrem Entstehungsmechanismus in den Interaktions- und Eigenlärm unterteilt:

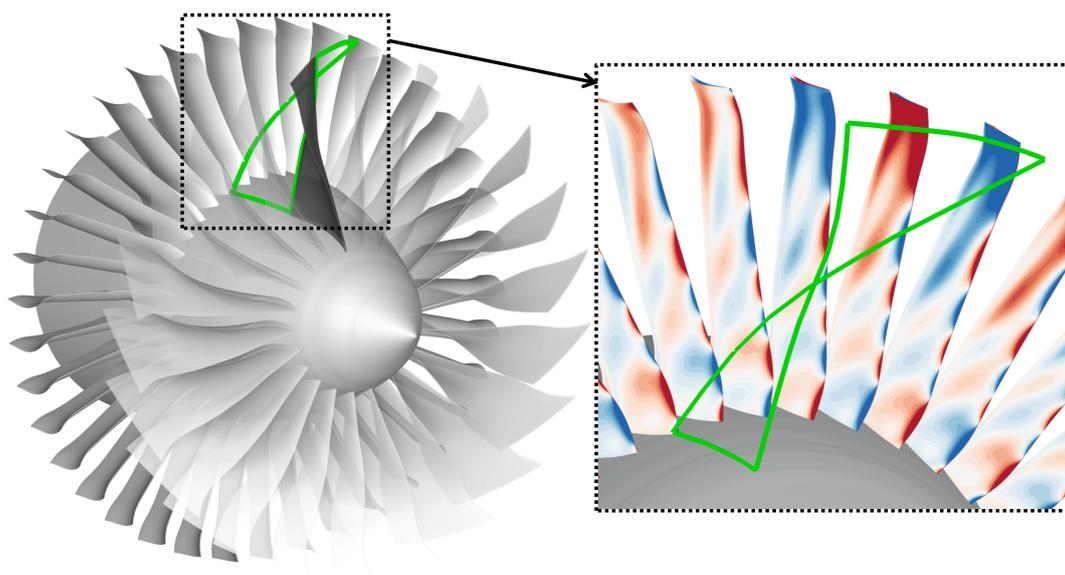
**Interaktionslärm:**

Umströmte Fanschaufeln erzeugen durch ihre Verdrängungswirkung und der Strömungsgrenzschicht Störungen in Form einer inhomogenen Geschwindigkeitsverteilung und erhöhter Turbulenz stromab der Schaufel (siehe Abb. 1.7). Befindet sich stromab eine weitere Schaufelreihe, kommt es zur Interaktion dieser Störungen mit den Schaufeln.

Durch die Interaktion mit den Strömungsstörungen variiert der induzierte Profilauftrieb, was sich in Form von Dipolquellen darstellen lässt (Sears, 1941). In Abbildung 1.8 sind der Konvektionsweg eines Rotornachlaufs von der Hinterkante des Rotors bis zur stromab liegenden Statorvorderkante und die aus der Interaktion resultierenden periodischen Druckschwankungen auf den Statorschaufeloberflächen dargestellt. Die Dipole



**Abbildung 1.7:** Interaktion einer Schaufelreihe mit den umfangersperiodischen Störungen induziert durch eine stromauf liegende Schaufelreihe (Quelle: Weckmüller (2013)).



**Abbildung 1.8:** Konvektion des Nachlaufs von der Rotorhinterkante zur Statorvorderkante und Realteil des komplexen Druckes auf den Statoroberflächen. Die Dipolquellen sind Folge der Interaktion mit den Rotornachläufen.

erzeugen Schallwellen, welche sich in Abhängigkeit ihrer Quellposition und Phase konstruktiv oder destruktiv überlagern. Das bedeutet, dass nur ein Teil der Druckschwankungen auch akustisch abgestrahlt wird.

Tritt die Strömungsstörung periodisch auf, entsteht Tonallärm, dessen Frequenz sich aus der Rotationsfrequenz des Rotors multipliziert mit der Anzahl der Rotorschaukeln ergibt und auch als Blattfolgefrequenz (BPF) bezeichnet wird (siehe Abb. 1.5). Für periodische Anregungen sind zum einen die viskosen Nachläufe einer vorangehenden Schaukelreihe verantwortlich, aber auch das erzeugte Potentialfeld benachbarter Schaukelreihen. Für den tonalen Interaktionslärm lassen sich die möglichen azimuthalen Modenordnungen  $m$  nach Tyler und Sofrin (1962) in Abhängigkeit von den Schaukelzahlen wie folgt berechnen:

$$m = hB - kV, \quad (1.1)$$

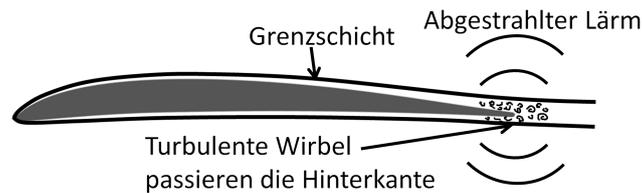
wobei  $h \in \mathbb{N}_0$  die Harmonische der Rotorschaukelzahl  $B$  ist und  $k \in \mathbb{Z}$  die Streuung an den Statorschaukeln  $V$  beschreibt. Die Anzahl der ausbreitungsfähigen radialen Modenordnungen  $n$  ergibt sich aus den geometrischen Randbedingungen des Kanals und der Strömungsgeschwindigkeit.

Liegt die Strömungsstörung in Form von stochastischen Schwankungen der mittleren Strömungsgeschwindigkeit vor, auch als Turbulenz bezeichnet, entstehen durch die stochastische Verteilung der Größe der turbulenten Wirbel bei der Interaktion mit der Schaukel Druckfluktuationen in einem breiten Frequenzbereich. Ein Teil dieser Druckfluktuationen wird als breitbandiger Lärm abgestrahlt (siehe Abb. 1.5). Zu berücksichtigen ist, dass es zu einer Frequenzverschiebung für den Beobachter im festen System kommt, falls die lärmabstrahlenden Schaukeln rotieren.

**Eigenlärm:**

In die Kategorie des Eigenlärms fallen diejenigen Quellen, die allein durch die Umströmung der Schaufel entstehen. Die Strömungsumlenkung und die Verdrängungswirkung durch die Schaufel erzeugen ein stationäres Druckfeld um die Schaufel. Bei einer stehenden Schaufelreihe erzeugen diese Druckfelder keine akustischen Wellen. Rotiert die Schaufel, entsteht im stehenden System ein pulsierendes Druckfeld. Der akustisch ausbreitungsfähige Teil dieses pulsierenden Druckfeldes wird von einem Beobachter im stehenden System als Schall wahrgenommen. Die Frequenz bestimmt sich dabei durch die Rotationsgeschwindigkeit des Rotors multipliziert mit der Anzahl der Schaufeln. Eine Besonderheit dieser Schallquellen ist, dass sie gut ausbreitungsfähig sind, wenn die relative Zuströmgeschwindigkeit der Schaufeln supersonisch ist (Tyler und Sofrin, 1962). Für subsonische Strömungen strahlen diese Quellen aber weniger effizient ab (A. Moreau und Guérin, 2011). Die abgestrahlten Moden haben die Drehrichtung des Rotors. Die tonalen Quellen weisen azimutale Modenordnungen auf, die der Schaufelanzahl und deren Vielfachen entspricht.

Eine weitere Lärmquelle aus der Kategorie des Eigenlärms ist der sogenannte Hinterkantenlärm. Entlang der umströmten Schaufel bildet sich eine Grenzschicht aus, die ab einer bestimmten Lauflänge turbulent wird (siehe Abb. 1.9). Durch die Interaktion der turbulenten Wirbel mit der scharfen Hinterkante entsteht breitbandiger Hinterkantenlärm (Howe, 1978).



**Abbildung 1.9:** Entstehungsmechanismus des Hinterkantenlärms.

**Quadrupollärm:**

Quadrupollärm entsteht in der die Schaufel umgebenden Strömung und wird deshalb auch als Volumenquelle bezeichnet. Auslöser können z. B. Stöße, Blattspitzenwirbel, Grenzschichten und Nachläufe sein (Farassat, 1987). Der Quadrupollärm zählt je nach aerodynamischem Quellmechanismus zu der Gattung des Interaktions- oder zum Eigenlärm. Erst bei trans- und supersonischen Strömungen trägt Quadrupollärm einen Beitrag zur Schallemission bei (Hanson und Fink, 1979). In dieser Arbeit wird der Quadrupollärm nicht weiter untersucht.

Sowohl der tonale als auch der breitbandige Interaktionslärm stellen für subsonische Strömungsbedingungen die wichtigsten Fanlärmquellen dar (Ganz et al., 1998; Envia et al., 2008; Peake und Parry, 2012). Während der tonale Eigenlärm bei geschlossenen Konfigurationen nur für Überschallströmungen ausbreitungsfähig ist, ist bei offenen Konfigurationen die Abstrahlung auch bei Unterschallströmungen möglich. Der breitbandige Hinterkantenlärm nimmt tendenziell zu kleineren relativen Schaufelspitzenmachzahlen weniger ab als die Interaktionslärmquellen (Glegg und Jochault, 1998; S. Moreau und Roger, 2007; A. Moreau, 2017) und könnte aus diesem Grund potentiell für große Nebenstromverhältnisse dominant werden.

Ein Vergleich der absoluten Pegel der unterschiedlichen Lärmquellen in Abhängigkeit von der Schaufelspitzenmachzahl ist dem Autor allerdings nicht bekannt.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Berechnung der Interaktionslärmquellen und der Untersuchung welche Faktoren diese Lärmquellen beeinflussen.

## 1.3 Verfahren zur Berechnung des Fanlärms

Im Folgenden werden unterschiedliche Methoden zur Berechnung des Fanlärms vorgestellt. Die Verfahren sind dabei nach ihrem Rechenzeitaufwand geordnet. Es werden sowohl die Vor- und Nachteile der Verfahren diskutiert als auch mögliche Anwendungsbereiche aufgezeigt.

- **Semi-empirische Verfahren** basieren auf physikalisch motivierten Korrelationen, die mit Hilfe von umfangreichen Messdaten kalibriert werden. Dadurch sind diese Methoden sehr schnell und akkurat innerhalb des Korrelationsbereichs. Meistens sind nur wenige Informationen über den Betriebspunkt und die Geometrie der Fanstufe erforderlich, um eine Lärmprognose berechnen zu können. Von Nachteil ist allerdings, dass explorative Studien mit diesen Verfahren nur eingeschränkt bzw. gar nicht möglich sind und dass derart umfangreiche Datenbanken den wissenschaftlichen Einrichtungen oft nicht zur Verfügung stehen. Das wohl bekannteste Beispiel dieser Methode wurde von Heidmann (1979) entwickelt und ist Teil des NASA-Tools *ANOPP*<sup>1</sup> zur Flugzeuglärmprognose. Diese Methode wird kontinuierlich weiterentwickelt (Kontos et al., 1996) und der Korrelationsbereich immer wieder durch neu gewonnene Messdaten erweitert (Berton, 2015).
- **Semi-analytische Verfahren:** Bei diesen Verfahren wird die Lärmentstehung analytisch berechnet. Dadurch sind diese Verfahren nicht auf einen Korrelationsbereich eingeschränkt wie die empirischen Modelle und eignen sich somit auch für explorative Untersuchungen. Typischerweise wird bei diesen Verfahren das Druckfeld, welches sich dipolartig mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet und aus der instationären Auftriebskraft auf den Schaufeln resultiert, streifenweise an einer diskreten Anzahl von radialen Positionen auf der Schaufel (*Strip-Theorie*) nach Sears (1941) oder Amiet (1976) berechnet. Die diskret berechneten Druckfluktuationen werden anschließend analytisch überlagert und dreidimensional in Form von Kanalmoden oder im Freifeld ausgebreitet. Die aerodynamische Anregung, welche zu der instationären Auftriebskraft auf den Schaufeln führt, wird bei diesen Verfahren meist mit Hilfe analytischer und empirischer Korrelationen auf Basis weniger Kennwerte entlang des Mittelschnitts der Fanstufe berechnet (A. Moreau, 2017). Ein großer Vorteil der analytischen Verfahren ist, dass die physikalischen Vorgänge bei der Lärmentstehung modelliert werden und somit die Quellmechanismen voneinander separiert und quantifiziert werden können. Gleichzeitig stellt die analytische Modellierung auch eine große Herausforderung dar: Der Einfluss von Effekten, die nicht modelliert werden und von getroffenen Vereinfachungen muss bei der Bewertung der akustischen Ergebnisse berücksichtigt werden.
- **RANS-basierte analytische Lärmvorhersage:** Bei dieser Art von hybriden Verfahren wird die Lärmberechnung ebenfalls analytisch durchgeführt. Allerdings werden die aerodynamischen Anregungsquellen numerisch mit Hilfe der *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS)-Gleichungen simuliert. Dadurch wird ein höherer Detaillierungsgrad der

---

<sup>1</sup>*Aircraft Noise Prediction Program*

Eingangsgröße für die analytischen Modelle erreicht und demzufolge auch eine höhere Genauigkeit in der Lärmvorhersage. Durch die Verwendung von vergleichsweise rechenzeitgünstigen stationären Strömungssimulationen mit den sehr schnell laufenden analytischen Modellen liegen die Laufzeiten dieser Verfahren in einem Rahmen, in welchem sie praxisrelevant auch in der Auslegung von Fanstufen verwendet werden können. Zur Kategorie dieser Methoden gehört auch das in dieser Arbeit weiterentwickelte und angewendete Verfahren, welches im nächsten Abschnitt vorgestellt wird. Eine Literaturübersicht über die RANS-basierten analytischen Fanlärmberechnungsverfahren ist in Abschnitt 1.5 gegeben.

- **Instationäre RANS-Simulation mit modellierter Turbulenz:** Zu diesen Verfahren gehören CFD-Löser, welche die RANS-Gleichungen entweder im Frequenz- oder Zeitbereich lösen. Dadurch lässt sich zwar der Tonallärm unter Berücksichtigung der realen Geometrie direkt simulieren, allerdings kann der Breitbandlärm durch die modellierte Turbulenz nicht simuliert werden. Ein Beispiel für die Simulation des Tonallärms einer Fanstufe im Zeitbereich mit dem URANS-Löser ist bei Weckmüller und Guérin (2012) zu finden. Die instationäre Simulation im Zeitbereich ist sehr rechenzeitintensiv und wird auf lange Zeit nicht in den Auslegungsprozess integriert werden können. Eine rechenzeitgünstigere Alternative stellt die Simulation im Frequenzbereich dar. Bei dem HB<sup>1</sup>-Verfahren werden die RANS-Gleichungen Fourier-transformiert und nur diskrete Frequenzen simuliert. Dadurch verkürzt sich die Rechenzeit gegenüber den Lösern im Zeitbereich um bis zu einer Größenordnung. Dieses Verfahren wurde bereits mehrfach erfolgreich zur Berechnung des tonalen Fanlärms angewendet (Holewa et al., 2016, 2017). Durch die geringeren Rechenkosten ist eine Verwendung dieser Löser auch im Auslegungsprozess denkbar. In dieser Arbeit werden Simulationen sowohl im Frequenz- als auch im Zeitbereich zu Validierungszwecken verwendet.
- **CAA-Simulation mit synthetisierter Turbulenz aus RANS-Simulationen:** In diesem Verfahren werden die turbulenten Fluktuationen aus den mittleren Eigenschaften einer instationären RANS-Simulation mit der Random Particle Mesh-Methode rekonstruiert (Ewert et al., 2011) und in eine CAA-Simulation eingekoppelt. Wohlbrandt (2017) hat gezeigt, wie sich mit diesem Verfahren der breitbandige Interaktionslärm numerisch berechnen lässt. Der Vorteil dieses hybriden Verfahrens liegt in den deutlich geringeren Rechenkosten gegenüber einem skalenauflösenden Verfahren und der Möglichkeit, durch die manuelle Einkopplung der Turbulenz gezielt Parameterstudien hinsichtlich des Einflusses der Turbulenzeigenschaften auf die Lärmentstehung durchführen zu können. Das Verfahren ist dabei durch den Bedarf einer instationären RANS- und einer CAA-Simulation rechenzeitintensiver als das RANS-basierte analytische Verfahren.
- **Skalenauflösende Verfahren:** In skalenauflösenden Verfahren werden die turbulenten Strukturen ganz oder zumindest teilweise direkt simuliert. Dadurch wird neben der Simulation von Tonallärm auch die Simulation von Breitbandlärm ermöglicht. Die vollständige direkte numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen (DNS) wird auf absehbare Zeit für realistische Fankonfigurationen auf Grund des immensen Rechenaufwands nicht möglich sein (Rung, 2003). Eine etwas rechenkostengünstigere Variante ist die LES-Methode (*Large Eddy Simulation*), bei der durch Filterung nur die großen

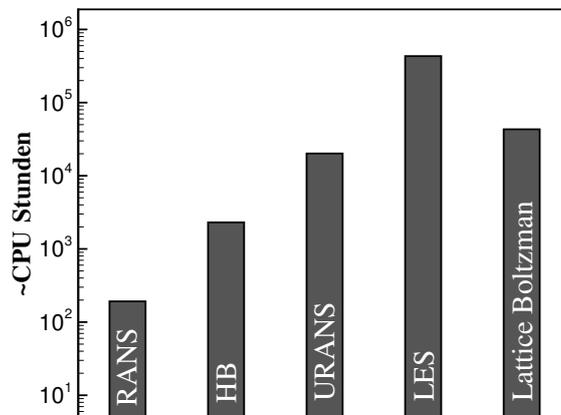
---

<sup>1</sup>Harmonic Balance

Wirbelstrukturen direkt simuliert werden und die kleineren Wirbel durch Turbulenzmodelle abgebildet werden. Auch die LES ist immer noch sehr rechenintensiv, wird aber im wissenschaftlichen Umfeld vereinzelt für die Fanlärm-berechnung angewendet (Leonard et al., 2016).

In jüngster Zeit wurde auch die sogenannte Lattice-Boltzmann-Methode zur Berechnung aeroakustischer Effekte in Verdichterstufen verwendet. Dieses Verfahren basiert auf vereinfachter statistischer Teilchen-Mikrodynamik. Es ist dadurch deutlich rechengünstiger als DNS- oder LES-Simulationen. In Pilotanwendungen wurde das Verfahren bereits für die Simulation des Breitbandlärms einer realistischen Fanstufe (Casalino et al., 2016), für die akustische Optimierung eines Radialverdichters (Stadler et al., 2014) und die akustische Bewertung eines Lüfters (Lallier-Daniels et al., 2017) verwendet. Umfangreiche Studien zur Robustheit und Genauigkeit des Verfahrens in Bezug auf die akustische Simulation von realistischen Fanstufen stehen aber noch aus.

In Abbildung 1.10 sind die geschätzten Rechenkosten in Form von CPU-Stunden für die unterschiedlichen Verfahren für die Simulation einer repräsentativen Verdichterstufe dargestellt. Der Aufwand einer direkten numerischen Simulation liegt in einem Bereich, der ähnlich wie bei experimentellen Versuchen ausschließlich punktuelle Untersuchungen zulässt. Für den Auslegungsprozess einer Fanstufe, bei dem sehr viele unterschiedliche Konfigurationen akustisch bewertet werden müssen, stellt die analytische Lärmberechnung basierend auf RANS-Simulation den besten Kompromiss aus realisierbarem Rechenaufwand, der Vorhersagegenauigkeit und der Anzahl an berechenbaren Lärmquellen dar.



**Abbildung 1.10:** Überschlägiger Bedarf an CPU-Stunden für die Simulation einer Schaufelpassage mit dem RANS-, HB- und URANS-Löser und für den gesamten Vollkranz mit dem LES- und Lattice Boltzmann-Löser.

## 1.4 Die RANS-basierte analytische Berechnung von Fanlärm

In dieser Arbeit wird ein Verfahren zur RANS-basierten analytischen Berechnung von Fanlärm weiterentwickelt und angewendet. Die Entwicklung profitierte erheblich von den Arbeiten von A. Moreau und Guérin (2010, 2011), die eine einheitliche analytische Formulierung der

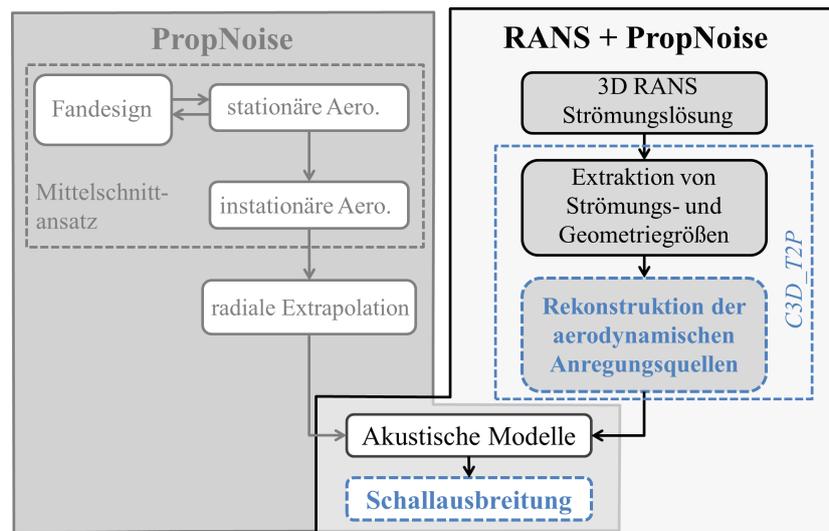
Schallquellen im Frequenzbereich für geschlossene und offene Fankonfigurationen entwickeln. Die Antwort der Schaufeln auf eine aerodynamische Anregung wird dabei ähnlich wie bei Amiet (1974) diskret entlang von Stromlinien (*Strip-Theory*) berechnet. Die Modelle zur Berechnung der Schallentstehung lassen sich historisch als Weiterentwicklung der akustischen Analogie von Lighthill (1952) und den Arbeiten von Ffowcs Williams und Hawkings (1969) und Goldstein (1974) einordnen. Eine detaillierte Erläuterung der analytischen Modelle ist in Abschnitt 2.2 gegeben. Diese analytischen Formulierungen sind der Grundstein des in der Abteilung Triebwerksakustik des DLR Instituts für Antriebstechnik entwickelten Tools *PropNoise* (Propulsion Noise) für die Berechnung von Fanlärm.

In dem sogenannten *Standalone*-Modus bietet *PropNoise* die Möglichkeit, anhand von wenigen Eingabeparametern entlang des Mittelschnitts einer Fanstufe selbständig eine radiale Verteilung von Strömungs- und Geometriegrößen zu berechnen und basierend darauf den Fanlärm vorherzusagen (siehe linke Seite der Abb. 1.11). Bereits anhand dieser vereinfachten Beschreibung der Geometrie- und Strömungsgrößen lassen sich mit dem *Standalone*-Modus umfangreiche Parameterstudien durchführen, die z. B. eine akustische Bewertung unterschiedlicher Fankonzepte zulassen (A. Moreau, 2017).

Guérin et al. (2012) führten den Ansatz ein, die Geometrie- und Strömungsgrößen sowie die aerodynamischen Anregungsquellen für die Berechnung des tonalen Interaktionslärms mit *PropNoise* aus einer stationären Strömungssimulation zu extrahieren. Durch die Verwendung von 3D-Strömungssimulationen ist die Modellierung der Aerodynamik und Geometrie innerhalb von *PropNoise* nicht mehr notwendig und die akustischen Modelle können mit realitätsnäheren Daten verwendet werden. In stationären Strömungssimulationen wird das Strömungsfeld zwischen zwei Schaufelreihen mit unterschiedlicher Drehzahl an einer Mischungsebene (*Mixing Plane*) in Umfangsrichtung ausgemischt (Denton und Singh, 1979). Guérin extrahierte das instationäre Strömungsfeld vor der *Mixing Plane*.

Die Weiterentwicklungen gegenüber dem Ansatz von Guérin, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, sind in der Prozesskette der RANS-basierten analytischen Lärmvorhersage in Abb. 1.11 blau markiert. Als besonders relevant hat sich dabei das Modell zur Rekonstruktion des instationären Strömungsfeldes jenseits der *Mixing Plane* herauskristallisiert. Durch dieses Modell steht den analytischen Modellen eine realitätsnähere Information über die Phasenbeziehung zwischen den instationären Anregungsquellen und den Schaufelkanten zur Verfügung und infolgedessen ist eine deutlich akkuratere Berechnung des tonalen Interaktionslärms möglich. Außerdem wird der Ansatz erweitert um die Möglichkeit, die notwendigen Parameter für die Berechnung des breitbandigen Interaktionslärms und der Eigenlärmquellen aus der Strömungssimulation zu extrahieren. In der letzten Erweiterung werden die akustischen Modelle ergänzt um die Möglichkeit, die Schallquellen innerhalb des Strömungskanals von ihrem Entstehungsort auszubreiten. Dadurch wird ein besserer Vergleich der berechneten Schallpegel, z. B. mit Messdaten möglich, die an einer bestimmten Stelle im Kanal aufgenommen wurden. Aber auch die Ausbreitung zu den Kanalenden, wo die Schallwellen ins Fernfeld abstrahlen, wird mit diesem Modell ermöglicht.

Das Tool *C3D\_T2P* stellt die Schnittstelle zwischen den RANS-Simulationen und der analytischen Lärmberechnung mit *PropNoise* dar und wurde in der Programmiersprache C++ entwickelt. Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Weiterentwicklung hinsichtlich einer höheren Robustheit und kürzerer Laufzeiten von *C3D\_T2P* ebenfalls Bestandteil der Weiterentwicklung des Verfahrens war, nicht aber Gegenstand der Darstellung der vorliegenden Arbeit ist. Besondere Meilensteine waren dabei die Implementierung



**Abbildung 1.11:** Prozesskette des *Standalone* und des RANS-basierten Modus von *PropNoise*. Blau gekennzeichnet sind die Teile der Prozesskette, die in dieser Arbeit entwickelt wurden.

eines R-Baums (siehe Guttman, 1984) zur schnellen und robusten Suche von Gitterzellen, die bestimmte Koordinaten enthalten. Häufigster Anwendungsfall hierfür ist, die auf den umliegenden Zellecken diskret gespeicherten Strömungsinformationen auf den benötigten Punkt interpolieren zu können. Ein weiterer wichtiger Meilenstein war die Parallelisierung des Tools für erheblich kürzere Laufzeiten.

Im folgenden Abschnitt wird eine Literaturübersicht über die RANS-basierten analytischen Verfahren gegeben und deren Unterschiede zu dem hier weiterentwickelten Verfahren aufgezeigt.

## 1.5 Aktueller Stand der Forschung

Die Methode der RANS-basierten analytischen Lärmvorhersage wird zunehmend in der Forschung und der Industrie weiterentwickelt und angewendet. Die dem Autor bekannten Beispiele werden im Folgenden vorgestellt.

- An der Ecole Centrale Lyon wurden unter der Leitung von Michel Roger in Zusammenarbeit mit Stéphane Moreau unterschiedliche Modelle zur Fanlärmvorhersage veröffentlicht (Roger et al., 2006; Roger und S. Moreau, 2015). Unter anderem wurde auch ein neuer Ansatz zur Modellierung der Transmission von Schallwellen durch Schaufelreihen veröffentlicht (Bouley et al., 2017). Einige dieser analytischen Modelle werden in dem Tool *OPTIBRUI* verwendet, welches gemeinschaftlich von der Ecole Centrale Lyon, der Université de Sherbrooke, Airbus, Safran und Valéo entwickelt wird. Dieses Tool enthält analytische Modelle zur Berechnung des tonalen und breitbandigen Interaktionslärms mit Ausbreitung im Kanal oder im Fernfeld. Als Input benötigt *OPTIBRUI* eine an den Nachlauf gefittete Gauß-Kurve, welche entweder aus Simulationen oder Messungen stammen kann.

Basierend auf RANS-Simulationen wurde von Carazo et al. (2011) ein Verfahren zur analytischen Berechnung des tonalen Interaktionslärms von gegenläufigen offenen Rotoren veröffentlicht. Carazo zeigt in dieser Arbeit, dass die empirischen Modelle zur Konvektion der Nachläufe nicht die benötigte Wiedergabequalität zur Berechnung des Interaktionslärms aufweisen.

Rozenberg et al. (2008) veröffentlichten ein Verfahren zur analytischen Berechnung des breitbandigen Hinterkantenlärms. In diesem Verfahren wird die aerodynamische Anregung als Druckspektrum an der Schaufelhinterkante basierend auf Informationen aus einer RANS-Simulation rekonstruiert.

- Am Von Karman Institut in Belgien wurde unter der Leitung von Christophe Schramm die Berechnung des breitbandigen Hinterkantenlärms basierend auf RANS-Simulation kontinuierlich weiterentwickelt. Hierzu sind unter anderem Veröffentlichungen von Remmler et al. (2010), Kucukcoskun et al. (2015) und Grasso et al. (2015) zu erwähnen.

Zur Berechnung des tonalen Interaktionslärms einer gegenläufigen offenen Stufe verwendeten Grasso et al. (2014) die Schaufelantwortfunktion von Carazo et al. (2011) und empirische Nachlaufmodelle. In einer späteren Arbeit verwendeten Grasso et al. (2017) für eine akustische Optimierung dieser Stufe das Rekonstruktionsmodell, welches im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde (Jaron et al., 2014).

- Bei der NASA wurden unter anderem das analytische Tool *V072* entwickelt (Ventres et al., 1982, 1982a; Meyer und Envia, 1996), welches Envia und Nallasamy (1999) nutzten, um mit Hilfe von empirischen Nachlaufmodellen den Einfluss der Schaufelneigung und -pfeilung auf den tonalen Interaktionslärm zu untersuchen. Später wurde das Tool *V072* von Envia unter dem Namen *RSI* für die analytische Berechnung von breitbandigem Interaktionslärm erweitert. Auf Basis von RANS-Simulationen berechneten Nallasamy und Envia (2005) mit *RSI* den breitbandigen Interaktionslärm einer Fanstufe. Grace et al. (2011) von der Boston University untersuchten mit *RSI* den Einfluss der Turbulenzmodellierung in RANS-Simulationen auf den analytisch berechneten breitbandigen Interaktionslärm.
- Am Institute of Sound and Vibration in Southampton wurden unter der Leitung von Phil Joseph zusammen mit Vincent Blandeau und Michael Kingan Methoden zur analytischen Vorhersage von Breitbandlärm von sowohl geschlossenen als auch offenen Konfigurationen veröffentlicht (Joseph et al., 2003; Blandeau et al., 2009; Kingan und Self, 2009; Kingan, 2013).

Ekoule et al. (2015, 2017) modellierten für die analytische Berechnung des Interaktionslärms einer gegenläufigen offenen Stufe die Nachläufe mit einer Gauß-Kurve und die Konvektion mit einem empirischen Modell. Dabei zeigte sich, dass die symmetrische Gauß-Kurve zu einem verfälschten Spektrum führt. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Nachlaufmodell (siehe Kap. 2.1.1.3) ermöglicht auch die Abbildung asymmetrischer Nachläufe und infolgedessen eine realitätsnähere Energieverteilung im Anregungsspektrum.

- Am CIRA (Italian Aerospace Research Center) führten Pagano et al. (2009) eine akustische Optimierung eines Propellers hinsichtlich des tonalen Eigenlärms und des breitbandigen Hinterkantenlärms basierend auf RANS-Simulationen durch.

Abschließend lässt sich feststellen, dass einige der hier vorgestellten Verfahren in bestimmten Modellierungsaspekten einen höheren Detailgrad aufweisen, als das in dieser Arbeit weiterentwickelte Verfahren. Dabei sind diese Verfahren aber oft auf einen bestimmten Quelltyp limitiert und können nicht mehrere verschiedene Quellen mit vergleichbarer Modellierungsqualität berücksichtigen, was aber für eine akustische Optimierung, die eine Reduktion des Gesamtlärms zum Ziel hat, essentiell ist. Als weiteres Alleinstellungsmerkmal des in dieser Arbeit weiterentwickelten Verfahrens ist die Berechnung des tonalen Interaktionslärms auf Basis des rekonstruierten instationären Strömungsfeldes hervorzuheben.

## 1.6 Aufbau und Ziele der Arbeit

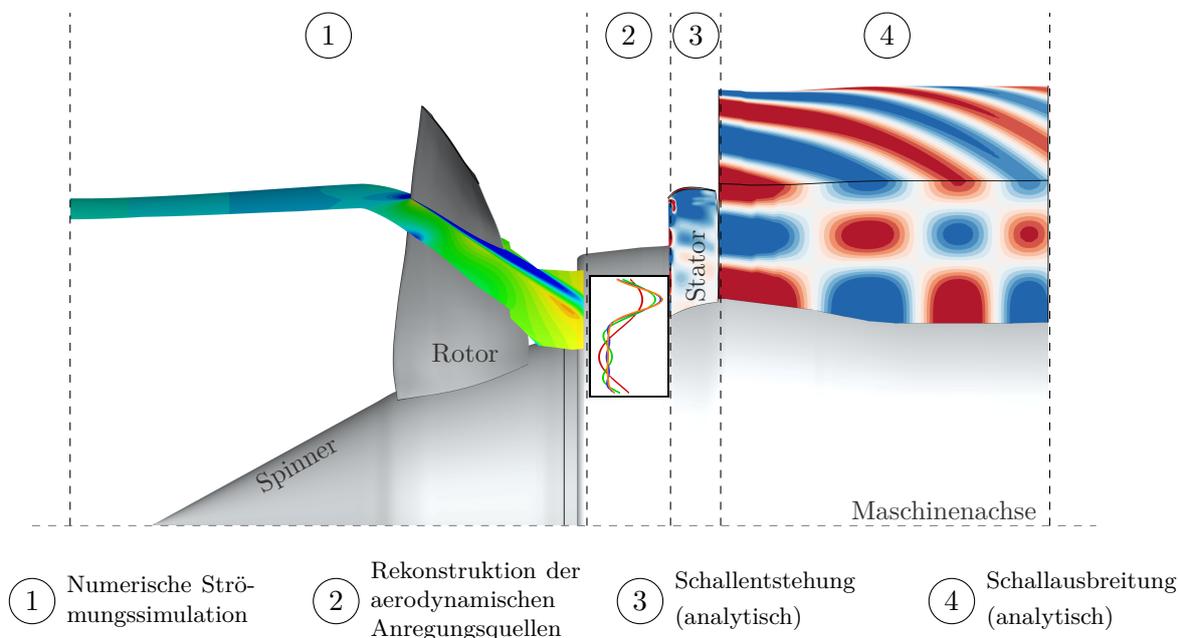
Der Ausgangspunkt für diese Arbeit ist der Bedarf an einem Verfahren zur Fanlärmrechnung, welches präzise, robust und schnell genug ist, um innerhalb des Auslegungsprozesses von Fanstufen angewendet werden zu können. Durch ein solches Verfahren wären die Bewertung der Schallemission bereits während des Designprozesses von Fanstufen und somit auch deren akustische Optimierung möglich. Ziel dieser Arbeit ist es, so ein Verfahren zu entwickeln, für die akustische Optimierung von Fanstufen anzuwenden und anhand der Ergebnisse das Potential zur Lärmreduktion durch eine akustische Optimierung aufzuzeigen und Designrichtlinien für lärmarme Fanstufen abzuleiten. Das Erreichen dieser Ziele lässt sich in vier Teilaspekte zerlegen, welche sich in den vier Hauptkapiteln dieser Arbeit wiederfinden lassen:

- In Kapitel 2 wird das Verfahren der RANS-basierten analytischen Vorhersage von Fanlärm weiterentwickelt. Der Fokus liegt dabei auf der Entwicklung von Modellen zur Rekonstruktion der aerodynamischen Anregungsquellen aus stationären RANS-Simulationen für die analytische Berechnung der unterschiedlichen Schallquellen. Außerdem werden die analytischen Modelle erweitert um die Möglichkeit, die Schallquellen von ihrem Entstehungsort innerhalb eines Kanals ausbreiten zu können. Das Ziel ist hier, ein einheitliches Verfahren für die Berechnung unterschiedlicher Fanlärmquellen basierend auf einer stationären Strömungssimulation zu entwickeln.
- In Kapitel 3 wird das Verfahren an realistischen Fankonfigurationen angewendet und die Ergebnisse mit experimentellen, numerischen und auch empirischen Ergebnissen verglichen. Die Fankonfigurationen sind dabei so ausgewählt, dass ein möglichst breiter Anwendungsbereich und möglichst viele akustische Quellen abgedeckt werden. Es werden außerdem Untersuchungen durchgeführt, in denen der Einfluss der Qualität der Strömungslösung und der Auflösung der extrahierten aerodynamischen Quellen auf die Lärmvorhersage ermittelt wird. Ziel dieses Kapitels ist es, eine Bewertung des Verfahrens hinsichtlich der Qualität der Lärmberechnung, aber auch der Robustheit und Sensitivität durchzuführen.
- In Kapitel 4 wird das Verfahren der RANS-basierten analytischen Vorhersage von Fanlärm zur akustischen Optimierung von Hinterkantenzacken einer gegenläufigen offenen Stufe und zur Neuauslegung einer akustisch optimierten Fanstufe verwendet. Anhand dieser Pilotanwendungen lässt sich die Eignung des Verfahrens für die akustische Optimierung von Fanstufen untersuchen und das Potential der akustischen Optimierung von Fanstufen aufzeigen.

- In Kapitel 5 werden die Ergebnisse aus den akustischen Optimierungen dazu verwendet, dominante Lärminderungsmechanismen und Trends zwischen den Designparametern und der Lärmemission einer Fanstufe zu identifizieren. Die gefundenen Trends werden auf ihre physikalische Plausibilität hin untersucht und so gleichzeitig das Verfahren in einem breiten Anwendungsbereich validiert und Designrichtlinien für lärmarme Fans abgeleitet. Diese Erkenntnisse können in zukünftigen Optimierungen dazu verwendet werden, vielversprechende Lärminderungseffekte durch eine geeignete Parametrisierung zu forcieren.

## 2 Analytische Fanlärmrechnung basierend auf Strömungssimulationsdaten

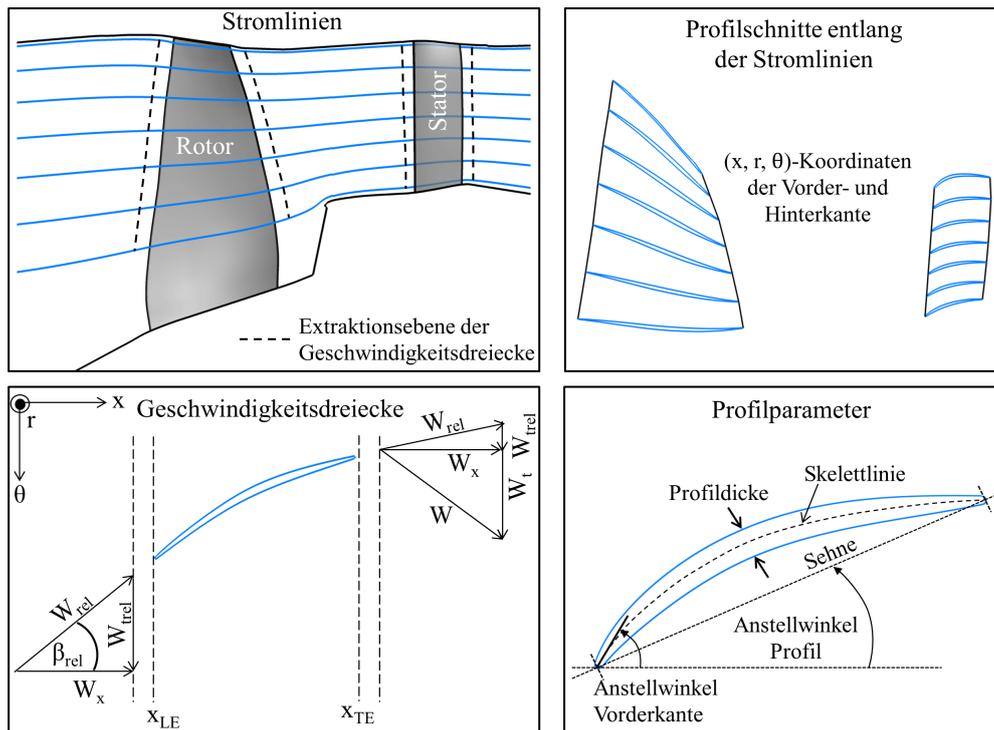
In diesem Kapitel wird die Weiterentwicklung des Verfahrens der RANS-basierten analytischen Fanlärmvorhersage erläutert. In Abb. 2.1 ist der sequentielle Ablauf<sup>1</sup> der Entstehung des Interaktionslärms von der Entstehung einer Strömungsstörung (1), der Rekonstruktion der aerodynamischen Anregungsquellen an den Statorschaufeln (2), der Entstehung von akustischen Druckfluktuationen auf den Schaufeloberflächen (3) und der Schallausbreitung (4) dargestellt. Die einzelnen Bestandteile des Verfahrens werden in diesem Kapitel gemäß dieser Reihenfolge dargestellt.



**Abbildung 2.1:** Prozesskette der RANS-basierten analytischen Fanlärmrechnung. Dargestellt ist im Bereich (1) das simulierte Strömungsfeld entlang einer Stromlinie, im Bereich (2) die Zerlegung des Nachlaufs durch eine Fourierreihe, im Bereich (3) die resultierenden Druckschwankungen auf der Statoroberfläche durch die Interaktion mit dem Nachlauf und im Bereich (4) das akustische Feld im Strömungskanal für eine Interaktionsmode.

Bei diesem Verfahren werden alle benötigten Eingangsgrößen, wie z. B. die Profil- und Strömungsgrößen für die analytische Lärmrechnung aus RANS-Simulationen extrahiert (siehe Abb. 2.2). In Abschnitt 2.1 wird erläutert, wie sich auch die aerodynamischen Anregungsquellen aus stationären Strömungssimulation extrahieren bzw. falls notwendig rekonstruieren

<sup>1</sup>Eine mögliche Rückkopplung zwischen den verschiedenen Mechanismen wird vernachlässigt.



**Abbildung 2.2:** Extraktion der Geometrie- und Strömungsgrößen aus der RANS-Simulation.

lassen. In Abschnitt 2.2 wird gezeigt, wie die akustische Antwort eines Profils auf eine aerodynamische Anregungsquelle modelliert wird. Die Extraktion der Strömungs- und Geometriegrößen sowie der aerodynamischen Anregungsquellen aber auch die Berechnung der Antwort der Profile auf die Strömungsstörungen wird diskret entlang von Stromlinien durchgeführt (*Strip-Theorie*). Bei der Berechnung der Lärmentstehung mit den analytischen Modellen von A. Moreau und Guérin (2010, 2011, 2016) werden die mit Schallgeschwindigkeit abstrahlenden Druckfelder über die Schaufelhöhe integriert und in die dreidimensionalen akustischen Wellen überführt (siehe Abschnitt 2.3). Die anschließende Ausbreitung der Schallquellen innerhalb eines Kanals wird in Abschnitt 2.4 vorgestellt.

Die Anwendung und Bewertung des Verfahrens wird separat in Kapitel 3 durchgeführt.

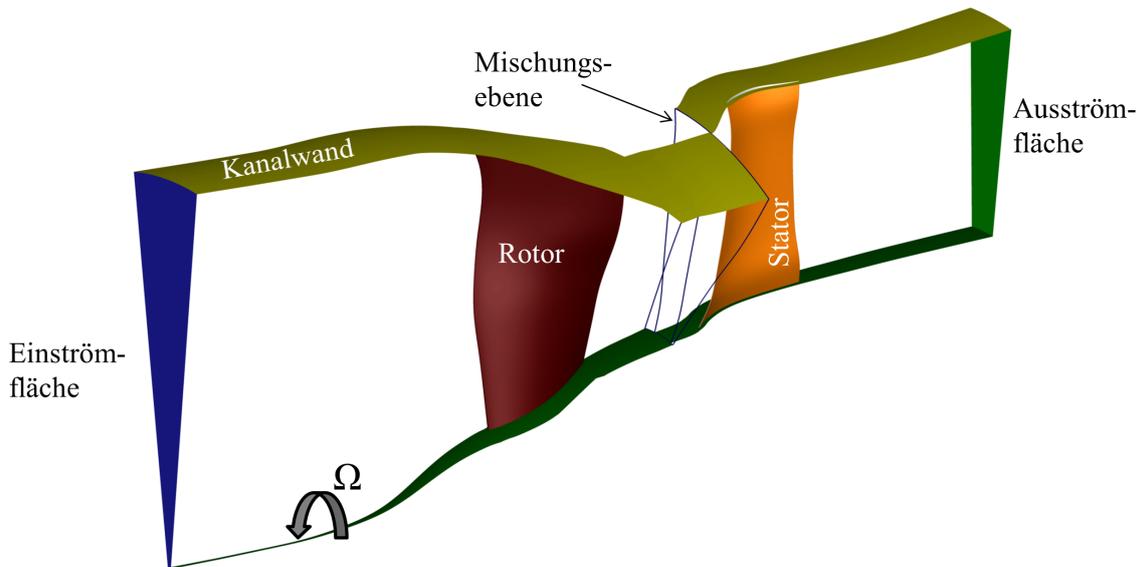
## 2.1 Rekonstruktion der aerodynamischen Anregungsquellen

Wie in Abschnitt 1.2 erläutert worden ist, sind für die Entstehung der Fanlärmquellen aerodynamische Anregungsquellen verantwortlich. Für den tonalen Interaktionslärm sind das die umfangsperiodischen Störungen im Strömungsfeld, für den breitbandigen Interaktionslärm das turbulente Geschwindigkeitsspektrum und für die Eigenlärmquellen die schaufelgebundenen aerodynamischen Kräfte. Diese aerodynamischen Anregungsquellen sollen für die analytische Lärmberechnung aus dreidimensionalen Strömungssimulationen extrahiert werden. Eine direkte Simulation der turbulenten Strömung in einer Fanstufe würde die Auflösung feinsten Skalen im Rechengbiet erfordern und damit einen immensen Rechenaufwand nach sich ziehen. Um Simulationsergebnisse in einem für den Auslegungsprozess einer Fanstufe vertretbaren

Aufwand zu generieren, werden Simulationen durchgeführt, bei denen die Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)-Gleichungen gelöst werden. Das Verhalten der Strömung wird dabei durch fünf nichtlineare partielle Differentialgleichungen in guter Näherung abgebildet. Davon fallen drei Gleichungen auf die Impulserhaltung in die drei Raumrichtungen ab. Komplementiert wird das Gleichungssystem durch zwei Gleichungen für die Massen- und Energieerhaltung. Die Strömungsgeschwindigkeit wird in einen Mittelwert und einen Schwankungswert aufgeteilt ( $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ ) und anschließend die Reynolds-Mittelung durchgeführt. Eingesetzt in die Navier-Stokes Gleichungen ergibt sich der Reynolds-Spannungstensor  $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$ . Durch die zusätzlich auftretenden Terme in dem Spannungstensor ist das RANS-Gleichungssystem nicht mehr geschlossen. Die Schließung erfolgt durch zusätzliche Annahmen und Gleichungen, die als Turbulenzmodelle bezeichnet werden. In den üblicherweise verwendeten Zweigleichungsmodellen wird der Reynolds-Spannungstensor durch einen Schließungsansatz 1. Ordnung mit der turbulenten kinetischen Energie  $k$  und Dissipationsrate  $\omega$  modelliert. Detaillierte Informationen zu den unterschiedlichen Turbulenzmodellen sind im Anhang A.1 gegeben. Bei der Extraktion der aerodynamischen Anregungsquellen für die analytische Berechnung des Interaktionslärms werden die in Umfangsrichtung periodisch auftretenden Schwankungen der lokal zeitlich gemittelten Strömungsgrößen verwendet. Für die analytische Berechnung des Breitbandlärms müssen die Strömungsschwankungen aus der modellierten turbulenten kinetischen Energie und Dissipationsrate synthetisiert werden.

Um zusätzlich Rechenaufwand einzusparen, wird nur eine Schaufelpassage pro Schaufelreihe simuliert. Dadurch können allerdings nur Strömungseffekte berücksichtigt werden, die periodisch mit der Anzahl der Schaufeln auftreten. Zur Schaufelpassage aperiodisch verteilte und im Relativsystem des Rotors nicht stationär auftretende Strömungseffekte, wie z. B. rotierende Instabilitäten, sind in den Simulationsergebnissen nicht enthalten und können somit bei der Lärmberechnung nicht berücksichtigt werden. Durch die Verwendung von nur einer Schaufelpassage wird implizit die Annahme getroffen, dass alle Schaufeln hinsichtlich ihrer Geometrie und Positionierung identisch sind. In der Realität sind fertigungsbedingt leichte Variationen vorhanden, die z. B. bei supersonischer Strömung zu dem charakteristischen Sägezahnlärm führen. Auch diese Lärmquelle kann nicht ohne Modellierung der Fertigungstoleranzen berücksichtigt werden.

Für das Lösen der RANS-Gleichungen im Strömungsgebiet wird der im DLR entwickelte CFD-Löser *TRACE* verwendet. *TRACE* wurde speziell für die Anwendungen zur Simulation von Strömungen in Turbomaschinen entwickelt und bereits vielfach erfolgreich angewendet und gegen Messdaten verglichen (Engel, 1997; Eulitz, 2000; Nürnberger, 2004; Yang et al., 2006; Simmendinger und Kügeler, 2010; K. Becker et al., 2010). Die kompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen werden hoch effizient parallelisiert im Relativsystem auf strukturierten oder unstrukturierten Gittern gelöst. Die Grundgleichungen werden in einem allgemeinen, körperangepassten, krummlinigen und mitbewegten Koordinatensystem auf den Zellzentren mit Hilfe eines Finite-Volumen-Verfahrens diskretisiert. Die Gleichungen sind bei Engel (1997) dokumentiert. Diverse Erweiterungen des Löser wurden im Laufe der Zeit speziell für die Berechnung von Turbomaschinen implementiert. Unter anderem implementierte Schnell (2004) die *Phase-Shift*-Randbedingung von Gerolymos et al. (2002). Mit dieser Randbedingung wird das Strömungsfeld am Interface zwischen zwei sich unterschiedlich schnell drehenden Schaufelreihen einer Umfangs-Fourier-Transformation unterzogen und in das jeweils angrenzende Relativsystem übertragen. Durch dieses Interface wird es möglich, in instationären Simulationen nur eine Schaufelpassage zu simulieren. Der Informationsaustausch zwischen den Schaufelreihen beschränkt sich dabei aber auf die mit der Schaufelzahl periodischen Effekte und die Anzahl



**Abbildung 2.3:** Rechengebiet mit Randbedingungen einer Schaufelpassage für die stationäre RANS-Simulation eines Fans mit periodischen Randbedingungen an den Gebietsgrenzen in Umfangsrichtung.

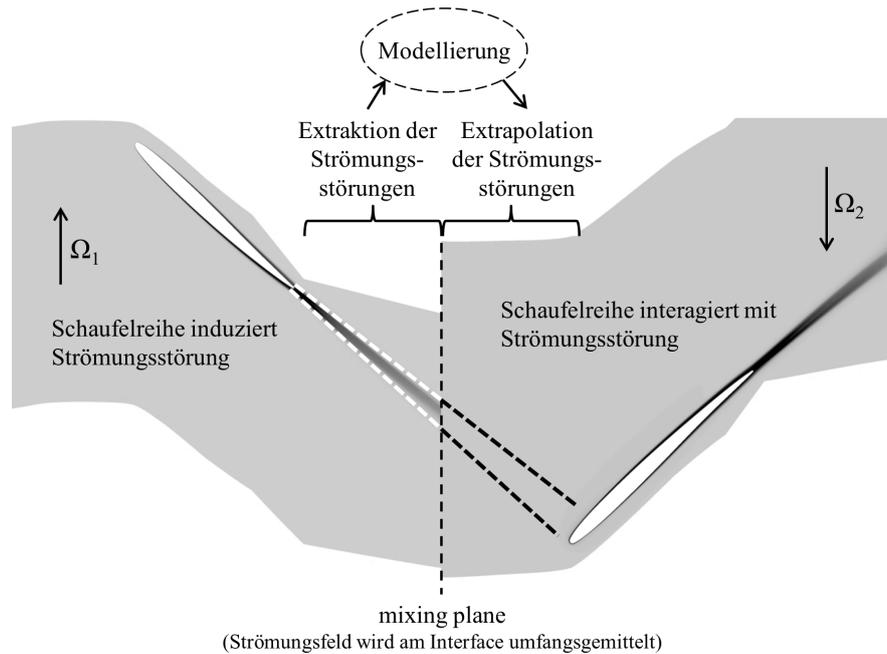
der verwendeten Umfangsharmonischen. Dieses Verfahren ermöglicht zwar die direkte numerische Simulation von tonalem Lärm, ist aber immer noch sehr viel rechenzeitintensiver als eine stationäre Simulation. In Kapitel 3.2 werden Ergebnisse aus einer instationären Simulation mit *Phase-Shift*-Randbedingung und dem hier vorgestellten Verfahren gegenübergestellt.

In Abbildung 2.3 ist der üblicherweise verwendete Aufbau des Rechengebiets für die stationäre RANS-Simulation eines Fans gezeigt. Das Strömungsfeld wird im Relativsystem der jeweiligen Schaufelreihe gelöst. Am Interface zwischen zwei Schaufelreihen mit unterschiedlicher Drehgeschwindigkeit wird die sogenannte Mischungsebene (*Mixing Plane*) verwendet (Denton und Singh, 1979). An der *Mixing Plane* wird die Strömungslösung in Umfangsrichtung gemittelt. Der gemittelte Wert wird in das Relativsystem der benachbarten Blockgruppe transformiert und auf deren Gitter interpoliert. Iterativ wird so ein stationäres Gleichgewicht zwischen den Blockgruppen erreicht.

In Kapitel 2.1.1 wird die Rekonstruktion der instationären, periodischen Anregung der Schaufeln aus einer stationären Simulation erläutert. Diese Information wird für die Berechnung des tonalen Interaktionslärms benötigt. In Kapitel 2.1.2 wird ein Weg aufgezeigt, um auf Basis der turbulenten kinetischen Energie und der Dissipationsrate das integrale Längenmaß zu bestimmen, welches für die Modellierung des turbulenten Geschwindigkeitsspektrums benötigt wird. Auf Basis des Geschwindigkeitsspektrums wird analytisch der Breitbandinteraktionslärm berechnet. In Kapitel 2.1.3 wird aufgeführt, welche Größen für die Berechnung der Eigenlärmquellen aus der Simulation extrahiert werden müssen.

### 2.1.1 Rekonstruktion der umfangsperiodischen Störungen

Wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, wird in einer stationären RANS-Simulation zwischen zwei Blockgruppen mit unterschiedlicher Drehzahl die Strömung am Interface in Umfangsrichtung gemittelt. Stromab der *Mixing Plane* sind aus diesem Grund keine umfangsperiodischen Störungen mehr enthalten (siehe Abb. 2.4). In den Arbeiten von Schnell et al. (2010) und Guérin et al. (2012) wurden deshalb die Störungen für die Berechnung bzw. Optimierung des Interaktionslärms vor der *Mixing Plane* extrahiert.



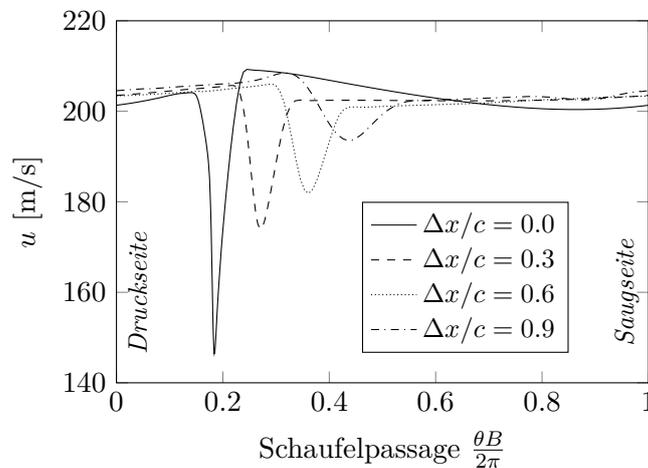
**Abbildung 2.4:** Schnitt durch das Simulationsgebiet einer gegenläufigen Fanstufe. Notwendigkeit eines Extrapolationsmodells für die Strömungsstörungen bedingt durch den Informationsverlust auf Grund der Ausmischung an der *Mixing Plane*.

Eine Extraktion der Strömungsstörungen vor der *Mixing Plane* ist gleichzusetzen mit einer verkürzten Konvektionsdistanz. In Abhängigkeit der Konvektionsdistanz wird aber das Geschwindigkeitsdefizit der Nachläufe durch Ausmischung mit der umgebenden Strömung schwächer und zusätzlich nimmt auch die Neigung der Nachläufe über den Radius durch den Drall in der Strömung zu (siehe Abb. 1.8). Beide Effekte haben einen Einfluss auf den resultierenden Interaktionslärm. Durch ein geringeres Geschwindigkeitsdefizit wird die Anregung der stromab liegenden Schaufelreihe schwächer. Durch die Veränderungen der Neigung verändern sich die Anzahl und die relative Position der resultierenden Dipole an der Schaufelvorderkante. Das führt zu einer veränderten Phasenlage der resultierenden Dipolquellen. Infolgedessen ändern sich auch die Interferenzen und damit auch die abgestrahlte Schalleistung. Um eine exaktere Berechnung des tonalen Interaktionslärms auf Basis einer stationären RANS-Simulation zu erreichen, wird deshalb im Folgenden ein Modell zur Rekonstruktion der umfangsperiodischen Strömungsstörungen stromab der *Mixing Plane* bis zur Vorderkante der stromab liegenden Schaufelreihe entwickelt.

### 2.1.1.1 Vorhandene empirische Nachlaufmodelle

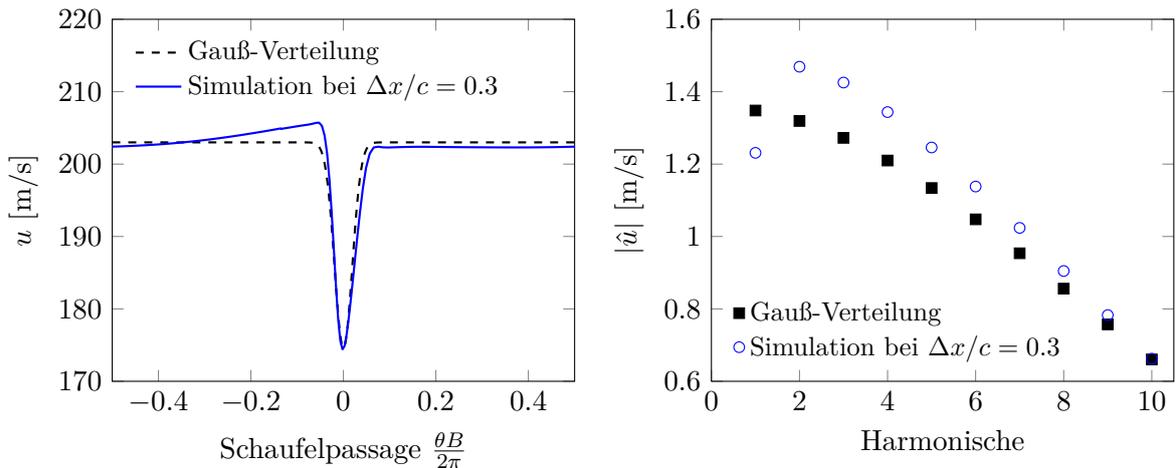
Die meisten vorhandenen Modelle zur Ausbreitung des Rotornachlaufs sind empirischer Natur und gehen zurück auf die Arbeit von Silverstein et al. (1938). Silverstein approximiert den Nachlauf von symmetrischen NACA-Profilen durch eine Gauß-Kurve und korrelierte das Geschwindigkeitsdefizit und die Breite des Nachlaufs mit dem Widerstandskoeffizienten  $C_D$ . Das Ausmischen des Nachlaufs in Abhängigkeit zur Konvektionsdistanz modellierte Silverstein durch einen empirischen Abklingkoeffizienten. Ähnliche Modelle wurden später von Kemp und Sears (1955), Schlichting (1968) und von Reynolds et al. (1979) für leicht belastete Rotoren vorgestellt. Majjigi und Gliebe (1984) und Philbrick und Topol (1993) veröffentlichten Modelle für hochbelastete, schnelldrehende Rotoren. Während die Arbeiten von Silverstein, Kemp & Sears und von Schlichting für isolierte Profile eine Abhängigkeit des Geschwindigkeitsdefizits und der Nachlaufbreite von  $C_D^{1/2}$  ergaben, zeigte die Arbeit von Reynolds & Lakshminarayana, dass leicht belastete Rotoren besser mit  $C_D^{1/4}$  korrelieren. Philbrick & Topol korrelierten Messdaten von hochbelasteten, schnelldrehenden Rotoren, welche repräsentativ für reale Verdichterkonfigurationen sind und fanden eine schwächere Abhängigkeit der Nachlaufbreite zum Widerstandskoeffizienten mit  $C_D^{1/8}$ . Das führt zu der Schlussfolgerung, dass die Schaufelbelastung sowohl die Ausmischungsgeschwindigkeit als auch die Nachlaufbreite beeinflusst.

Die asymmetrische Form der Nachläufe wird im Nahfeld an der Hinterkante durch die nicht-viskosen Effekte verursacht, die eine höhere Geschwindigkeit saugseitig des Nachlaufs zur Folge haben (Reynolds, 1979). Weiter stromab dominieren die viskosen Effekte. Durch die dickere Grenzschicht auf der Saugseite liegt dann eine höhere Geschwindigkeit druckseitig des Nachlaufs vor (siehe Abb. 2.5).



**Abbildung 2.5:** Beispielhafte Veränderung der Nachlaufform in Abhängigkeit zur Konvektionsdistanz stromab der Rotorhinterkante.

Reynolds vernachlässigte die nicht-viskosen Effekte in seinem Modell. Im Folgenden wird gezeigt, dass diese nicht-viskosen Effekte dem Potentialfeld der Schaufeln zuzuordnen sind und eine zentrale Rolle für das Verständnis der Strömungsstörungen stromab einer Schaufelreihe und für die Herleitung eines Extrapolationsmodells haben. Die meisten empirischen Modelle vernachlässigen die asymmetrische Form des Nachlaufs durch eine vereinfachte Beschreibung der Nachlaufform mit Hilfe einer Gauß-Funktion, welche per Definition symmetrisch ist.



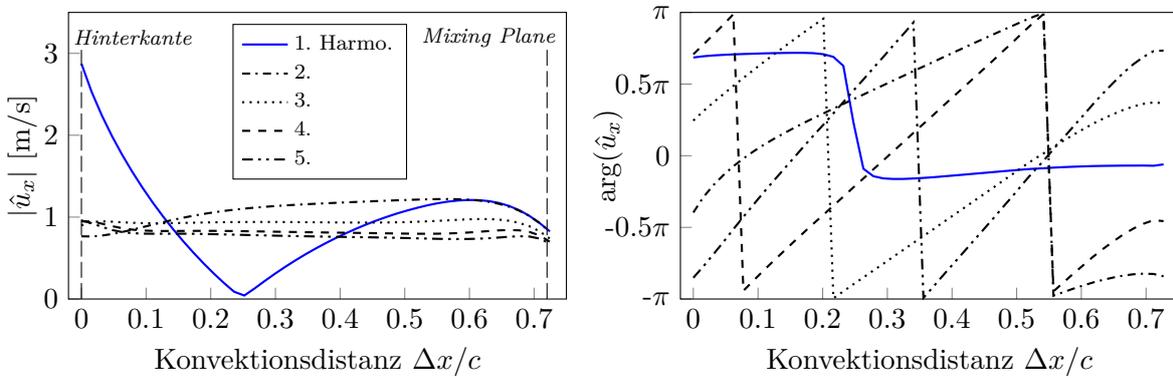
**Abbildung 2.6:** Vergleich der simulierten Nachlauform 0.3 Sehnenlängen stromab der Hinterkante mit einer Gauß-Verteilung auf der linken Seite und das jeweils dazugehörige Spektrum auf der rechten Seite.

In Abbildung 2.6 ist zu sehen, dass das Vernachlässigen der asymmetrischen Anteile der Nachlaufdüse zu einer Diskrepanz im harmonischen Spektrum führt. Da die Harmonischen als Input für die Berechnung des Schaufeloberflächendrucks verwendet werden, führt diese Diskrepanz zu einem Fehler in der Berechnung des tonalen Interaktionslärms. Philbrick und Topol (1993) versuchten die Asymmetrie der Nachläufe abzubilden, indem sie gemessene Profile von verschiedenen radialen Schnitten zu einem Profil mittelten. Das gemittelte Profil konnte aber weder die Nachlauform in Wandnähe noch die Änderung der Form in Abhängigkeit der Konvektionsdistanz wiedergeben. Die Ergebnisse von Fournier und Roger (1989) bestätigen ebenfalls, dass die Asymmetrie der Nachläufe einen Einfluss auf die Lärmentstehung hat. Sie approximierten die Nachläufe durch eine Überlagerung von zwei Gauß-Kurven.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Nachlauform bestimmt wird von viskosen und nicht-viskosen Effekten, welche wiederum abhängig sind von der Belastung der Schaufel und der Konvektionsdistanz. Bestehende Nachlaufmodelle berücksichtigen nur die viskosen Effekte und sind auf Grund ihrer empirischen Koeffizienten nicht allgemeingültig anwendbar. Darüber hinaus ist die Annahme einer symmetrischen Nachlauform eine Fehlerquelle für die Lärmvorhersage. Es wird deshalb ein neues Modell benötigt, welches sowohl die viskosen als auch die nicht-viskosen Effekte berücksichtigt und allgemeingültig für beliebige Schaufelbelastungen angewendet werden kann. Anders als bei den vorgestellten Modellen, die mit nur einem eher globalen Parameter wie dem Widerstandskoeffizienten korreliert werden, kann bei dem neu zu entwickelnden Modell davon ausgegangen werden, dass durch die RANS-Simulation das Strömungsfeld zwischen Hinterkante und *Mixing Plane* bekannt ist.

### 2.1.1.2 Superposition von Nachlauf und Potentialfeld

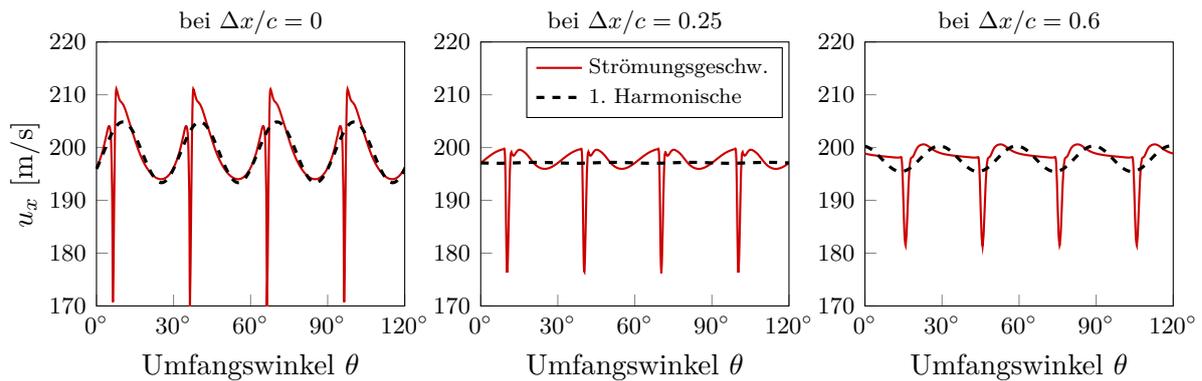
Wie eingangs erwähnt, entsteht der tonale Interaktionslärm durch die Interaktion der Schaufeln mit periodischen Geschwindigkeitsstörungen der Strömung. Die Frequenz bestimmt sich dabei aus der Blattfolgefrequenz und deren Harmonischen der Schaufelreihe, die die Störungen induziert. Für die analytische Lärmberechnung wird dementsprechend das Spektrum der Störungen benötigt. Daher liegt es nahe, das Strömungsfeld zwischen Hinterkante und *Mixing Plane* ebenfalls in Umfangsrichtung in eine Fourier-Reihe zu zerlegen und die Amplitude und Phase der einzelnen Harmonischen stromab der *Mixing Plane* bis zur Vorderkante der stromab liegenden Schaufel zu extrapolieren (siehe Abb. 2.4). Als Harmonische  $h$  werden im Folgenden die Fourier-Koeffizienten der in Umfangsrichtung zerlegten Strömungsgeschwindigkeit einer Schaufelpassage bezeichnet. Das entspricht über den gesamten Umfang der Modenordnung  $m = h \cdot B$ . In Abbildung 2.7 ist beispielhaft die axiale Entwicklung der Amplitude und der Phase von der Hinterkante bis zur *Mixing Plane* der ersten fünf Harmonischen der axialen Geschwindigkeitskomponente eines CRTFs bei 80% der Schaufelhöhe dargestellt.



**Abbildung 2.7:** Entwicklung der Amplituden (links) und Phasen (rechts) der ersten fünf Umfangsharmonischen der Strömungsgeschwindigkeit einer Schaufelpassage von der Hinterkante bis zur *Mixing Plane*. Extrahiert aus einer RANS-Simulation eines CRTFs entlang einer Stromlinie bei ca. 80% der Schaufelhöhe. Die Dämpfung nahe der *Mixing Plane* ist auf den numerischen Einfluss der Randbedingung auf das Strömungsfeld zurückzuführen.

Das Verhalten der ersten Harmonischen überrascht dabei. Anfangs klingt sie sehr viel stärker ab als die höheren Harmonischen. Ab einer bestimmten Konvektionsdistanz wird die Amplitude wieder größer. An dem Punkt, wo sich der Gradient der Amplitude ändert, ändert sich auch die Phase schlagartig. Dieses charakteristische Verhalten ist auch bei anderen Fankonfigurationen mit unterschiedlichen axialen Machzahlen zu beobachten. Erwartungsgemäß müssten die Strömungsstörungen mit zunehmender Konvektionsdistanz durch Ausmischung mit der umgebenden Strömung schwächer werden. Um dieses Phänomen besser verstehen zu können, wurde die Geschwindigkeitsverteilung in Umfangsrichtung und die dazugehörige erste Harmonische aus dem Beispiel in Abb. 2.7 an drei kennzeichnenden Positionen zwischen Hinterkante und *Mixing Plane* untersucht (siehe Abb. 2.8).

Direkt an der Hinterkante stimmt die azimuthale Position der Minima der ersten Harmonischen nicht mit der Position der Minima des Nachlaufs überein. Die erste Harmonische scheint die Geschwindigkeitsverteilung außerhalb des Nachlaufs zu repräsentieren. Etwa eine Viertel Sehnenlänge weiter stromab wird die Amplitude der ersten Harmonischen nahezu Null, obwohl der

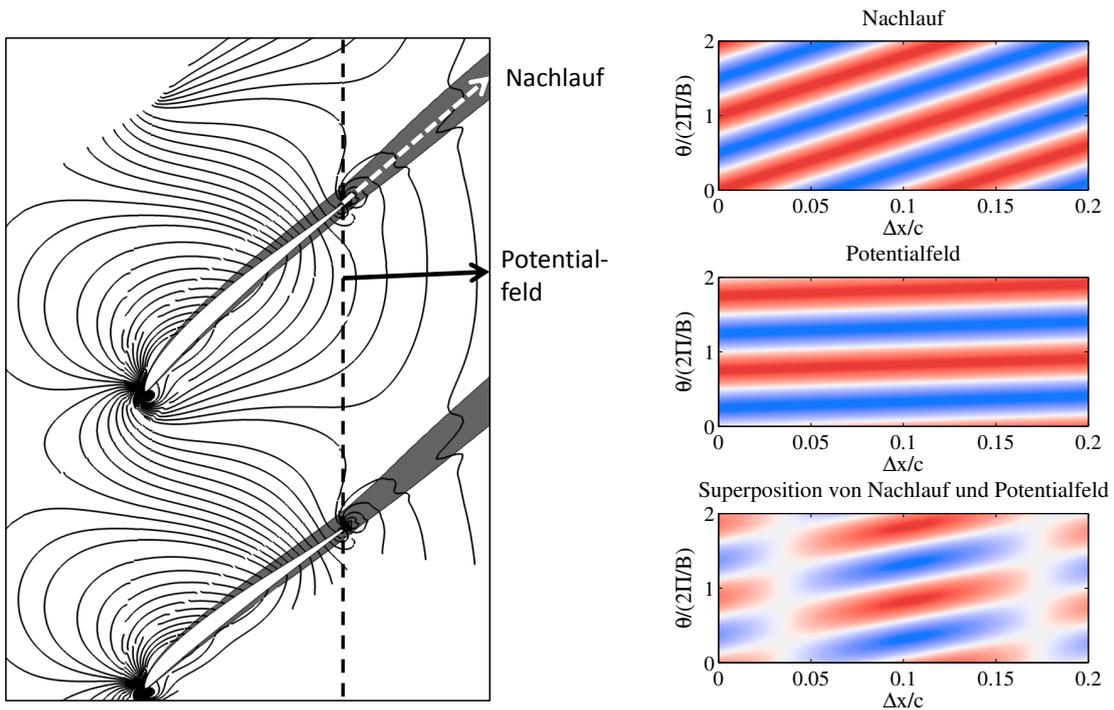


**Abbildung 2.8:** Geschwindigkeitsverteilung in Umfangsrichtung und dazugehörige erste Umfangsharmonische an drei Positionen stromab der Rotorhinterkante.

Nachlauf noch deutlich ausgeprägt ist. Weiter stromab wird die Amplitude der ersten Harmonischen wieder größer und die Minima stimmen nahezu mit der Position der Nachläufe überein. Dieses Verhalten kann nur mit einer Superposition mindestens zweier Signale mit unterschiedlicher Phase erklärt werden. Es lässt sich zeigen, dass diese Signale aus dem Potentialfeld und dem Nachlauf bestehen (siehe Abb. 2.9 (a)). Während das Potentialfeld durch die Verdrängungswirkung der Schaufeln und der Umlenkung der Strömung hervorgerufen wird, entsteht der Nachlauf auf Grund der Viskosität des Fluides und der daraus resultierenden abströmenden Grenzschicht. Dabei sollte berücksichtigt werden, dass die viskosen und nicht-viskosen Effekte sich gegenseitig beeinflussen können. Die viskose Grenzschicht z. B. erhöht die Verdrängungswirkung des Profils und damit die Stärke des Potentialfeldes. Da sich der Nachlauf konvektiv ausbreitet, kann sein Ausbreitungswinkel mit dem Winkel der relativen mittleren Strömung beschrieben werden. Das Potentialfeld hingegen breitet sich nicht konvektiv aus und hat deshalb einen zum Nachlauf abweichenden Ausbreitungswinkel. Dadurch verändert sich die relative Phasenlage zueinander und es kommt in Abhängigkeit von der Konvektionsdistanz zu konstruktiven und destruktiven Interferenzen (siehe Abb. 2.9 (b)). Im Folgenden wird die Herleitung des Modells für die Konvektion des Nachlaufs und die Ausbreitung des Potentialfeldes dargestellt.

### 2.1.1.3 Nachlauf- und Potentialfeldmodell

Generell gibt es zwei unterschiedliche Möglichkeiten, die extrahierten Daten der Geschwindigkeitsstörungen stromab der *Mixing Plane* zu extrapolieren: eine rein mathematische Extrapolation und ein physikalisch motiviertes Modell. Ein rein mathematischer Ansatz würde zwar eine bessere Übereinstimmung mit den extrahierten Daten ermöglichen, aber die Extrapolation könnte ein unphysikalisches Ergebnis liefern. Dagegen liefert ein physikalisch motiviertes Modell auch eine physikalisch nachvollziehbare Extrapolation und damit einhergehend eine höhere Robustheit mit dem Nachteil, dass die Übereinstimmung mit den extrahierten Daten mitunter weniger akkurat sein kann. Aus Gründen der Robustheit und der Nachvollziehbarkeit wird ein physikalisch motivierter Ansatz verfolgt. Die Modelle sollen die Konvektion der Nachläufe und die Ausbreitung des Potentialfeldes entlang einer Stromlinie in einer drallbehafteten Strömung beschreiben.



(a) Potentialfeld, repräsentiert durch Isolinien des Totaldruckes und Nachlauf, gekennzeichnet durch Gebiete hoher turbulenter kinetischer Energie im Relativsystem des Rotors. Extrahiert aus einer RANS-Simulation eines CRTFs bei ca. 70% Schaufelhöhe.

(b) Ausbreitungsrichtung der ersten Harmonischen des Nachlaufs und des Potentialfeldes und ihre Superposition. Das Abklingen der Signale wird in dieser Darstellung zugunsten der besseren Sichtbarkeit der Interferenzeffekte vernachlässigt.

Abbildung 2.9

### Modell für den Nachlauf

Startpunkt für die Herleitung des Modells für die Konvektion des Nachlaufs ist, wie in den zuvor beschriebenen empirischen Modellen, eine Gauß-Kurve:

$$\hat{u}_w(x, h) = u_{w_0} \cdot e^{-\pi w(x)^2 h^2}, \quad (2.1)$$

wobei  $u_{w_0}$  das Geschwindigkeitsdefizit an der Rotorhinterkante ist und  $x$  der axiale Abstand zur Rotorhinterkante. Das Geschwindigkeitsdefizit hängt hauptsächlich von der Verdrängungsdicke der Grenzschicht an der Hinterkante und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ab. Die dimensionslose Nachlaufbreite  $w$  wird wie bei A. Moreau und Guérin (2010) modelliert mit:

$$w(x) = \sqrt{w_0^2 + K \frac{x}{c \cdot \cos \beta_{rel}}}, \quad (2.2)$$

wobei  $w_0$  die initiale Nachlaufbreite an der Rotorhinterkante ist,  $K$  der Nachlaufausmischungskoeffizient,  $c$  die Schaufelsehne und  $\beta_{rel}$  der Abströmwinkel im Referenzsystem des Rotors.

Unter Berücksichtigung des Strömungsdralls, mit dem sich die Nachläufe konvektiv ausbreiten, ergibt sich mit  $m = hB$ :

$$\hat{u}_w(x, h, \theta) = u_{w_0} \cdot e^{-\pi w(x)^2 h^2} \cdot e^{i(k_x x + m\theta)}. \quad (2.3)$$

Da die Phase  $k_x x + m\theta$  konstant entlang einer Stromlinie ist, kann die folgende Beziehung für die konvektive Wellenzahl  $k_x$  angenommen werden:

$$k_x = m \frac{\tan \beta_{rel}}{r}. \quad (2.4)$$

Wie bereits erläutert, zeigen die extrahierten Nachläufe eine asymmetrische Form, während die Gauß-Kurve per Definition symmetrisch ist. Ein Abgleich mit den extrahierten Daten zeigt, dass die initiale Phase der Harmonischen an der Hinterkante nicht identisch ist (siehe Abb. 2.7), was aber bei der Zerlegung einer Gauß-Kurve der Fall ist. Um die asymmetrische Form der Nachläufe abbilden zu können, wird jeder Harmonischen sowohl eine unabhängige initiale Phase als auch eine unabhängige initiale Amplitude zugewiesen. Das über  $w_0$  festgelegte Verhältnis der Amplituden zueinander wird aufgegeben. Dadurch erhält jede Harmonische eine unabhängige initiale komplexe Amplitude  $\hat{u}_{w_0}(h)$  und das Modell für die Nachläufe ergibt sich zu:

$$\hat{u}_w(x, h, \theta) = \hat{u}_{w_0}(h) \cdot e^{-\pi h^2 \left( K \cdot \frac{x}{c \cdot \cos \beta_{rel}} \right)} \cdot e^{i \left( m \frac{\tan \beta_{rel}}{r} x + m\theta \right)}. \quad (2.5)$$

Unbekannte in diesem Modell sind die initiale komplexe Amplitude der Harmonischen  $\hat{u}_{w_0}(h)$  und der Nachlaufausmischungskoeffizient  $K$ . Weiter unten wird gezeigt, wie durch eine Regression des superponierten Nachlauf- und Potentialfeldmodells an das extrahierte Strömungsfeld zwischen Hinterkante und *Mixing Plane* die Unbekannten bestimmt werden können.

### Modell für das Potentialfeld

Das Potentialfeld, das durch eine Schaufelreihe erzeugt wird, kann für subsonische Strömungen als *Cut-off*-Mode mit der Frequenz Null beschrieben werden, was einer speziellen Lösung der Wellengleichung in einem runden und unendlich langen Kanal entspricht (siehe Holewa et al. (2014)). Demnach lässt sich die Strömungsgeschwindigkeitsstörung, welche durch das Potentialfeld hervorgerufen wird, wie folgt beschreiben:

$$\hat{u}_p(x, h, \theta) = \hat{u}_{p_0}(h) \cdot e^{i(k_{x,mn}^\pm x + m\theta)}. \quad (2.6)$$

Dabei ist  $\hat{u}_{p_0}(h)$  die initiale komplexe Amplitude des Potentialfeldes und  $k_{x,mn}^\pm$  die axiale Wellenzahl in Abhängigkeit von der azimuthalen und radialen Modenordnung für ein Potentialfeld, das sich stromab (+) oder stromauf (-) ausbreitet.

Unter der Annahme einer Kolbenströmung  $\left( \frac{\partial M_x}{\partial r} = \frac{\partial M_x}{\partial x} = 0 \right)$  mit einem Festkörperdrall  $\left( \frac{\partial M_\theta}{dr} = \frac{\Omega_{swirl}}{a_0}$  und  $\frac{\partial M_\theta}{\partial x} = 0 \right)$  ergibt sich die axiale Wellenzahl mit Drall in der Strömung

nach Kerrebrock (1977) zu:

$$k_{x,mn}^{\pm} = \frac{-M_x \left( k - m \frac{\Omega_{swirl}}{a_0} \right) \pm \sqrt{\left( k - m \frac{\Omega_{swirl}}{a_0} \right)^2 - (1 - M_x^2) \left( \frac{\sigma_{mn}}{R} \right)^2}}{1 - M_x^2}. \quad (2.7)$$

Die Extrapolation wird entlang einer Stromlinie durchgeführt. Aus diesem Grund kann eine 2D-Approximation vorgenommen werden, welche dazu führt, dass  $\sigma_{mn} = m$  wird und der Kanalaußenradius dem Stromlinienradius gleichgesetzt wird ( $R = r$ ). Weiterhin kann gezeigt werden, dass die azimutalen Moden, in die das Potentialfeld zerlegt werden kann, sich mit der gleichen Umfangsgeschwindigkeit drehen wie die Schaufeln, die das Potentialfeld erzeugen:

$$k = m \frac{\Omega_{Rotor}}{a_0}. \quad (2.8)$$

Eingesetzt in Gl. (2.7) ergibt sich:

$$k_{x,mn}^{\pm} = \frac{-M_x \cdot m \frac{\Omega_{Rotor} - \Omega_{swirl}}{a_0} \pm \sqrt{\left( m \frac{\Omega_{Rotor} - \Omega_{swirl}}{a_0} \right)^2 - (1 - M_x^2) \left( \frac{m}{r} \right)^2}}{1 - M_x^2}. \quad (2.9)$$

Die Differenz der Umfangsgeschwindigkeiten des Rotors und der Drallströmung lässt sich als tangentielle Machzahl im Relativsystem wie folgt darstellen:

$$\frac{\Omega_{Rotor} - \Omega_{swirl}}{a_0} = - \frac{M_{trel}(r)}{r}. \quad (2.10)$$

Aus dem Quotienten der tangentialen relativen Machzahl und der axialen Machzahl ergibt sich der relative Strömungswinkel:

$$\frac{M_{trel}(r)}{M_x} = \tan \beta_{rel}. \quad (2.11)$$

Und durch Vernachlässigung der radialen Strömungskomponente lässt sich die relative Machzahl wie folgt berechnen:

$$M_x^2 + M_{trel}^2 = M_{rel}^2. \quad (2.12)$$

Unter Verwendung von Gl. (2.10), (2.11) und (2.12) lässt sich die Gl. (2.9) der axialen Wellenzahl vereinfachen zu:

$$k_{x,mn}^{\pm} = \frac{M_x^2 \cdot m \frac{\tan \beta_{rel}}{r} \pm i \frac{|m|}{r} \sqrt{1 - M_{rel}^2}}{1 - M_x^2}. \quad (2.13)$$

Wie eingangs erwähnt, wird das Potentialfeld als *Cut-off*-Mode modelliert. Das heißt, dass die axiale Wellenzahl eine komplexe Größe darstellt, deren Imaginärteil das exponentielle Abklingen des Potentialfeldes repräsentiert:

$$\Im(k_{x,mn}^{\pm}) = \pm \frac{|m|}{r} \frac{\sqrt{1 - M_{rel}^2}}{1 - M_x^2} \quad (2.14)$$

und deren Realteil die Phasenlage der drehenden Mode beschreibt:

$$\Re(k_{x,mn}^{\pm}) = \frac{m}{r} \frac{M_x^2}{1 - M_x^2} \tan \beta_{rel}. \quad (2.15)$$

Diese Gleichung untermauert theoretisch die Erkenntnis aus Abb. 2.9, dass sich das Potentialfeld für subsonische axiale Machzahlen  $\frac{M_x^2}{1 - M_x^2} < 1$  mit deutlich kleinerem Winkel ausbreitet als der Nachlauf, der mit der Strömung konvektiert (siehe Gl. (2.5)).

Gleichung (2.14) und Gl. (2.15) eingesetzt in Gl. (2.6) ergibt das Modell für das Potentialfeld:

$$\hat{u}_p(x, h, \theta) = \hat{u}_{p_0}(h) \cdot e^{-|m| \left[ \frac{\sqrt{1 - M_{rel}^2}}{1 - M_x^2} \cdot \frac{|x|}{r} \right]} \cdot e^{i \left[ m \frac{M_x^2}{1 - M_x^2} \tan \beta_{rel} \cdot \frac{x}{r} + m\theta \right]}. \quad (2.16)$$

Nur die initialen, komplexen Amplituden der Harmonischen des Potentialfeldes  $\hat{u}_{p_0}(h)$  müssen auf Basis der extrahierten Strömungsdaten gefittet werden. Zerfall und Phasenlage des Potentialfeldes können vollständig analytisch auf Basis der extrahierten Strömungsgrößen berechnet werden.

Abschließend lässt sich das Strömungsfeld stromab der Schaufel in Abhängigkeit der axialen und azimutalen Position durch die Überlagerung von Nachlauf und Potentialfeld beschreiben durch:

$$u(x, \theta) = \sum_{h=-\infty}^{+\infty} [\hat{u}_w(x, h, \theta) + \hat{u}_p(x, h, \theta)], \quad (2.17)$$

wobei das Modell separat für die drei Geschwindigkeitskomponenten angewendet werden muss.

### Regression des Modells an die numerischen Strömungsdaten entlang einer Stromlinie

Gehen wir zunächst davon aus, dass der Abklingkoeffizient  $K$  in Gl. (2.5) bekannt ist, dann sind für das Nachlauf- und das Potentialfeldmodell ausschließlich die initialen komplexen Amplituden nicht bekannt. Sei nun  $\mathbf{y}(x, h)$  die aus der RANS-Simulation extrahierten komplexen Amplituden des in Umfangsrichtung zerlegten Strömungsfeldes mit den Umfangsmodenordnungen  $h$  stromab der Schaufelhinterkante an der axialen Position  $x$ . Die Modellmatrix  $\mathbf{A}(x, h)$  beinhaltet das Abklingverhalten und die Phasendrehung der Fourierkoeffizienten für den Nachlauf und das Potentialfeld ebenfalls in Abhängigkeit von den Umfangsmodenordnungen und der axialen Position:

$$\mathbf{A}(x, h) = \begin{bmatrix} e^{-\pi h^2 \left( K \cdot \frac{x}{c \cdot \cos \beta_{rel}} \right) + i \left( m \frac{\tan \beta_{rel}}{r} x \right)} \\ -|m| \left[ \frac{\sqrt{1-M_{rel}^2}}{1-M_x^2} \cdot \frac{|x|}{r} \right] + i \left[ m \frac{M_x^2}{1-M_x^2} \tan \beta_{rel} \cdot \frac{x}{r} + m\theta \right] \end{bmatrix}. \quad (2.18)$$

Nun sei  $\mathbf{u}_0(h)$  der Vektor der gesuchten initialen komplexen Amplitude von Nachlauf und Potentialfeld:

$$\mathbf{u}_0(h) = \begin{bmatrix} \hat{u}_{w_0}(h) & \hat{u}_{p_0}(h) \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

Dann lässt sich  $\mathbf{u}_0(h)$  durch Minimierung der Summe der Fehlerquadrate finden:

$$\min_{\mathbf{u}} \|\mathbf{A}\mathbf{u}_0 - \mathbf{y}\|_2^2. \quad (2.20)$$

Dieses Minimierungsproblem lässt sich mit Hilfe einer QR-Faktorisierung von  $\mathbf{A}$  lösen. Um Gleichung (2.20) muss ein weiteres Minimierungsproblem aufgezo-gen werden mit Hilfe dessen  $K$  bestimmt werden kann:

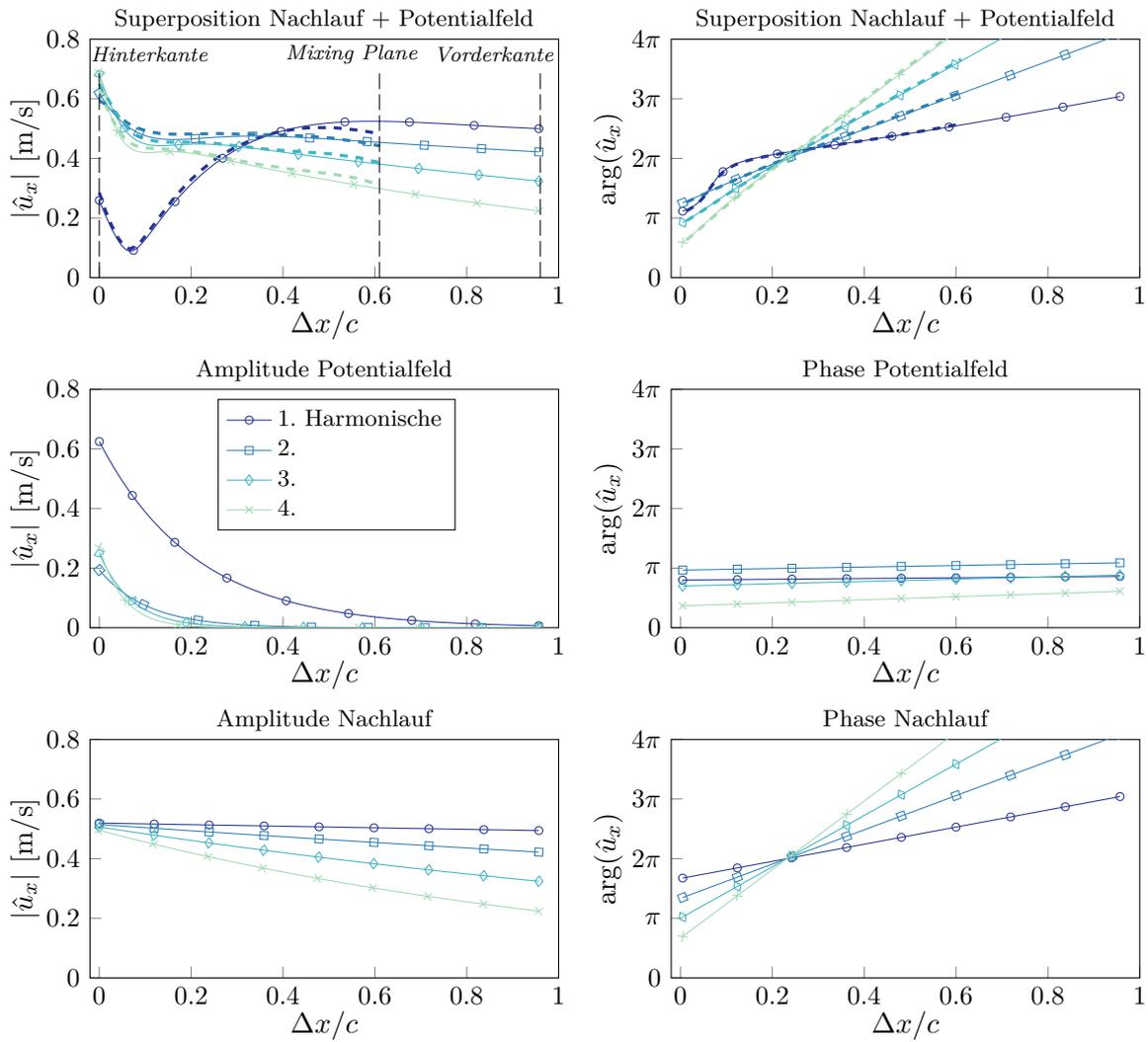
$$\min_K \left( \min_{\mathbf{u}} \|\mathbf{A}\mathbf{u}_0 - \mathbf{y}\|_2^2 \right). \quad (2.21)$$

Für jede Iteration über  $K$  zur Suche des globalen Minimums wird ein eigenes Minimum für  $\mathbf{u}$  bestimmt. Herthum (2017) hat gezeigt, dass  $K$  ein eindeutiges Minimum zwischen 0 und 1 besitzt und das Fehlerquadrat beidseitig vom Minimum stetig wächst. Dieses Minimierungsproblem kann z. B. mit der Extremwertsuche nach dem Verfahren des Goldenen Schnitts gelöst werden.

In Abbildung 2.10 ist beispielhaft die Entwicklung der extrahierten und modellierten Fourierkoeffizienten entlang einer Stromlinie dargestellt. Das Modell für den Nachlauf und das Potentialfeld wird in dem Bereich zwischen Hinterkante und *Mixing Plane* superponiert und durch eine Regression an die extrahierten Daten werden die unbekanntenen Koeffizienten ermittelt. Anschließend können die umfangsperiodischen Störungen vom Nachlauf und vom Potentialfeld separat an der Vorderkante der stromab liegenden Schaufelreihe berechnet werden.

Gleichung (2.16) kann auch zur Extrapolation eines sich stromauf ausbreitenden Potentialfelds, welches ebenfalls an der *Mixing Plane* ausgemischt wird, verwendet werden. Ein wichtiger Vorteil des hier vorgestellten Modells ist neben der Möglichkeit, das instationäre Strömungsfeld rekonstruieren zu können, dass eine Separation der beiden aerodynamischen Quellen viskoser Nachlauf und Potentialfeld möglich ist und somit beide Quellen in der akustischen Auswertung separat betrachtet und ausgewertet werden können.

Das Modell wurde unter der Annahme entwickelt, dass das zu modellierende Strömungsfeld ausschließlich aus Nachlauf und Potentialfeld besteht. Sekundärströmungseffekte wie z. B. die Blattspitzenwirbel und die Hufeisenwirbel werden nicht berücksichtigt. Bei der Anwendung des Modells auf ein Strömungsfeld mit Sekundärströmungseffekten werden diese Anteile je nach ihrem Abklingverhalten dem Nachlauf oder dem Potentialfeld zugeordnet. Für die Herleitung wurde außerdem die Annahme getroffen, dass die radiale Strömungskomponente entlang der Stromlinie, an der extrapoliert werden soll, vernachlässigbar klein ist. Diese Annahme wird ebenfalls in Gebieten mit Sekundärströmungseffekten verletzt. Des Weiteren wurde in



**Abbildung 2.10:** Entwicklung der ersten fünf Harmonischen der axialen Geschwindigkeitskomponente zwischen der Hinterkante des Rotors und der Vorderkante der stromab liegenden Schaufelreihe. Extrahiert aus der RANS-Simulation (gestrichelte Linie) und modelliert (durchgezogene Linie) entlang einer Stromlinie bei ca. 75% der Schaufelhöhe eines Niederdruck-CRTFs.

der Herleitung des Modells für das Potentialfeld die Einschränkung getroffen, dass die Ausbreitung in einem ummantelten Fan mit subsonischer Strömung erfolgt. In Kapitel 3 wird das Modell an drei unterschiedlichen Fanstufen ausführlich angewendet und bewertet. Dabei wird auch gezeigt, wie durch eine Modifikation im Abklingverhalten und in der Ausbreitungsphase das Modell für eine offene gegenläufige Stufe verwendet werden kann. Außerdem wird in diesem Kapitel untersucht, welche Qualitätssteigerung in der Berechnung des tonalen Interaktionslärms durch die Extrapolation gegenüber einer Extraktion vor der *Mixing Plane* erreicht werden kann.

## 2.1.2 Rekonstruktion des turbulenten Geschwindigkeitsspektrums

Breitbandinteraktionslärm entsteht durch die Interaktion der Schaufeln mit dem turbulenten Strömungsfeld. Da die verwendeten analytischen Modelle die Schallentstehung im Frequenzbereich berechnen, werden für jede Harmonische  $h$  der Schaufelzahl bzw. für jede Modenordnung  $m = h \cdot B$  das turbulente Anregungsspektrum  $\Phi_{22}$  und die Korrelationslänge  $l_r$  benötigt. Hierzu wird, wie von Amiet (1975) vorgeschlagen, das transversale von Kármán Spektrum verwendet:

$$\Phi_{22}(\tilde{\omega}, m) = u'(m)^2 \cdot \frac{2\bar{\lambda}}{u_0} \cdot \frac{1 + (8/3)z^2}{(1 + z^2)^{11/6}} \quad (2.22)$$

und

$$l_r(\tilde{\omega}) = \frac{8\bar{\lambda}}{3} \left[ \frac{\Gamma(1/3)}{\Gamma(5/6)} \right]^2 \cdot \frac{z^2}{\sqrt{1 + z^2}(3 + 8z^2)}, \quad (2.23)$$

wobei die reduzierte Frequenz  $z = \frac{St}{St_0}$  mit der Strouhalzahl  $St = \frac{2\pi f \bar{\lambda}}{u_0}$  und der Referenz-Strouhalzahl  $St_0 = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(5/6)}{\Gamma(1/3)}$  berechnet wird. Die Verwendung des transversalen Spektrums unterliegt der vereinfachenden Annahme, dass der turbulente Nachlauf senkrecht auf die Schaufelvorderkante trifft. Für eine exaktere Modellierung müsste anhand des Zuströmwinkels eine Mischung aus transversalem und longitudinalem Spektrum berechnet werden.

Für die Synthetisierung des turbulenten Geschwindigkeitsspektrums nach Gl. (2.22) werden die umfangsgemittelte integrale Längenskala  $\bar{\lambda}$  und das isotrop angenommene quadratische Mittel der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit  $u'$  an der Vorderkante der stromab liegenden Schaufelreihe benötigt. In den nächsten beiden Abschnitten wird beschrieben, wie diese Größen auf Basis der modellierten Turbulenz in RANS-Simulationen berechnet werden können und deren Konvektion von der *Mixing Plane* bis zur stromabliegenden Schaufelreihe modelliert werden kann.

### 2.1.2.1 Turbulente Schwankungsgeschwindigkeit

Für die Berechnung des turbulenten Anregungsspektrums nach Gl. (2.22) wird die Umfangsverteilung des quadratischen Mittels der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit  $u'$  benötigt. In den RANS-Simulationen wird die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit mit der turbulenten kinetischen Energie modelliert. Die turbulente kinetische Energie und die Schwankungsgeschwindigkeit hängen dabei über folgende Gleichung zusammen:

$$k = \frac{3}{2} u'^2. \quad (2.24)$$

Die Umfangsverteilung wird durch eine Fourier-Zerlegung der turbulenten kinetischen Energie abgebildet:

$$\hat{k}(h) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} k(\theta) e^{-ih\theta} d\theta. \quad (2.25)$$

Aus der RANS-Simulation lässt sich die Umfangsverteilung der turbulenten kinetischen Energie nur im Bereich zwischen der Rotorhinterkante und der *Mixing Plane* extrahieren. Stromab der *Mixing Plane* wird ausschließlich der Umfangsmittelwert der turbulenten kinetischen Energie ausgebreitet. Es lässt sich zeigen, dass der Umfangsmittelwert der turbulenten kinetischen Energie die gesamte Energie des Spektrums der Schwankungsgeschwindigkeit enthält:

$$E = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u'(\theta)^2 d\theta = \frac{1}{3\pi} \int_0^{2\pi} k(\theta) d\theta = \frac{3}{2} \hat{k}(0), \quad (2.26)$$

wobei  $\hat{k}(0)$  die nullte Harmonische der turbulenten kinetischen Energie in Umfangsrichtung ist. Das heißt, dass aus energetischer Sicht keine Information durch die *Mixing Plane* verloren geht. Zudem gibt es in den analytischen Modellen von A. Moreau (2017) die Möglichkeit, die aerodynamischen Anregungsspektren bei den höheren Umfangsmodenordnungen mit Hilfe einer Gaußverteilung basierend auf der umfangsgemittelten Schwankungsgeschwindigkeit zu modellieren. Bei dieser Vorgehensweise wäre keine Extrapolation der Fourierkoeffizienten der turbulenten kinetischen Energie notwendig. Es kann aber mitunter von Interesse sein, das Spektrum der gemittelten Schwankungsgeschwindigkeit direkt aus der Simulation zu erhalten, z. B. in Fällen, in denen die Verteilung keiner Gaußverteilung entspricht.

Empirische Untersuchungen an Rotornachläufen von Ganz et al. (1998) und Gliebe et al. (2000) zeigen, dass sich die turbulente Intensität eines konvektierten Nachlaufs proportional zu  $1/\sqrt{x}$  verhält, wobei  $x$  die Konvektionsdistanz repräsentiert:

$$I \equiv \frac{u'}{u_0} = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{u_0} \sim \frac{1}{\sqrt{x}}. \quad (2.27)$$

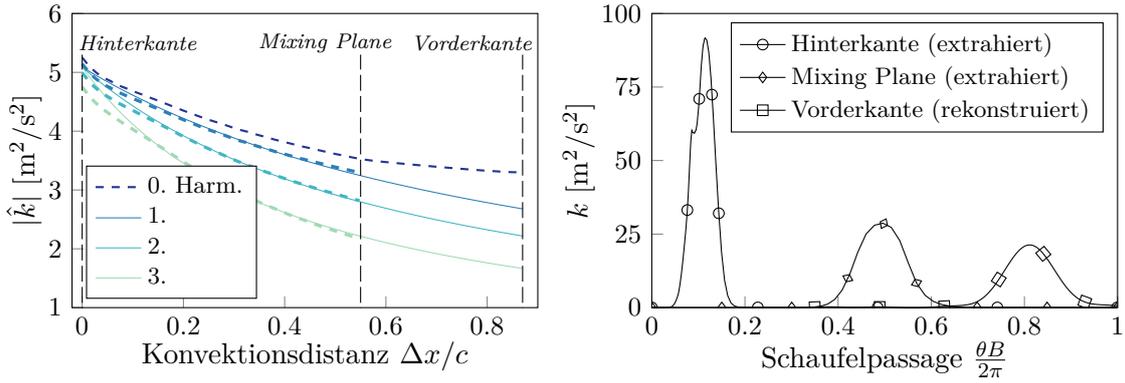
Daraus folgt, dass sich die turbulente kinetische Energie umgekehrt proportional zur Konvektionsdistanz verhält:

$$k(x) \sim \frac{1}{x}. \quad (2.28)$$

Für die Fourierkoeffizienten der turbulenten kinetischen Energie lässt sich dementsprechend folgender funktionaler Zusammenhang aufstellen:

$$\hat{k}(x, \theta, h) = \frac{1}{1/k_0(h) + K_A(h) \cdot (x - x_{TE})} \cdot e^{i(m \cdot K_\phi \cdot (x - x_{TE}) + m\theta + \varphi_0(h))}. \quad (2.29)$$

Dabei stellt  $k_0(h)$  die initiale Amplitude der Harmonischen dar und  $\varphi_0(h)$  die initiale Phase der Harmonischen der turbulenten kinetischen Energie.  $K_A(h)$  repräsentiert den Ausmischungskoeffizienten und  $K_\phi$  den Phasenwinkel. Gleichung (2.29) lässt sich recht elegant an die extrahierten Daten fitten, da Phase und Amplitude der Harmonischen separat betrachtet werden können. Der Amplitudenverlauf lässt sich durch eine lineare Regression der Kehrwerte der extrahierten Daten mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermitteln. Die Phase wird zwar für die analytische Lärmberechnung mit *PropNoise* nicht benötigt, da die resultierenden Dipolquellen unkorreliert sind und somit die Phase keinen Einfluss auf den abgestrahlten Lärm



**Abbildung 2.11:** Links: Die Entwicklung der 0. bis 3. Harmonischen der turbulenten kinetischen Energie zwischen der Hinterkante des Rotors und der Vorderkante der stromab liegenden Schaufelreihe. Extrahiert aus der RANS-Simulation (gestrichelte Linie) und modelliert (durchgezogene Linie) entlang einer Stromlinie bei ca. 50% der Schaufelhöhe eines Niederdruck-CRTFs. Rechts: Die Form des turbulenten Nachlaufs extrahiert aus der RANS-Simulation an der Rotorhinterkante und der *Mixing Plane* und rekonstruiert an der Vorderkante der stromab liegenden Schaufelreihe.

hat, ermöglicht jedoch eine Rekonstruktion der turbulenten Nachläufe und damit einen Vergleich gegen gemessene oder simulierte Daten. Wie bereits beschrieben, wird die nullte Harmonische nicht extrapoliert sondern direkt an der benötigten Position aus der RANS-Simulation extrahiert. Eine beispielhafte Anwendung der Rekonstruktion des turbulenten Nachlaufs mit Hilfe von Gl. (2.29) ist in Abb. 2.11 dargestellt. In Kapitel 3 wird die modellierte Konvektion der turbulenten kinetischen Energie ausführlicher mit Messdaten verglichen.

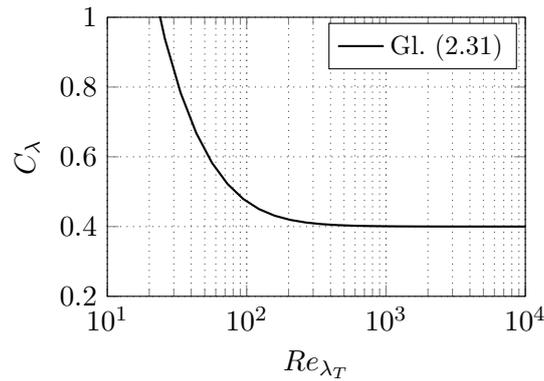
### 2.1.2.2 Integrale Längenskala

Anhand einer phänomenologischen Betrachtung und einer Dimensionsanalyse lässt sich zeigen, dass die integrale Längenskala  $\lambda$  in Strömungsrichtung mit dem Quotienten der turbulenten kinetischen Energie  $k$  und der spezifischen Dissipationsrate  $\omega$  berechnet werden kann (Frisch und Kolmogorov, 1995). Gamard und George (2000) stellten zudem fest, dass zwischen der integralen Längenskala und diesem Quotienten eine von der Reynoldszahl abhängige Proportionalität besteht, welche im Folgenden mit  $C_\lambda$  modelliert wird:

$$\lambda = C_\lambda \frac{\sqrt{k}}{\omega \cdot C_\mu} = C_\lambda \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon}, \quad (2.30)$$

wobei  $C_\mu = 0.09 = \frac{\epsilon}{k\omega}$  eine Modellierungskonstante der Turbulenzmodelle darstellt, welche die Abhängigkeit der spezifischen turbulenten Dissipationsrate  $\omega$  von der turbulenten Dissipationsrate  $\epsilon$  modelliert.

Donzis et al. (2005) erklärten die Abhängigkeit von der Reynoldszahl damit, dass die spezifische Dissipationsrate  $\omega$  nur für kleine Reynoldszahlen abhängig von der kinematischen Viskosität  $\nu$  ist. Für hohe Reynoldszahlen wird die Dissipationsrate unabhängig von der Viskosität. Der funktionale Zusammenhang, der dieses Phänomen beschreibt, wurde von Doering und Foias (2002) modelliert:



**Abbildung 2.12:** Dargestellt ist die Abhängigkeit des Proportionalitätsfaktors  $C_\lambda$  von der Reynoldszahl basierend auf der Taylor-Mikroskala  $Re_{\lambda_T}$  mit Gl. (2.31) und den Koeffizienten  $A=0.2$  und  $B=92$ .

$$C_\lambda = f(Re_{\lambda_T}) = A \left( 1 + \sqrt{1 + (B/Re_{\lambda_T})^2} \right), \quad (2.31)$$

wobei  $Re_{\lambda_T} = \sqrt{(20/3) \cdot k^2 / (\epsilon \cdot \nu)}$  die Reynoldszahl basierend auf der Taylor-Mikroskala  $\lambda_T = f(u', \nu, \epsilon)$  ist. Die Taylor-Mikroskala hat nach Pope (2000) zwar keine eindeutige physikalische Interpretation, ist aber eine gut definierte Größe und  $Re_{\lambda_T}$  findet häufig Anwendung zur Charakterisierung der Turbulenz.

Donzis et al. (2005) schreiben, dass der Funktionsverlauf von Gl. (2.31) zwar universell für alle turbulenten Strömungen außerhalb des wandnahen Bereichs gilt, dass aber die Koeffizienten  $A$  und  $B$  von der Strömung und der Turbulenzmodellierung abhängig sind. Aus der direkten numerischen Simulation eines isotropen und homogenen Strömungsfeldes haben Donzis et al. (2005) die Koeffizienten  $A=0.2$  und  $B=92$  bestimmt. Der Funktionsverlauf, der sich mit Gl. (2.31) und diesen Koeffizienten ergibt, ist in Abb. 2.12 dargestellt.

Das asymptotische Verhalten von  $C_\lambda$  für große Reynoldszahlen folgt direkt aus der Unabhängigkeit der Dissipationsrate von der Strömungsviskosität bei großen Reynoldszahlen (Donzis et al., 2005). Für die von Donzis veröffentlichten Koeffizienten ergibt sich ein asymptotischer Wert von 0.4. Dieser Wert ergibt sich auch in den von Kamruzzaman et al. (2012) veröffentlichten Modellen. Eine Kalibration der beiden Koeffizienten aus Gleichung (2.31) für jeden Anwendungsfall würde jedes Mal eine experimentelle Vermessung bzw. skalenauflösende Simulation bedeuten. Dieser Weg ist in einem Designprozess nicht praktikabel. Aus diesem Grund werden die von Donzis et al. (2005) veröffentlichten Werte verwendet und eine daraus möglicherweise entstehende Diskrepanz in Kauf genommen. Die resultierenden Trends für die Breitbandlärmsvorhersage sollten sich dadurch nicht verändern.

Die integrale Längenskala wird für die analytische Berechnung des Fanlärms umfangsgemittelt benötigt. Eine mögliche Mittelungsmethode besteht in der Verwendung der separat gemittelten turbulenten kinetischen Energie und Dissipationsrate (Nallasamy und Envia, 2005):

$$\bar{\lambda} = C_\lambda \frac{\sqrt{k}}{\bar{\omega} \cdot 0.09}. \quad (2.32)$$

Eine weitere Mittelungsmethode wurde erstmals von Jaron et al. (2017) vorgeschlagen. In

dieser Mittelungsmethode wird die lokal berechnete integrale Längenskala mit der lokalen kinetischen Energie gewichtet. Ziel der Gewichtung ist es, die wenig energietragenden Wirbel zu filtern, da diese nach Gl. (2.30) sehr große Längenskalen aufweisen und dementsprechend den Mittelwert zu größeren Werten hin verschieben:

$$\bar{\lambda} = \frac{\int \lambda(\theta)k(\theta)d\theta}{\int k(\theta)d\theta}. \quad (2.33)$$

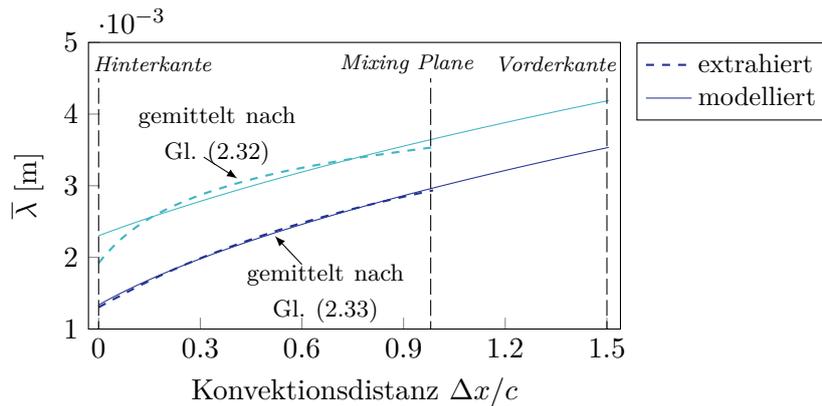
Im Abschnitt 3.4.3 wird gezeigt, dass die Mittelungsmethode nach Gl. (2.33) im Vergleich zu Messdaten bessere Ergebnisse liefert, als die Mittelungsmethode nach Gl. (2.32).

Empirische Untersuchungen an Rotornachläufen von Ganz et al. (1998) und Gliebe et al. (2000) zeigen, dass die integrale Längenskala mit zunehmender Konvektionsdistanz proportional zu  $\sqrt{x}$  größer wird. Basierend auf dieser Erkenntnis lässt sich folgendes Modell ableiten:

$$\bar{\lambda}(x) = \sqrt{\lambda_0 + K_\lambda \cdot (x - x_{TE})}, \quad (2.34)$$

wobei  $\lambda_0$  den initialen Wert der Längenskala an der Rotorhinterkante repräsentiert und  $K_\lambda$  den Wachstumskoeffizienten. Durch das Quadrieren der Funktion und des extrahierten Konvektionsverlaufs lassen sich mittels einer linearen Regression mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die unbekanntenen Koeffizienten ermitteln.

In Abbildung 2.13 wird die Gleichung zur Extrapolation der integralen Längenskala bis zur Vorderkante der stromab liegenden Schaufelreihe beispielhaft angewendet. Das Modell wird dabei an die integrale Längenskala gefittet, die nach Gl. (2.32) und (2.33) basierend auf den extrahierten Turbulenzgrößen gemittelt wurde. Bereits hier lässt sich sehen, dass die beiden Mittelungsverfahren zu unterschiedlichen absoluten Werten führen. Das neu eingeführte Verfahren nach Gl. (2.33) weist eine bessere Übereinstimmung zu dem empirisch und analytisch beobachteten  $\sqrt{x}$ -Abklingverhalten auf. Eine detaillierte Validierung gegen Messdaten wird in Kap. 3 durchgeführt.



**Abbildung 2.13:** Dargestellt ist die integrale Längenskala gemittelt nach den beiden Gleichungen (2.32) und (2.33) basierend auf den extrahierten Turbulenzgrößen zwischen Rotorhinterkante und *Mixing Plane* und die modellierte Konvektion der integralen Längenskala bis zur stromab liegenden Statorvorderkante entlang einer Stromlinie bei 75% der Schaufelhöhe einer Rotor-Stator-Stufe beim *Approach*-Betriebspunkt.

### 2.1.3 Extraktion der schaufelgebundenen aerodynamischen Kräfte

Die Strömungsumlenkung durch ein Profil erzeugt ein schaufelgebundenes Potentialfeld, welches zusätzlich durch den Profilverwiderstand aufgrund der viskosen Grenzschicht und der Verdrängungswirkung beeinflusst wird. Wie in Kapitel 1.2 beschrieben, erzeugt dieses schaufelgebundene Druckfeld einer rotierenden Schaufel unter bestimmten Voraussetzungen Tonallärm. Neben den schaufelgebundenen Kräften, die Tonallärm erzeugen, erzeugt die Umströmung der Schaufel mit der turbulenten Grenzschicht Breitbandlärm. Im Folgenden wird erläutert, welche Größen aus der Strömungssimulation extrahiert werden müssen, um die resultierenden Quellen auf den Schaufeloberflächen modellieren zu können.

#### Verdrängungswirkung der Profile

Um die Verdrängungswirkung der Profile zu modellieren, wird nach A. Moreau (2017) die auf die Sehnenlänge  $c$  normierte mittlere Profildicke  $\bar{t}$  benötigt. Wie in Abb. 2.2 gezeigt, werden die Profile entlang der Stromlinien extrahiert und anschließend analysiert. Dabei wird auch die Dickenverteilung extrahiert.

#### Widerstands- und Auftriebskoeffizient der Profile

Der Druck, der aus dem erzeugten Auftrieb und Widerstand der Profile resultiert, wird mit Hilfe des Auftriebskoeffizienten  $C_L$  und des Widerstandskoeffizienten  $C_D$  modelliert. Dabei wird  $C_L$  mit dem Anteil des Drucks auf der Schaufeloberfläche normal zur Zuströmungsrichtung berechnet und  $C_D$  mit dem Anteil in Zuströmungsrichtung:

$$C_L = \oint_{\Gamma} \frac{p \cdot \vec{e}_{\perp\beta_{rel}}}{c \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2} d\vec{x}, \quad (2.35)$$

$$C_D = \oint_{\Gamma} -\frac{p \cdot \vec{e}_{\beta_{rel}}}{c \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2} d\vec{x}. \quad (2.36)$$

Es wird die Annahme getroffen, dass der Zuströmwinkel mit dem Anstellwinkel der Profile übereinstimmt. Beide Größen lassen sich anhand der extrahierten Profile und des statischen Drucks  $p$  auf den Profloberflächen berechnen.

#### Grenzschichtdicke für die Berechnung des Hinterkantenlärms

Hinterkantenbreitbandlärm entsteht beim Abschwimmen der Grenzschicht über die Hinterkante durch die Interaktion der turbulenten Wirbel mit der scharfen Hinterkante. Für die Modellierung dieser Lärmquelle wird dementsprechend das Spektrum benötigt, welches die stochastische Verteilung der Größe der Wirbel modelliert und eine dazugehörige Korrelationslänge. Nach A. Moreau (2017) werden hierfür das Oberflächendruckspektrum  $\Phi_{pp}$  und die Korrelationslänge  $l_{\delta}$  an der Hinterkante der Profile verwendet:

$$l_{\delta}(\tilde{\omega}) = \delta_1 \cdot \frac{5.01z^2}{\sqrt{1+z^2(1+\frac{3}{8}z^2)}}, \quad (2.37)$$

$$\Phi_{pp}(\tilde{\omega}) = \left( \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2 C_D \right)^2 \cdot \frac{\delta_1}{u_0} \cdot F(z). \quad (2.38)$$

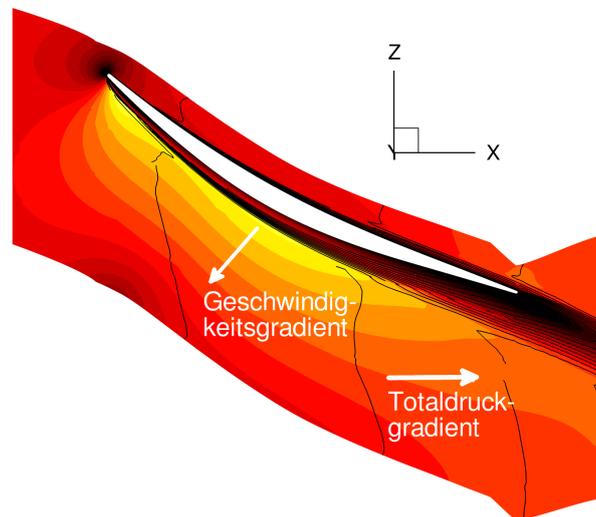
Das dimensionslose Spektrum  $F(z)$  stammt aus dem Modell von Willmarth und Roos (1965):

$$F(z) = \frac{1}{1 + z + 0.217z^2 + 0.00562z^4}, \quad (2.39)$$

mit der reduzierten Frequenz  $z = \frac{St}{St_0}$  und der Strouhalzahl  $St = \frac{f \cdot \delta_1}{u_0}$  basierend auf der Verdrängungsdicke der Grenzschicht an der Hinterkante  $\delta_1$ . Der Widerstandsbeiwert  $C_D = \frac{\delta_1}{c}$  wird ebenfalls basierend auf der Grenzschichtverdrängungsdicke modelliert. Die Verdrängungsdicke ist für eine homogen überströmte ebene Platte wie folgt definiert:

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\rho(y)u(y)}{\rho_0 u_0}\right) dy. \quad (2.40)$$

Innerhalb der Schaufelpassage herrschen starke Geschwindigkeitsgradienten, was eine eindeutige Identifikation der ungestörten Hintergrundströmung verhindert. Eine Möglichkeit, die Verdrängungsdicke innerhalb einer Strömung mit gekrümmten Strömungslinien und Druckgradienten zu bestimmen, liegt in der Auswertung des Totaldrucks normal zur Schaufeloberfläche. Durch die Verluste in der viskosen Grenzschicht nimmt auch der Totaldruck normal zur Schaufeloberfläche ab. Außerhalb der Grenzschicht ändert sich die Richtung des Gradienten des Totaldrucks schlagartig. Der Gradient zeigt dort in Achsrichtung, da Arbeit an der Strömung verrichtet wird. Dadurch ist eine bessere Abgrenzung der verlustbehafteten Grenzschicht von der freien Strömung möglich (siehe Abb. 2.14). Bei dieser Methode werden Strömungsablösungen ebenfalls zur Grenzschichtdicke gezählt, wodurch die berechnete Schallleistung zunimmt, was aber einem physikalisch nachvollziehbaren Trend folgt. Die Extraktion von  $\delta_1$  wird bei 95% der Sehnenlänge normal zur Schaufeloberfläche durchgeführt.

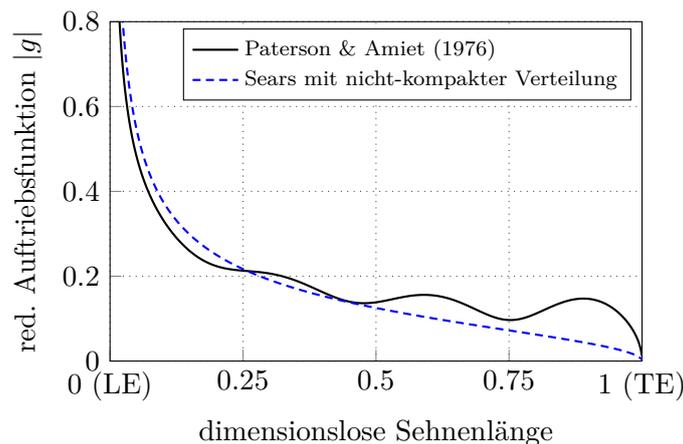


**Abbildung 2.14:** Strömungsfeld im Relativsystem eines Rotorprofils, eingefärbt mit der Strömungsgeschwindigkeit und Isolinien des Totaldruckes.

## 2.2 Antwort eines Profils auf instationäre Geschwindigkeitsstörungen

Im letzten Kapitel wurde gezeigt, wie sich das instationäre Geschwindigkeitsfeld in der Zuströmung einer Schaufel aus einer stationären RANS-Simulation rekonstruieren lässt. In diesem Kapitel wird beschrieben, wie der aus der Interaktion von der Schaufel mit dem instationären Geschwindigkeitsfeld resultierende, fluktuierende Profilauftrieb modelliert werden kann. Bei der Frequenz, mit der die Geschwindigkeitsstörung auf das Profil auftrifft, entsteht eine mit dieser Frequenz pulsierende Auftriebsverteilung auf dem Profil, welche unter bestimmten Voraussetzungen als akustische Welle abgestrahlt werden kann. Das Modell, das die Druckverteilung auf dem Profil beschreibt, wird als reduzierte Auftriebsfunktion  $g(\tilde{K}^*)$  bezeichnet, wobei  $\tilde{K}^* = \tilde{K} \cdot \frac{c}{2}$  die reduzierte Frequenz im Relativsystem des Profils ist.

Allen im Folgenden vorgestellten Modellierungsansätzen liegt zugrunde, dass die Profile als flache, unbelastete Platten modelliert werden. Sears (1941) veröffentlichte ein Modell, dass in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz  $\tilde{K}^*$ , mit der eine sinusförmige Störung auf das Profil auftrifft, den Profilauftrieb vorhersagt. Das Modell von Sears liefert eine korrekte Vorhersage für reduzierte Frequenzen, bei denen das Profil als kompakt modelliert werden kann. Dieser Frequenzbereich liegt z. B. bei Windkraftanlagen vor, wo die Wellenlänge der Zuströmstörungen sehr viel größer ist als die Sehne der Schaufelblätter. In Fanstufen ist die Wellenlänge der Zuströmstörung üblicherweise kleiner als die Profilschneidlänge. Amiet (1974) erweiterte Sears Ansatz durch eine modellierte Quellverteilung entlang der Profilschneidlänge, wodurch sich der Gültigkeitsbereich auf nicht-kompakte Anwendungen erweiterte. Zwei Jahre später stellte Amiet (1976) ein Verfahren vor, bei dem iterativ basierend auf der Schwarzschild-Technik der Einfluss der Rückstreuung an den Profilen berücksichtigt werden kann. In Abbildung 2.15 ist die Druckverteilung entlang der Profilschneidlänge nach dem Modell von Sears mit modellierter Quellverteilung und dem Modell von Amiet unter Berücksichtigung der Rückstreuung gezeigt. Gut zu sehen ist der Einfluss der Rückstreuung an der Hinterkante des Profils durch einen erhöhten Auftrieb an der Hinterkante und der Welligkeit in der Auftriebsverteilung.



**Abbildung 2.15:** Reduzierte Auftriebsfunktion  $g(\tilde{K}^*)$  dargestellt über die dimensionslose Sehnenlänge von der Vorderkante (LE) bis zur Hinterkante (TE) eines Profils. Im Vergleich die Modellierung mit der Sears-Funktion, ergänzt mit einer nicht-kompakten Verteilung entlang der Sehne und der Modellierung unter Berücksichtigung der Rückstreuung an der Hinterkante nach Paterson & Amiet. Berechnungsparameter:  $\tilde{K}^* = 10$  und  $M_x = 0.44$ .

Für die Modellierung der Schallentstehung wird ausschließlich der akustisch abstrahlende Teil von dem fluktuierenden Auftrieb benötigt. Integriert über die Sehne entsteht der im Allgemeinen als dimensionslose aeroakustische Transferfunktion  $\mathcal{L}$  bezeichnete Term:

$$\mathcal{L} = \int_{l=0}^c g(\tilde{K}^*) e^{ik_l l} dl \quad (2.41)$$

mit der akustischen Wellenzahl  $k_l$  in Richtung der Sehne.

A. Moreau (2017) hat gezeigt, dass sich nach Hanson (1980) die Transferfunktion  $\mathcal{L}$  durch Trennung der Variablen nach akustischer und aerodynamischer Wellenzahl aufteilen lässt in den über die Sehnenlänge integrierten dimensionslosen Auftrieb  $S$  und die integrierte Verteilung des Auftriebs  $\Psi$ :

$$\mathcal{L} = S(\tilde{K}^*) \Psi(k_l^*). \quad (2.42)$$

Der integrierte dimensionslose Auftrieb  $S$  wird mit der Sears-Funktion referenziert auf die Vorderkante modelliert, was der Approximation der Amplitude der Sears-Funktion entspricht und von Liepmann (1952) veröffentlicht wurde:

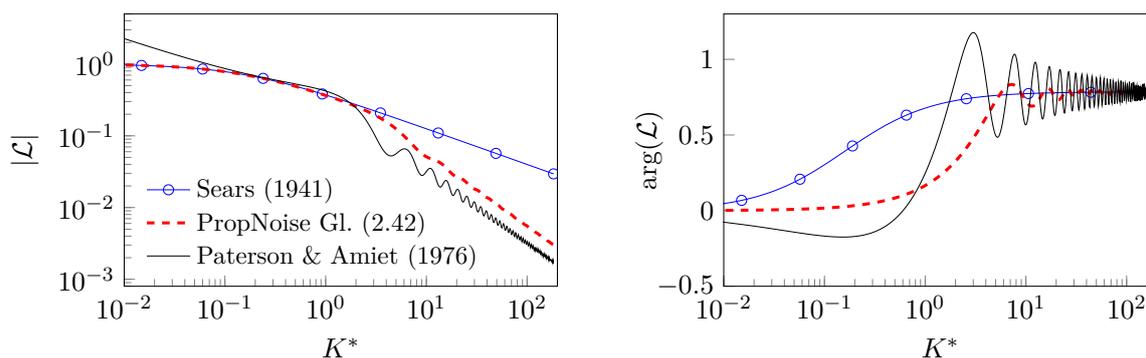
$$S(\tilde{K}^*) = (1 + 2\pi\tilde{K}^*)^{-1/2}. \quad (2.43)$$

$\Psi$  wurde von Hanson (1980) eingeführt und modelliert die Nicht-Kompaktheit der Quelle. Dabei wird nur der akustisch abstrahlende Teil der integrierten Verteilung des dimensionslosen Profilauftriebs entlang der Sehne berücksichtigt:

$$\Psi(k_l^*) = \frac{1}{c} \int_{l=0}^c h_L(l) e^{ik_l l} dl = [J_0(k_l^*) + iJ_1(k_l^*)] e^{ik_l^*}. \quad (2.44)$$

Die Transferfunktion aus Gl. (2.42) ähnelt sehr der von Amiet (1974) vorgeschlagenen Funktion für nicht-kompakt modellierte Profile, mit dem Unterschied, dass Amiet die dimensionslose Auftriebsverteilung entlang der Sehne  $\Psi$  mit einer aerodynamischen Wellenzahl modelliert, wodurch sich der Gültigkeitsbereich auf nicht-rotierende und nicht-angestellte einzelne Profile einschränkt. Aus der Herleitung von A. Moreau (2017), welche keine Einschränkung hinsichtlich der Rotation und des Anstellwinkels der Profile hat, folgt die akustische Wellenzahl in Richtung der Sehne  $k_l$  für die Modellierung von  $\Psi$ . Unter der Annahme eines nicht-angestellten ( $M_x = M_0$ ), nicht-rotierenden ( $\tilde{K} = K$ ) einzelnen Profils und einem Beobachter, der sich im Fernfeld über dem Profil befindet, wird  $k_l = \frac{KM_0^2}{\beta^2}$  mit  $\beta = \sqrt{1 - M_0^2}$ . Unter diesen Annahmen ist  $\mathcal{L}$  aus Gl. (2.42) identisch mit der von Amiet (1974) vorgeschlagenen Funktion für den tieffrequenten Bereich.

In Abbildung 2.16 werden die Amplitude und Phase von  $\mathcal{L}$  mit dem Modell von Sears und dem Modell von Paterson und Amiet (1976) in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz verglichen. Die Sears-Funktion weist im niederfrequenten (kompakten) Bereich ein physikalisch korrektes Verhalten auf. Dieses Verhalten wird von  $\mathcal{L}$  reproduziert (für  $K \rightarrow 0$  läuft  $|\mathcal{L}| \rightarrow 1$ ). Im hochfrequenten (nicht-kompakten) Bereich hingegen liefert das Modell von Paterson und



**Abbildung 2.16:** Amplitude und Phase unterschiedlicher Transferfunktionen im Vergleich bei  $Ma=0.5$  für ein nicht-angestelltes und nicht-rotierendes Profil.

Amiet korrekte Werte. Die Amplitude der Transferfunktion  $|\mathcal{L}|$  weist zwar das gleiche asymptotische Verhalten von  $K^{-1}$  wie die Funktion von Paterson und Amiet auf, allerdings mit einem geringen Versatz. Für die Tonallärberechnung spielt außerdem die Phase von  $\mathcal{L}$  eine entscheidende Rolle. Für  $K \rightarrow 0$  läuft  $\arg(\mathcal{L}) \rightarrow 0$  und für  $K \rightarrow \infty$  läuft  $\arg(\mathcal{L}) \rightarrow \frac{\pi}{4}$ , was in Übereinstimmung mit den Modellen von Sears und von Paterson und Amiet ist und zusätzlich von Giesing et al. (1970) bestätigt wurde. Die Ergebnisse in Abb. 2.16 zeigen, dass die Funktion von Paterson und Amiet (1976) mit zwei Iterationen der Schwarzschild-Technik, die in ähnlicher Form auch von Roger et al. (2006) und Reboul (2010) verwendet wurden, zwar zu einer korrekten Vorhersage bei mittleren und hohen Frequenzen führt, aber die resultierende Druckamplitude für kompakte Quellen bei kleinen Anregungsfrequenzen deutlich überschätzt. Kürzlich erweiterten Santana et al. (2016) den Ansatz um zwei weitere Iterationen der Schwarzschild-Technik, wodurch sich der Gültigkeitsbereich auch auf kleine Frequenzen erweitern lässt.

Es bleibt festzuhalten, dass Gl. (2.42) hinsichtlich der Amplitude im hochfrequenten Bereich zwar einen kleinen Versatz zu der korrekten Modellierung aufweist und für die Phase um den Bereich von  $K^* \sim 1$  größere Abweichungen bestehen, aber über den gesamten Frequenzbereich eine robuste Prognose mit korrekten Trends sowohl für das Verhalten der Amplitude als auch der Phase ermöglicht.

## 2.3 Modellierung der Schallquellen

Die Modellierung der Schallquellen, wie sie in diesem Unterkapitel vorgestellt wird, wurde von A. Moreau und Guérin (2010, 2011, 2016) entwickelt und in *PropNoise* implementiert. Historisch sind die Modelle als Weiterentwicklung der Arbeiten von Lighthill (1952), Ffowcs Williams und Hawkings (1969) und Goldstein (1974) einzuordnen.

### 2.3.1 Goldsteins Gleichung

Den Grundstein für die analytische Formulierung der Lärmentstehung durch rotierende Schaukeln legte Lighthill (1952) mit der akustischen Analogie, welche eine Beziehung zwischen der

Ausbreitung des Schalls (linke Seite der Gl. (2.45)) und der aerodynamischen Quelle (rechte Seite der Gl. (2.45)) auf Basis der Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls herstellt:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t} - a_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (2.45)$$

Ffowcs Williams und Hawkins (1969) stellten eine Lösung dieser Wellengleichung für bewegte Oberflächen vor. Goldstein (1974) verwendete die Greensche Funktion  $G$  zur Lösung der Wellengleichung. Durch die Wahl einer geeigneten Greenschen Funktion lässt sich die Lärmrechnung im Freifeld z. B. für offene Rotoren oder im Kanal für ummantelte Rotoren durchführen:

$$p'(y_k, t) = \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \int_S \rho_0 v_n \frac{DG}{Dt} dS dt}_{\substack{\text{Dickenlärm} \\ \text{Monopolquelle}}} + \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \int_S f_i \frac{\partial G}{\partial x_i} dS dt}_{\substack{\text{Kraftlärm} \\ \text{Dipolquelle}}} + \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \int_V T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial x_i \partial x_j} dV dt}_{\substack{\text{Volumenlärm} \\ \text{Quadrupolquelle}}}. \quad (2.46)$$

Diese Gleichung beschreibt das akustische Feld in Abhängigkeit der aerodynamischen Quellen, integriert über die Zeit  $t$  und dem Quellort  $\vec{x}$ . Je nach Quelltyp liegt der Quelleort auf den Schaufeloberfläche  $S$  oder dem Volumen  $V$ , das die Schaufel umgibt. Das erste Integral repräsentiert den Dickenlärm, der aus der Verdrängungswirkung der Schaufel auf das Fluid resultiert und mit einer monopolartigen Quelle beschrieben wird. Das zweite Integral modelliert den Kraftlärm, der durch Druckfluktuationen auf der Schaufeloberfläche entsteht und die Charakteristik von Dipolquellen aufweist, wobei  $f_i = -(p - p_0)n_i$  die Kraft repräsentiert, die die Strömung auf der Schaufeloberfläche bewirkt und die Dimension eines Drucks hat. Das dritte Integral repräsentiert die Schallerzeugung durch Scherschichten in dem die Schaufel umgebenden Volumen, die z. B. durch Stöße, Blattspitzenwirbel, Grenzschichten und Nachläufe hervorgerufen werden (Farassat, 1987). Es hat die Charakteristik einer Quadrupolquelle. Lighthills turbulenter Spannungstensor  $T_{ij}$  berechnet sich wie folgt:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij} [(p - p_0) - c_0^2(p - p_0)] - e_{ij}.$$

Der viskose Spannungstensor  $e_{ij}$  kann für die in Turbomaschinen üblichen Reynoldszahlen vernachlässigt werden (Goldstein, 1976). Der Term  $\delta_{ij} [(p - p_0) - c_0^2(p - p_0)]$  beschreibt die Änderung der Entropie, welche in isentropischen subsonischen Strömungen ebenfalls vernachlässigbar klein ist (Goldstein, 1976). Erst für transsonische Strömungen kann Quadrupollärm einen signifikanten Beitrag zur Schallemission beitragen (Hanson und Fink, 1979).

### 2.3.2 Modellierung der aerodynamischen Anregung

Die aerodynamische Anregung der Profile wird für die analytische Berechnung des Schalls in Form eines Druckes benötigt, der im Folgenden als aerodynamische Anregung  $\zeta(\tilde{\omega})$  bezeichnet wird, wobei  $\tilde{\omega}$  die Frequenz im Bezugssystem der angeregten Schaufel ist. A. Moreau (2017) hat  $\zeta$  für die verschiedenen Lärmquellen aus Goldsteins Gleichung (siehe Gl. (2.46)) hergeleitet, welche in Tabelle 2.1 aufgelistet sind.

Tonale Lärmquellen:	Charakteristik:	$\zeta$ :
Dickenlärm	Monopol	$\rho_0 u_0^2 \frac{\bar{i}}{c}$
Volumenlärm	Quadrupol	$\overline{\rho u_t^2}$
Stationärer Profilwiderstandslärm	Dipol	$\frac{1}{2} \rho_0 u_0^2 c_D$
Stationärer Profilauftriebslärm	Dipol	$\frac{1}{2} \rho_0 u_0^2 c_L$
Instationärer Profilauftriebslärm	Dipol	$\pi \rho_0 u_0 \hat{u}_n(\tilde{\omega}) g(\tilde{\omega})$
Breitbandige Lärmquellen:	Charakteristik:	$ \zeta ^2$ :
Hinterkantenlärm	Dipol	$\Phi_{pp}(\tilde{\omega})$
Turbulenter Interaktionslärm	Dipol	$\pi^2 \rho_0^2 u_0^2 \Phi_{uu}(\tilde{\omega})  g(\tilde{\omega}) ^2$

**Tabelle 2.1:** Aerodynamische Anregung  $\zeta$  für die verschiedenen Lärmquellmechanismen.

Die Extraktion der benötigten aerodynamischen Größen aus einer stationären RANS-Simulation für die Berechnung der aerodynamischen Anregung  $\zeta$  wurde in Kap. 2.1 beschrieben. Für die Modellierung der aerodynamischen Anregung durch eine instationäre Zuströmung wird zusätzlich die in Kap. 2.2 beschriebene dimensionslose Auftriebsfunktion  $g$  verwendet.

Die aerodynamische Anregung  $\zeta$  multipliziert mit der in Kap. 2.2 beschriebenen dimensionslosen Verteilung der Quelle entlang des Profils  $\psi$  modelliert den dimensionsbehafteten akustisch abstrahlenden Anteil der Quelle auf der Schaufeloberfläche.

### 2.3.3 Modellierung der Schallentstehung

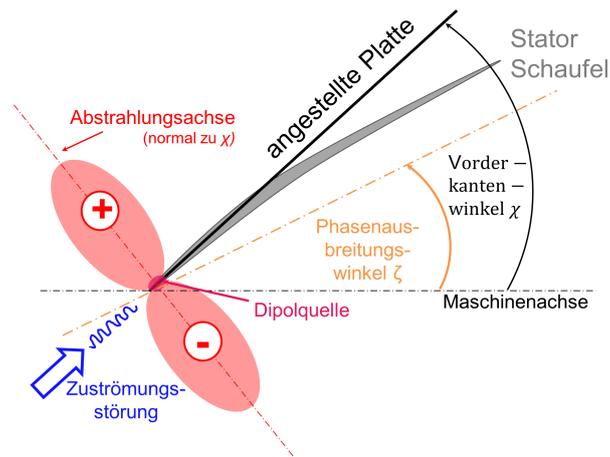
A. Moreau und Guérin (2011) führten eine Fourier-Zerlegung des Schalldrucks  $p'$  aus Goldsteins Gl. (2.46) in Umfangsrichtung durch, eine Transformation in das rotierende System der Schaufeln und eine Projektion in das Koordinatensystem der Profile. Dadurch lässt sich die komplexe Druckamplitude  $\hat{p}$  im Frequenzbereich in Abhängigkeit von der azimuthalen Modenordnung  $m$  für tonale Quellen mit  $\omega = m\Omega$  wie folgt darstellen:

$$\hat{p}_m(\omega) = V \int g_m(\omega) \cdot \Re(\omega) \cdot \Psi(\omega) \cdot \zeta(\tilde{\omega}) \cdot e^{ik_x x_{LE} + im\theta_{LE}} \cdot dr_s \quad (2.47)$$

und für Breitbandquellen ergibt sich folgende Gleichung:

$$\overline{|\hat{p}_m(\omega)|^2} = V \int |g_m(\omega)|^2 \cdot \Re(\omega)^2 \cdot \Psi(\omega)^2 \cdot \overline{|\zeta(\tilde{\omega})|^2} \cdot l_r(\tilde{\omega}) \cdot dr_s. \quad (2.48)$$

Die grundsätzliche Idee hinter dieser Modellierung ist, dass die lärmabstrahlende Schaufel über die Spannweite äquidistant diskretisiert wird. An jeder radialen Position  $r_s$  wird die akustisch abstrahlende Druckfluktuation modelliert, die sich als Reaktion der Profile auf die aerodynamische Anregung  $\zeta$  zusammen mit der Verteilung der akustisch abstrahlenden dimensionslosen Quellverteilung entlang der Profilhene  $\Psi$  einstellt. Dabei wird das Profil der Schaufel mit einer unendlich dünnen, angestellten Platte approximiert. Ausschließlich für den Dickenlärm wird die Profildicke berücksichtigt (vgl. Tab. 2.1). Die modellierte Druckfluktuation wird je



**Abbildung 2.17:** Modellierung der Profile als angestellte flache Platte und Dipolquelle an der Vorderkante der Platte.

nach aerodynamischer Anregungsquelle als Monopol-, Dipol oder Quadrupolquelle modelliert, welche durch eine Amplitude und eine Phase charakterisiert wird. Die Quellen werden dabei an der Profilposition modelliert, an welcher sie die größten Amplituden aufweisen. Eine Dipolquelle, die aus der Interaktion des Profils mit einer Zuflussstörung resultiert, wird an der Schaufelvorderkante modelliert. Bei einer Interaktion mit einem sich stromauf ausbreitenden Potentialfeld wird die Dipolquelle an der Schaufelhinterkante platziert. Die Abstrahlungsachse der Dipolquelle ist normal zum Anstellwinkel der modellierten Platte. Der Anstellwinkel der modellierten Platte entspricht dabei dem Profilwinkel an der Quellposition. Für die Interaktion mit einem Nachlauf wird dementsprechend der Vorderkantenwinkel  $\chi$  des Profils verwendet (siehe Abb. 2.17).

In der Tonallärberechnung wird zusätzlich die geometrische Verteilung der Dipolquellen in radialer und azimuthaler Richtung durch z. B. geneigte und gefeilte Schaufeln mit dem Term  $e^{ik_x x_{LE} + im\theta_{LE}}$  berücksichtigt. Für die Breitbandlärberechnung wird dieser Term durch die Korrelationslänge  $l_r$  ersetzt, welche als Maß für den Abstand verstanden werden kann, über den die Quellen korreliert sind. Es wird die Annahme getroffen, dass die Korrelationslänge  $l_r$  bei der Interaktion der Schaufeln mit dem turbulenten Rotornachlauf derartig klein ist, dass die modellierten Quellen an den unterschiedlichen radialen Positionen nicht miteinander korrelieren, aber mit sich selbst über eine Distanz, die gerade durch  $l_r$  modelliert wird. Dabei wird angenommen, dass sich innerhalb dieser Distanz die Phase der Quellen nicht ändert und dementsprechend nur konstruktive Interferenzen auftreten. Reboul (2010) hat analytisch die Korrelation der Dipolquellen in radialer Richtung untersucht und gezeigt, dass diese nur für Verhältnisse der Schaufelhöhe zur Sehnenlänge kleiner als 2 und bei realistischen Fanstufen nur für Frequenzen kleiner  $10^3$  Hz kohärent sind. Reboul kommt ebenfalls zu dem Schluss, dass für typische Fanstufen die Dipolquellen in radialer Richtung als inkohärent angenommen werden können. Auch in Umfangsrichtung, d. h. mit den Quellen auf den benachbarten Schaufeln, werden die Dipolquellen des breitbandigen Interaktionslärms als inkohärent angenommen. Diese Annahme wurde von Wohlbrandt (2017) in numerischen Untersuchungen für kleinskalige Wirbel, wie sie typischer Weise in den turbulenten Rotornachläufen auftreten, bestätigt. Für großskalige turbulente Wirbel, wie sie z. B. durch das Ansaugen der Rumpfgrenzschicht von eingebetteten Triebwerken entstehen, ist diese Annahme nicht mehr gültig, wie Staggat et al. (2016) gezeigt haben.

Der Term  $\Re(\omega)$  modelliert die Abstrahleffizienz der Quellen von der Schaufeloberfläche. Je nach Charakteristik der akustischen Quelle wird  $\Re(\omega)$  mit der akustischen Wellenzahl in Sehnenrichtung  $k_l$  oder normal zur Sehne  $k_n$  und der Sehnenlänge  $c$  berechnet. Weitere Details dazu sind bei A. Moreau (2017) zu finden.

Abschließend wird ein Term benötigt, der den Übergang von den akustisch abstrahlenden Druckfluktuationen auf der Schaufeloberfläche in eine akustische Mode modelliert. Dies passiert mit Hilfe der sogenannten Greenschen Funktion  $g_m$ . Dabei ist zu berücksichtigen, dass  $g_m$  für eine Ausbreitung im Freifeld und im Kanal unterschiedlich modelliert wird.

Die Greensche Funktion im Freifeld und im Frequenzbereich ist wie folgt formuliert (siehe A. Moreau und Guérin (2011)):

$$g_m(x, r, r_s, \omega) = i^m e^{-ik_r r - ik_x x} \cdot \frac{1}{4\pi\rho} \cdot \frac{J_m(k_r r_s)}{\sqrt{1 - M_x^2 \sin^2 \psi}}. \quad (2.49)$$

Die Formulierung der Greenschen Funktion im Frequenzbereich für einen unendlich langen Kanal als Summe über alle Radialmoden  $n$  von Goldstein (1976), erweitert auf einen Ringkanal mit Nabenkörper (siehe A. Moreau und Guérin (2011)), ergibt sich zu:

$$g_m(x, r, r_s, \omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{J_m(k_r r) + Q_{mn} Y_m(k_r r)}{\sqrt{F_{mn}}} e^{-ik_x^\pm x} \cdot \frac{1}{4\pi R} \cdot \frac{J_m(k_r r_s) + Q_{mn} Y_m(k_r r)}{kR\alpha_{mn}\sqrt{F_{mn}}}, \quad (2.50)$$

wobei  $J_m$  die Bessel- und  $Y_m$  die Neumann-Funktion ist.  $Q_{mn}$  modelliert den Einfluss des Nabenkörpers.  $F_{mn}$  ist ein von Holste (1995) eingeführter Normalisierungsfaktor. Die axiale Wellenzahl  $k_x$  ist wie folgt definiert:

$$k_x^\pm = \frac{\tilde{k}}{1 - M_x^2} \cdot (-M_x \pm \alpha_{mn}) \quad (2.51)$$

mit der Wellenzahl unter Berücksichtigung eines Festkörperdralls (Morfeý, 1971):

$$\tilde{k} = \frac{2\pi f}{a_0} - m \cdot \frac{M_{Swirl}}{R}. \quad (2.52)$$

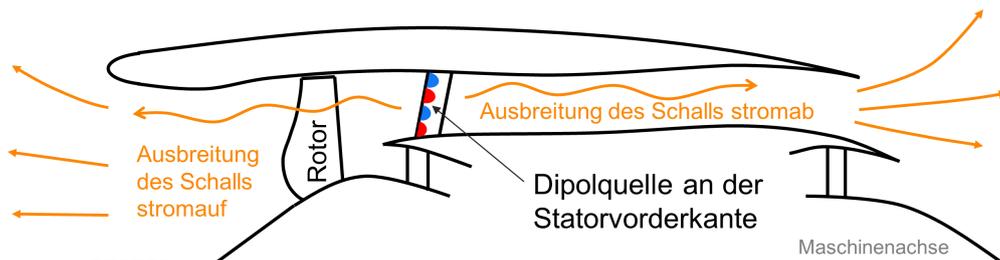
Der sogenannte *Cut-on*-Faktor  $\alpha_{mn}$  modelliert die Ausbreitungsfähigkeit einer Mode:

$$\alpha_{mn} \equiv \sqrt{1 - (1 - M_x^2) \left( \frac{\sigma_{mn}}{\tilde{k}R} \right)^2}. \quad (2.53)$$

Abschließend liefert das Integral über die Schaufelspannweite in Gl. (2.47) bzw. Gl. (2.48) multipliziert mit der Schaufelzahl  $V$  am Entstehungsort der Schallquelle frequenzabhängig die komplexe Schalldruckamplitude  $\hat{p}$  für die azimutale Modenordnung  $m$ .

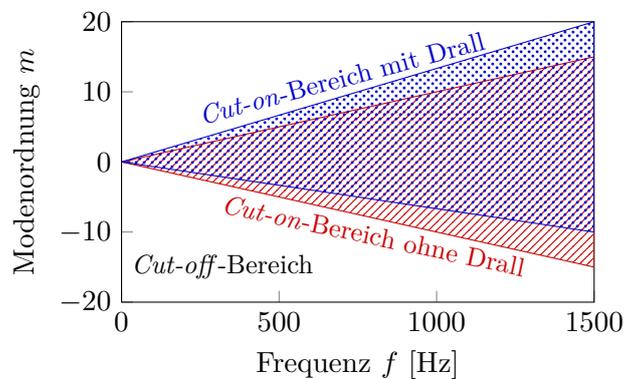
## 2.4 Schallausbreitung im Kanal

Im vorhergehenden Abschnitt wurden die analytischen Gleichungen vorgestellt, mit denen sich die Schallquellen an ihrem Entstehungsort berechnen lassen. Akustische Moden ändern in Abhängigkeit von den geometrischen und aerodynamischen Randbedingungen zwischen ihrem Entstehungsort und dem Ort, an dem sie in das Fernfeld abstrahlen oder innerhalb des Strömungskanals gegen Messdaten verglichen werden sollen, ihre komplexe Amplitude und Ausbreitungsfähigkeit. Um die analytischen Ergebnisse mit experimentellen Ergebnissen besser vergleichen zu können, wird nun ein analytisches Modell entwickelt, welches die Schallausbreitung innerhalb eines Strömungskanals ermöglicht (siehe Abb. 2.18).

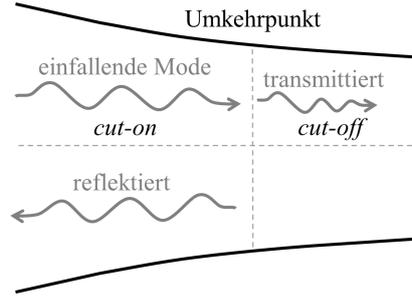


**Abbildung 2.18:** Schematische Darstellung von Dipolquellen an der Statorvorderkante, die in Form von Schallwellen abstrahlen und sich im Triebwerk ausbreiten.

Die Ausbreitungsfähigkeit einer Mode in einem Kanal ist abhängig von den geometrischen und aerodynamischen Randbedingungen und lässt sich mit Hilfe des *Cut-on*-Faktors  $\alpha_{mn}$  nach Gl. (2.53) berechnen. Für ausbreitungsfähige Moden ist  $\alpha_{mn}$  rein realwertig zwischen 0 und 1. Wird  $\alpha_{mn}$  imaginär, ist die Mode nicht mehr ausbreitungsfähig und die Amplitude klingt mit zunehmendem Abstand zur Quellposition exponentiell ab. Die entscheidenden Faktoren für die Ausbreitungsfähigkeit einer Mode sind die Strömungsmachzahl in Axial- und Umfangsrichtung ( $M_x$  und  $M_{S\text{wirl}}$ ) sowie der Kanalaußenradius ( $R$ ). Moden, die sich mit dem Strömungsdrall drehen, sind schlechter ausbreitungsfähig als Moden, die entgegen der Drallrichtung drehen. An der Statorvorderkante, wo der Interaktionslärm entsteht, ist die Strömung stark verdrallt. Breitet sich die Mode aber stromauf bzw. stromab der Stufe aus, so ist die Strömung nahezu drallfrei. Dadurch wird die Ausbreitungsfähigkeit der Moden für beide Drehrichtungen wieder symmetrisch (siehe Abb. 2.19).



**Abbildung 2.19:** Verschiebung der *Cut-on*-Grenze in einer drallbehafteten Strömung mit negativer Drehrichtung.



**Abbildung 2.20:** Umkehrpunkt, an dem die einfallende Mode nicht mehr ausbreitungsfähig ist.

Für die Herleitung des Modells zur Ausbreitung der Moden wird die Annahme getroffen, dass die Schalleistung einer Mode konstant bleibt, solange sie ausbreitungsfähig ist. Die Schalleistung einer komplexen Modenamplitude berechnet sich wie folgt (Tapken, 2016):

$$\Pi_m^\pm = \sum_{n=0}^{n=\infty} \pi R^2 \frac{|A_{mn}^\pm|^2 \tilde{k}}{\rho_0 a_0 k} \alpha_{mn} \frac{(1 - M_x^2)^2}{(1 \mp \alpha_{mn} M_x)^2}. \quad (2.54)$$

Unter der Annahme einer konstant bleibenden Schalleistung lässt sich die Veränderung des Betrags der Modenamplitude zwischen zwei Positionen im Kanal wie folgt berechnen:

$$\frac{|A_{mn_2}^\pm|}{|A_{mn_1}^\pm|} = \frac{R_1}{R_2} \sqrt{\frac{\rho_{0_2} a_{0_2} \tilde{k}_2}{\rho_{0_1} a_{0_1} \tilde{k}_1}} \sqrt{\frac{\alpha_{mn_1}}{\alpha_{mn_2}}} \frac{(1 - M_{x_1}^2)}{(1 - M_{x_2}^2)} \frac{(1 \mp \alpha_{mn_2} M_{x_2})}{(1 \mp \alpha_{mn_1} M_{x_1})}. \quad (2.55)$$

Wird zusätzlich die Veränderung der Phase der drehenden Moden berücksichtigt, lässt sich die komplexe Modenamplitude wie folgt berechnen:

$$A_{mn_2}^\pm = A_{mn_1}^\pm \left[ \frac{R_1}{R_2} \sqrt{\frac{\rho_{0_2} a_{0_2} \tilde{k}_2}{\rho_{0_1} a_{0_1} \tilde{k}_1}} \sqrt{\frac{\alpha_{mn_1}}{\alpha_{mn_2}}} \frac{(1 - M_{x_1}^2)}{(1 - M_{x_2}^2)} \frac{(1 \mp \alpha_{mn_2} M_{x_2})}{(1 \mp \alpha_{mn_1} M_{x_1})} \right] \exp \left( i \int_1^2 k_x^\pm \cdot \pm |dx| \right). \quad (2.56)$$

Der Exponentialterm in Gl. (2.56) wurde von Rienstra (1999) für die Ausbreitung von Moden in sich langsam verändernden Kanälen eingeführt. Für eine ausbreitungsfähige Mode ist die axiale Wellenzahl rein real und hat damit nur einen Einfluss auf die Phase der Mode. Der Punkt im Kanal, an dem die Mode sich in ihrer ursprünglichen Richtung nicht weiter ausbreiten kann, wird als Umkehrpunkt bezeichnet. Ein Teil der Mode wird reflektiert und breitet sich dann mit einem Phasenversatz von  $\pi/2$  in entgegengesetzter Richtung zu der einfallenden Mode aus (Rienstra, 2000). Der andere Teil wird transmittiert und klingt exponentiell ab (siehe Abb. 2.20). Auch die transmittierte Mode erfährt eine Phasenverschiebung von  $-\frac{\pi}{4}$ , was durch den Term  $\sqrt{\frac{\alpha_{mn_1}}{\alpha_{mn_2}}}$  in Gl. (2.56) modelliert wird. Das exponentielle Abklingen wird in Gl. (2.56) durch den Imaginärteil der axialen Wellenzahl modelliert.

Die transmittierte, nicht ausbreitungsfähige Mode transportiert keine akustische Energie, da sich die Mode ausschließlich in Umfangsrichtung des Kanals dreht und dementsprechend in

Achsrichtung keine Energie transportiert. Die Amplitude klingt in diesem Bereich exponentiell ab. Solange diese noch nicht vollständig abgeklungen ist, kann die Mode durch Veränderungen der Kanal- oder Strömungseigenschaften wieder ausbreitungsfähig werden und dann akustische Energie transportieren. In dem nicht ausbreitungsfähigen Bereich kann man dementsprechend von einer Blindleistung sprechen. In Gl. (2.56) sind die reflektierten Anteile nicht berücksichtigt. Das Zulassen von Reflexionen würde die Komplexität der modellierten Ausbreitung deutlich erhöhen. Dadurch ist allerdings die Erhaltung der akustischen Energie nicht gewährleistet, welche erst durch Bilanzierung der transmittierten und reflektierten Anteile erfüllt wäre (Rienstra, 2000).

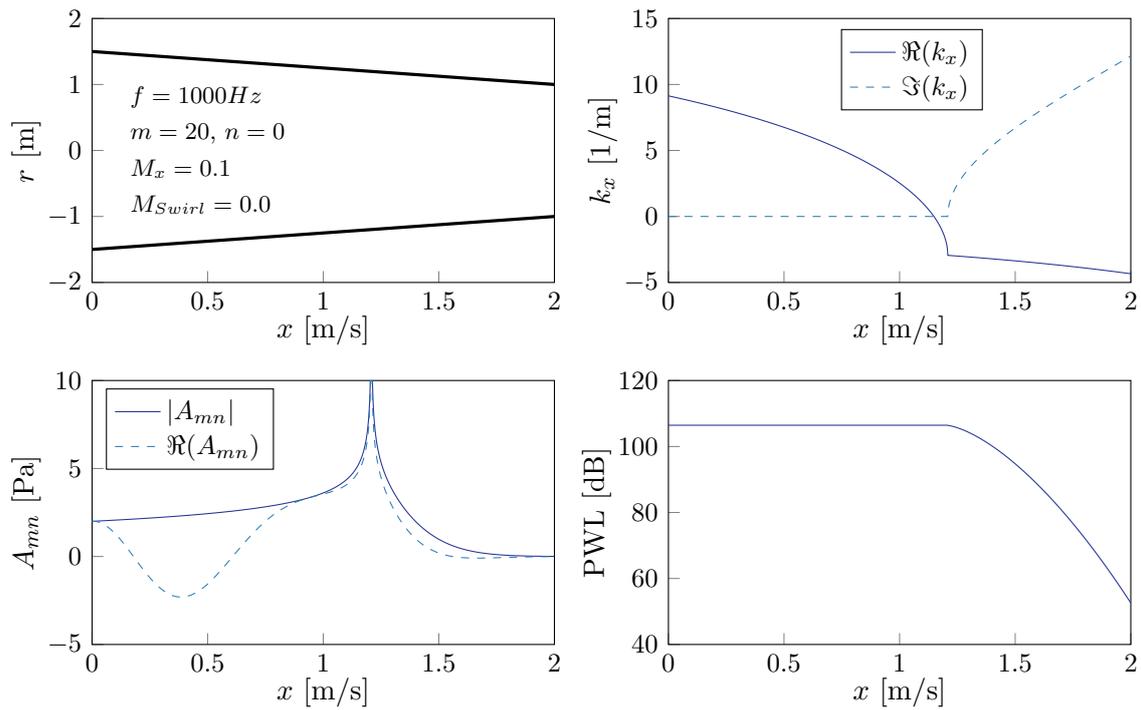
In Abbildung 2.21 ist die mit Gl. (2.56) berechnete Ausbreitung einer Mode in einem sich verjüngenden Kanal mit Hintergrundströmung dargestellt. Der Realteil der axialen Wellenzahl wechselt am Umkehrpunkt, der sich ohne Strömung einstellen würde, das Vorzeichen. Das bedeutet, dass die Mode bereits die Drehrichtung gemäß einer Reflexion ändert und sich die Wellenfront stromauf ausbreitet, während der Energiefluss nach wie vor stromab stattfindet bis zu der Position, an der die Wellenzahl einen Imaginärteil bekommt. Die transmittierte Mode klingt stromab des Umkehrpunktes exponentiell ab. In Abbildung 2.22 ist die Ausbreitung einer Mode dargestellt, die am Kanaleintritt nicht ausbreitungsfähig ist, die Transition aber stattfindet, bevor die Amplitude vollständig abgeklungen ist und die Mode ab dem Umkehrpunkt wieder Energie transportiert.

Bei beiden Beispielen ist zu sehen, dass die Amplitude im Umkehrpunkt unendlich groß wird. Das liegt an der Modellierung der Amplitude in Gl. (2.56) mit dem *Cut-on*-Faktor  $\alpha_{mn}$ , der vom Betrag her zum Umkehrpunkt hin beidseitig asymptotisch gegen Null läuft. Sowohl die anwachsende Amplitude als auch die Phasenverschiebung am Umkehrpunkt legen den Vergleich zum Resonanzfall eines schwingenden Systems nahe. Rienstra (2000) hat gezeigt, dass dieser Resonanzfall durch die akustische Grenzschicht gedämpft wird. Durch die Reibungsverluste an den Kanalwänden fällt die Amplitudenerhöhung deutlich schwächer aus und die Phasenverschiebung findet kontinuierlicher statt. Rienstra erweitert die akustische Wellengleichung um die akustische Grenzschicht und löst die so entstehende Differentialgleichung unter Verwendung der Airy-Funktionen. Weng und Bake (2016) modellieren die Dämpfung der akustischen Grenzschicht durch einen zusätzlichen Imaginärteil im *Cut-on*-Faktor  $\alpha_{mn}$ . Dadurch wird die asymptotische Annäherung an Null vom *Cut-on*-Faktor  $\alpha_{mn}$  am Umkehrpunkt verhindert.

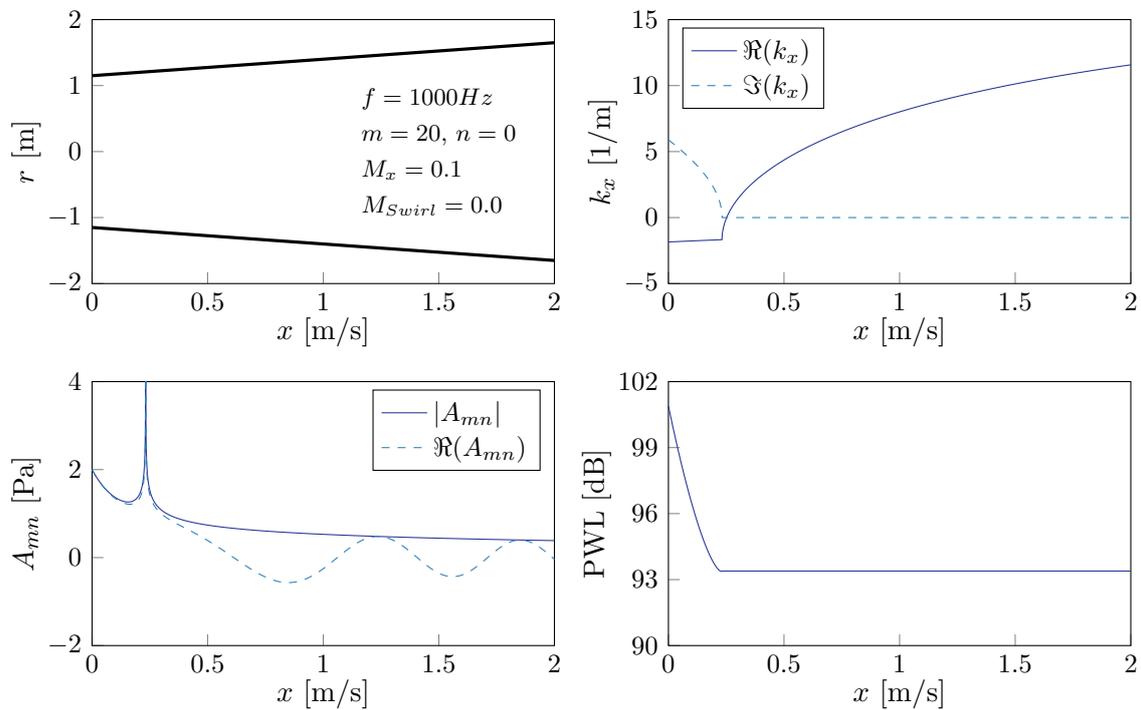
In dieser Arbeit wird die Ausbreitung der Moden mit Gl. (2.56) berechnet. Folgende Vereinfachungen wurden für die Herleitung des Modells getroffen:

- Gleichung (2.54) ist in ihrer Gültigkeit auf ausbreitungsfähige Moden beschränkt. Morfey (1971) und Behn et al. (2018) zeigen, wie sich die Blindleistung von nicht-ausbreitungsfähigen Moden berechnen lässt.
- Die Reflexion am Umkehrpunkt wird vernachlässigt und es wird angenommen, dass die akustischen Wellen vollständig transmittiert werden. Modellierungsansätze für die reflektierten Moden wurde u. a. von Rienstra (2000) und Behn et al. (2018) veröffentlicht.
- Die Dämpfung der akustischen Moden durch die akustische Grenzschicht bei der Ausbreitung im Kanal wird vernachlässigt.

Trotz dieser Vereinfachung ist das Modell in der Lage, die wichtigen physikalischen Effekte abzubilden. Anhand dieses Modells können Moden in der Auswertung berücksichtigt werden,



**Abbildung 2.21:** Transition einer anfänglich ausbreitungsfähigen Mode in einen Bereich, in dem sie nicht mehr ausbreitungsfähig ist, in einem sich verjüngenden Kanal mit Strömung.



**Abbildung 2.22:** Transition einer anfänglich nicht ausbreitungsfähigen Mode in einen Bereich, in dem sie ausbreitungsfähig ist, in einem sich aufweitenden Kanal mit Strömung.

die an ihrem Entstehungsort zwar nicht ausbreitungsfähig sind, aber bis zur Auswerteebene ausbreitungsfähig werden. Andererseits werden Moden nicht fälschlicherweise in die Auswertung mit einbezogen, die zwar am Entstehungsort ausbreitungsfähig sind, nicht aber an der Auswerteebene.

## 2.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, wie sich für die analytische Berechnung der Fanlärmquellen alle benötigten Eingangsgrößen aus einer stationären RANS-Simulation rekonstruieren lassen.

Durch die Erkenntnis, dass Nachlauf und Potentialfeld im Frequenzbereich miteinander interferieren, konnte ein Modell entwickelt werden, mit dessen Hilfe die Konvektion des Nachlaufs und die Ausbreitung des Potentialfeldes beschrieben werden kann. Dieses Modell ermöglicht die Rekonstruktion des instationären Strömungsfeldes aus einer stationären Strömungssimulation, welches für die analytische Berechnung des tonalen Interaktionslärms benötigt wird.

Um auch den breitbandigen Interaktionslärm basierend auf einer stationären RANS-Simulation berechnen zu können, wurde gezeigt, wie sich auf Basis der turbulenten Größen durch eine geeignete Berechnungs- und Mittelungsmethode die integrale Längenskala modellieren lässt. Durch die entwickelten Konvektionsmodelle für die turbulente kinetische Energie und die integrale Längenskala ist es möglich, das turbulente Geschwindigkeitsspektrum an den Statorvorderkanten zu synthetisieren, wo es für die analytische Berechnung des breitbandigen Interaktionslärms benötigt wird.

Abschließend wurde ein analytisches Modell zur Schallausbreitung in einem Strömungskanal entwickelt. Mit diesem Modell kann das Schallfeld an einer beliebigen Axialposition im Strömungskanal rekonstruiert und z. B. mit Messdaten verglichen werden.

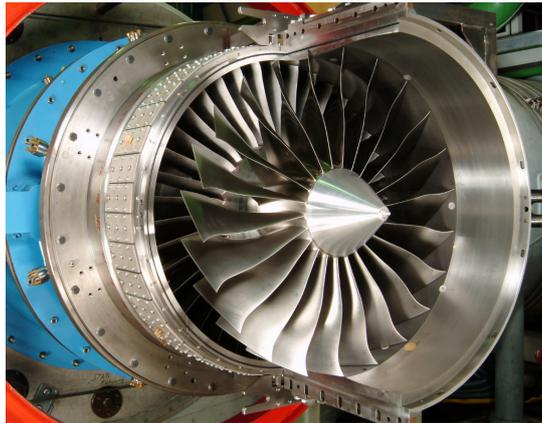
## 3 Anwendung und Bewertung des Verfahrens an realistischen Fankonfigurationen

Im vorangegangenen Kapitel wurde das Verfahren der RANS-basierten analytischen Lärmvorhersage erläutert. Im ersten Teil dieses Kapitels wird das Verfahren an realistischen Fankonfigurationen bei unterschiedlichen Betriebspunkten im Unterschallbereich angewendet. Die Ergebnisse werden gegen empirische, numerische und experimentelle Verfahren verglichen. Am Beispiel der ummantelten DLR Ultra High Bypass Ratio (UHBR)-Fanstufe wird der berechnete tonale Interaktionslärm gegen Messdaten, die Vorhersage eines sehr verbreiteten empirischen Verfahrens der NASA und numerische Ergebnisse verglichen. Für den offenen gegenläufigen Rotor AI-PX 7 wird der Vergleich gegen simulierte Ergebnisse sowohl für den tonalen Interaktionslärm als auch für den tonalen Eigenlärm durchgeführt. Abschließend wird ein Vergleich gegen Messdaten der NASA Source Diagnostic Test (SDT)-Fanstufe sowohl für den tonalen als auch den breitbandigen Interaktionslärm durchgeführt.

Im zweiten Teil des Kapitels wird die Sensitivität der RANS-basierten analytischen Lärmvorhersage auf unterschiedliche Einflussfaktoren untersucht. Ein zentraler Punkt der Schnittstelle zwischen der RANS-Simulation und den analytischen Modellen ist die Modellierung der Konvektion der Nachläufe und Ausbreitung der Potentialfelder. Es wird gezeigt, warum die Extrapolation so essentiell für die Lärmvorhersage ist und welche Abweichung in den berechneten Schallpegeln zu erwarten ist, wenn auf die modellierte Konvektion der Nachläufe und Ausbreitung der Potentialfelder verzichtet wird. Die Eingangsgrößen für die analytischen Modelle werden entlang von Stromlinien extrahiert, die über die Spannweite verteilt sind. Die Anzahl dieser Stromlinien entspricht der Auflösung, mit der die Strömungsstörungen an die analytischen Modelle übergeben werden. Es wird untersucht, welchen Einfluss die Auflösung auf die Qualität der Lärmvorhersage hat. Abschließend wird der Einfluss des gewählten Turbulenzmodells auf die Qualität der Strömungslösung und infolgedessen auf den berechneten Interaktionslärm untersucht.

### 3.1 Tonaler Lärm - DLR UHBR-Fan

Das erste Anwendungsbeispiel ist der DLR Ultra High Bypass Ratio Fan, der von Kaplan et al. (2006) am DLR Institut für Antriebstechnik iterativ mit Hilfe von 3D-Strömungssimulationen ausgelegt wurde. Der UHBR-Fan ist ein 1:3 Modell einer realistischen Fanstufe mit einem Nebenstromverhältnis von 12. Der Durchmesser beträgt 0.8 m. Der Rotor besteht aus 22 Schaufeln und die Schaufelzahl des Stators ist mit 38 Blättern so gewählt, dass die erste BPF beim *Approach*-Betriebspunkt nicht ausbreitungsfähig ist. Die Fanstufe wird im Mehrstufen-Zweiwellen-Verdichter-Prüfstand (M2VP) am DLR Standort Köln betrieben (siehe Abb. 3.1).



**Abbildung 3.1:** DLR UHBR-Fan im M2VP.

Für den Vergleich der berechneten Lärmpegel aus dem RANS-basierten analytischen Ansatz liegen Ergebnisse aus Mikrofonmessungen, aus einem empirischen Verfahren und einer instationären Simulation für den *Approach*-Betriebspunkt vor. Bei diesem Betriebszustand liegt eine vollständig subsonische Umströmung der Schaufeln ohne Stöße vor und die dominante Lärmquelle ist der tonale Interaktionslärm. Die Betriebspunkte im Experiment und in der Simulation unterscheiden sich leicht voneinander (siehe Tab. 3.1), da die Simulation und das Experiment unabhängig voneinander durchgeführt wurden. Die Betriebspunkte liegen aber nahe genug beieinander, um einen Vergleich der akustischen Ergebnisse durchführen zu können.

	$N[\text{min}^{-1}]$	$\dot{m}[\text{kg/s}]$	$T_0[\text{K}]$	$\Pi_t$
Experiment:	3204	47.60	285.60	1.050
Simulation:	3187	48.45	288.15	1.058

**Tabelle 3.1:** Kennzahlen des DLR UHBR-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt.

Für die instationäre Simulation ist es notwendig, vorab abzuschätzen, welche Interaktionsmoden ausbreitungsfähig sind und welche Frequenzen dementsprechend in der Simulation berücksichtigt werden sollen. In der Simulation wird angenommen, dass alle Schaufeln identisch sind und eine homogene Zuströmung herrscht. Daher werden nur die Interaktionsmoden angeregt, die nach Tyler und Sofrin (1962) mit Gl. (1.1) berechnet werden können und für den DLR UHBR-Fan in Tab. 3.2 aufgeführt sind. Mit Hilfe des *Cut-on*-Faktors (Gl. (2.53)) lassen sich die ausbreitungsfähigen Umfangsmodenordnungen abschätzen. Die entsprechenden Moden sind in der Tabelle grau unterlegt.

BPF		k=-2	k=-1	k=0	k=1	k=2
1	h=1	-98	-60	-22	-16	54
2	h=2	-120	-82	-44	-6	32
3	h=3	-142	-104	-66	-28	10
4	h=4	-164	-126	-88	-50	-12

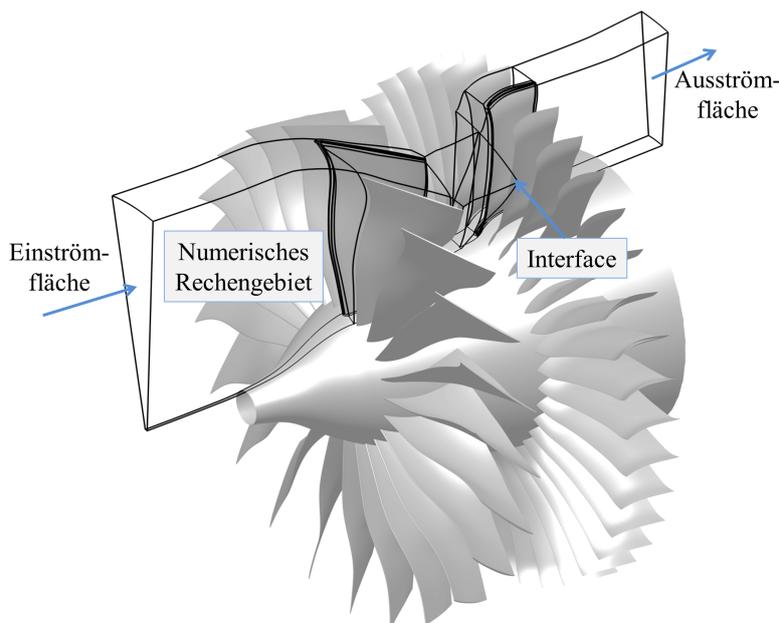
**Tabelle 3.2:** Umfangsmoden, angeregt durch die Rotor-Statorinteraktion. Ausbreitungsfähige Azimutmoden sind grau unterlegt. Positive Modenordnungen drehen mit dem Rotor.

### 3.1.1 Numerische Simulation

Die numerische Simulation wird mit dem CFD-Löser *TRACE* (siehe Kap. 2.1) durchgeführt. Es wird zuerst eine stationäre Simulation durchgeführt, die zur Extraktion der benötigten Eingangsgrößen für *PropNoise* verwendet wird und gleichzeitig als Startlösung für die instationäre Simulation dient. Das Rechengitter ist dementsprechend für beide Simulationen dasselbe.

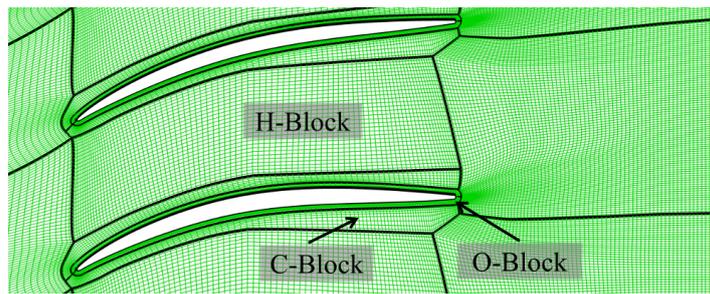
#### Rechengitter

Das hier verwendete Rechengitter stellt eine Modifikation des von Weckmüller (2013) verwendeten Gitters dar, bei dem zu Gunsten einer größeren Konvektionsdistanz des Nachlaufs das Interface zwischen den Schaufelreihen näher an die Statorvorderkante verschoben wurde. Durch den größeren Abstand von Rotorhinterkante und *Mixing Plane* wird die Qualität der Regression der Modelle für die Konvektion des Nachlaufs und Ausbreitung des Potentialfeldes aus Abschnitt 2.1.1.3 verbessert. Vergittert wird jeweils eine Schaufelpassage vom Rotor und Stator. Das Rechengebiet ist in Abb. 3.2 dargestellt. Um verzerrte Zellen zu vermeiden, wird die Spinnerspitze bei einem Radius größer Null künstlich bis zum Rand des Rechengebietes verlängert. Weckmüller (2013) hat gezeigt, dass dieser Ansatz weder einen nennenswerten Einfluss auf den Strömungszustand noch auf die sich stromauf ausbreitenden Moden hat.



**Abbildung 3.2:** Numerisches Rechengebiet, das jeweils eine Schaufelpassage vom Rotor und vom Stator des DLR UHBR-Fans umfasst.

In Abb. 3.3 ist die Gittertopologie in der Rotorpassage dargestellt. Dieselbe Topologie wird auch für die Vergitterung der Statorpassage verwendet, wobei beim Rotor der H-Block hinter den Rotorschaukeln besonders fein aufgelöst wird, um die numerische Dissipation bei der Konvektion der Nachläufe so gering wie möglich zu halten. Diese hätte zur Folge, dass sich die Nachläufe scheinbar schneller ausmischen und würde zu einer zu geringen Lärmvorhersage mit *PropNoise* führen. Insgesamt besteht das Netz aus  $4.4 \cdot 10^6$  Zellen. In radialer Richtung hat das Netz eine Auflösung von 95 Zellen. Davon lösen 8 Zellen den Spalt zwischen Rotorschaukel und



**Abbildung 3.3:** Rotorpassage des DLR UHBR-Fans nahe der Nabe vergittert mit einer O-C-H Topologie und fein aufgelöstem H-Block stromab der Schaufeln, um die induzierten Strömungsstörungen möglichst ohne numerische Dissipation auszubreiten.

Außengehäuse auf. Die Grenzschichten auf allen Oberflächen werden mit den Wandgesetzen gerechnet.

Da das Rechengitter auch für die instationäre Simulation verwendet wird, sollte es die möglichst dissipations- und dispersionsfreie Ausbreitung der Schallwellen gewährleisten. Schnell (2004) hat gezeigt, dass bei einer Auflösung von ca. 25 Punkten pro Wellenlänge die Dissipation in der Ausbreitung ca. 0.5 dB pro Wellenlänge beträgt. Diesem Kriterium zufolge sollte auf dem hier verwendeten numerischen Gitter die Interaktionsmode ( $m=6$ ) bei der zweiten BPF weitgehend dissipationsfrei ausgebreitet werden können. Die Moden der höheren Blattfolgefrequenzen werden demnach einer stärkeren, auflösungsbedingten Dissipation in der Ausbreitung unterliegen.

#### Stationäre Simulation

In der stationären Simulation wird am Interface zwischen Rotor und Stator als Randbedingung eine *Mixing Plane* verwendet. Die Turbulenz wird mit dem Menter SST  $k - \omega$  Modell gerechnet (Menter et al., 2003). Die Zu- und Umströmung der Schaufel wird als turbulent angenommen, so dass auf die Modellierung der Transition verzichtet werden kann. Der Staupunkt-Fix wird mit dem Schwarz-Limiter umgesetzt und Rotationseffekte werden nach Bardina modelliert. Erläuterungen zu dem Turbulenzmodell und den Erweiterungen sind im Anhang A.1 gegeben.

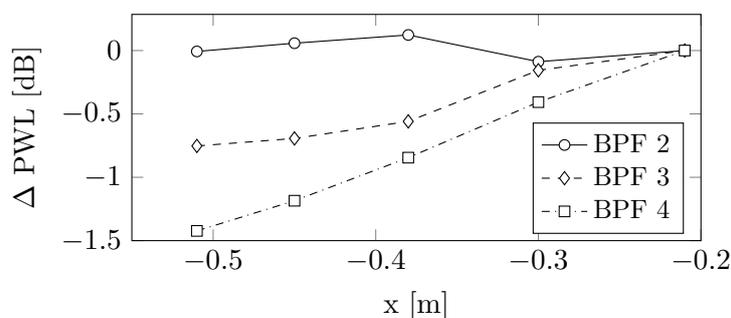
#### Instationäre Simulation und akustische Radialmodenanalyse

Die instationäre Simulation wurde mit einem nicht-linearen Löser im Frequenzbereich durchgeführt. Bei dem sogenannten *Harmonic Balance* (HB)-Verfahren können diskret einzelne Frequenzen des transformierten Strömungsfeldes instationär auf einer Schaufelpassage simuliert werden. Dieser Ansatz ermöglicht die direkte Simulation der Interaktionsmoden, welche bei derselben Frequenz entstehen, mit der die Strömungsstörungen mit den Schaufeln interagieren. Gegenüber einer instationären Simulation im Zeitbereich ergeben sich bei Berücksichtigung nur weniger Frequenzen deutlich geringere Rechenkosten. Außerdem arbeitet die *Phase-lag*-Randbedingung in HB-Simulationen robuster, da diese Randbedingung ebenfalls im Frequenzbereich formuliert ist. Details zur Implementierung des HB-Verfahrens in den Strömungslöser *TRACE* sind bei Frey et al. (2014, 2015) zu finden und Anwendungsbeispiele u. a. bei Holewa et al. (2016, 2017).

Als Startlösung für die instationäre Simulation wird die auskonvergierte Lösung der stationären RANS-Simulation verwendet. Diese entspricht im Frequenzbereich der 0. Harmonischen.

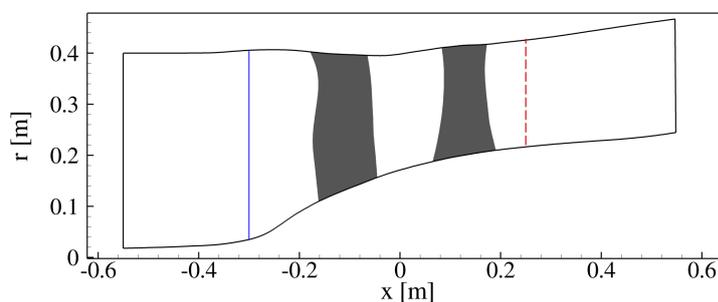
Neben der 0. Harmonischen wird in der instationären Simulation in den Blockgruppen des Rotors und des Stators zusätzlich die 1.-4. Harmonische simuliert. Das entspricht im System des Stators den Frequenzen der 1. bis 4. BPF des Rotors. In der Blockgruppe des Stators sind also die Informationen der ersten vier Harmonischen des Strömungsfeldes des Rotors vorhanden, sowie der aus der Interaktion stammende Schall bei diesen Frequenzen. In der Nachbearbeitung der Simulation wird die Trennung der akustischen von den hydrodynamischen Schwankungen und die Zerlegung des Schallfeldes in die einzelnen akustischen Moden aus den Simulationsergebnissen mit dem von Weckmüller et al. (2009) entwickelten *XTPP*<sup>1</sup>-Verfahren durchgeführt.

Durch die Anwendung des *XTPP*-Verfahrens in unterschiedlichen Distanzen zur Fanstufe kann die numerische Dissipation auf dem Gitter untersucht werden. In Abbildung 3.4 ist zu sehen, wie sich die Schalleistung der einzelnen Blattfolgefrequenzen stromauf des Rotors in Abhängigkeit der Ausbreitungsdistanz verhält. Bei der zweiten BPF ist keine numerische Dissipation zu identifizieren. Die Schwankungen sind auf die Auswertegenauigkeit des *XTPP*-Verfahrens zurückzuführen. Wie erwartet, unterliegen die dritte und vierte BPF bedingt durch die Gitterauflösung stärkerer numerischer Dissipation.



**Abbildung 3.4:** Abweichung der Schalleistung durch numerische Dämpfung stromauf des DLR UHBR-Fans bezogen auf die Schalleistung nahe der Rotorvorderkante.

Die Positionen im Strömungskanal, an denen der Vergleich zwischen den RANS-basierten analytischen Ergebnissen und den Ergebnisse des *XTPP*-Verfahrens durchgeführt wird, sind in Abb. 3.5 gekennzeichnet.

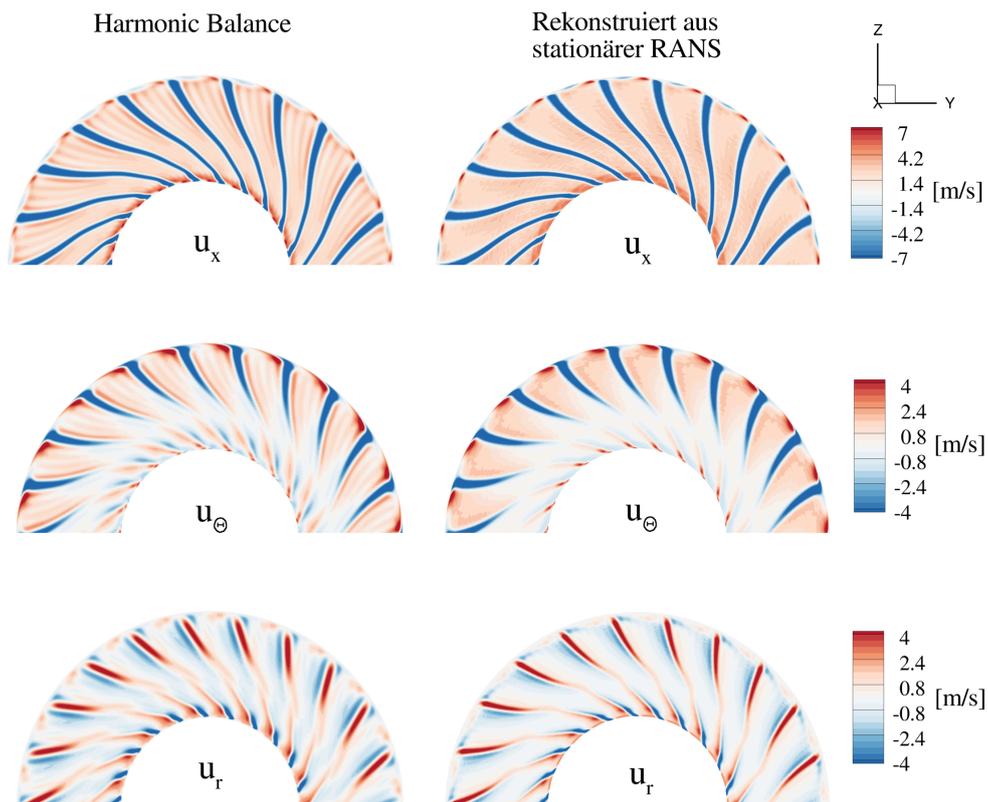


**Abbildung 3.5:** Strakverlauf des DLR UHBR-Fans mit Positionen der Auswerteebenen für das *XTPP*-Verfahren stromauf der Fanstufe bei  $x = -0.3$  und stromab bei  $x = 0.25$ .

<sup>1</sup>Extended Multi-Plane Pressure Mode Matching

### 3.1.2 Rekonstruktion des instationären Strömungsfeldes

Bevor die akustischen Ergebnisse verglichen werden, wird das rekonstruierte instationäre Strömungsfeld qualitativ mit dem instationär simulierten Strömungsfeld verglichen. Dazu werden aus der HB-Simulation die ersten vier Harmonischen in den Zeitbereich transformiert. Auf diese Weise erhält man das instantane umfangsperiodische Störungfeld ohne Gleichanteile der Strömung, welches in Abb. 3.6 gegen das aus der RANS-Simulation rekonstruierte Strömungsfeld an der Vorderkante des UHBR-Stators verglichen wird. Die Geschwindigkeitskomponenten der drei Raumrichtungen werden separat verglichen, da sie auch separat rekonstruiert und erst in den analytischen Modellen zu einer Komponente senkrecht zur Schaufelvorderkante zusammengesetzt werden. Zu sehen ist, dass die Form der Nachläufe für alle drei Komponenten qualitativ gut getroffen wird. Insbesondere die Qualität für die radiale Komponente ist erstaunlich gut, da die Herleitung der Modelle eigentlich auf Basis einer 2D-Approximation durchgeführt wurde, bei der die radiale Komponente als vernachlässigbar klein angenommen wird. Auch der Blattspitzenwirbel wird gut wiedergegeben, obwohl dieser in den Modellen nicht explizit berücksichtigt wird. Da die Form der Nachläufe, im speziellen die Neigung über die Kanalhöhe, maßgeblich für die Modellierung der Position und Phase der Dipolquellen und infolgedessen für die Qualität der Lärmvorhersage verantwortlich ist, kann dieses Ergebnis als äußerst zufriedenstellend eingestuft werden.



**Abbildung 3.6:** Vergleich der umfangsperiodischen Geschwindigkeitsstörungen im Strömungsfeld direkt vor dem Stator des DLR UHBR-Fans: auf der linken Seite das instationär simulierte Strömungsfeld und auf der rechten Seite das aus einer stationären Simulation rekonstruierte Strömungsfeld.

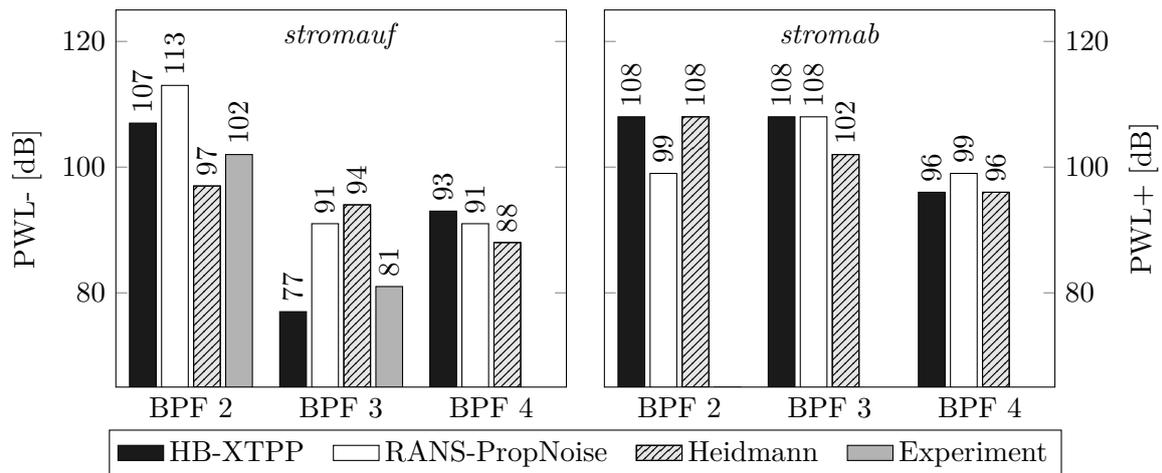
### 3.1.3 Vergleich der akustischen Ergebnisse

Da es sich um einen ummantelten Fan mit subsonischer Strömung handelt, sind die Eigenlärmquellen nicht ausbreitungsfähig. Des Weiteren sind aus der instationären Simulation und den Messungen nur Daten zum tonalen Lärm vorhanden, weswegen bei diesem Vergleich der Breitbandlärm nicht betrachtet wird. Aufgrund der recht hohen Anzahl an Schaufeln sowohl am Rotor als auch am Stator sind die Potentialfelder vergleichsweise schwach und klingen ab, bevor es zur Interaktion mit der jeweils anderen Schaufelreihe kommen kann. In diesem Vergleich wird deshalb ausschließlich der tonale Nachlaufinteraktionslärm berücksichtigt.

Neben der bereits vorgestellten instationären Simulation mit dem HB-Verfahren und der RANS-basierten analytischen Berechnung werden für den Vergleich zusätzlich auch Ergebnisse aus Messungen und aus einem empirischen Verfahren hinzugezogen. Die akustischen Messungen wurden von A. Moreau und Oertwig (2013) durchgeführt und ausgewertet. Der M2VP-Prüfstand war stromauf der Fanstufe mit 190 Mikrofonen instrumentiert. Die gemessenen Druckpegel wurden in der Nachbearbeitung mit einer Radialmodenanalyse in die einzelnen Radialmoden zerlegt (Tapken et al., 2009). Es wurde ausschließlich stromauf der Stufe gemessen und die Auswertung wurde bis einschließlich der BPF 3 durchgeführt. Das empirische Verfahren zur Vorhersage von Fanlärm wurde von Heidmann (1979) entwickelt und von Kotos et al. (1996) nachkalibriert. Basierend auf einer Datenbank aus akustischen Messungen wird in diesem Verfahren die Lärmabstrahlung eines Fans mit Geometrie-, Performance- und Umgebungsparametern korreliert.

Bei der Bewertung der Ergebnisse sollte berücksichtigt werden, dass alle Verfahren vereinfachenden Annahmen und charakteristischen Herausforderungen unterliegen. Die Qualität der HB-Simulation ist abhängig von der Gitterauflösung, nicht nur in Bezug auf die Abbildung der aerodynamischen Effekte, sondern auch bezüglich der möglichst dissipationsfreien Ausbreitung der akustischen Schallwellen. Des Weiteren können Reflexionen an den Randbedingungen des numerischen Gitters auftreten. Das XTPP-Auswerteverfahren unterliegt der Annahme, dass im Auswertebereich eine Kolbenströmung in einer sich nur langsam verändernden Kanalgeometrie vorliegt. Die Annahme einer Kolbenströmung wird ebenfalls in den analytischen Modellen in *PropNoise* und in dem Radialmodenanalyseverfahren für die Auswertung der Messdaten getroffen. In der Messung hat sich außerdem gezeigt, dass die gemessenen Schalldruckpegel eine hohe Sensitivität bezüglich des Betriebspunktes aufweisen. Das empirische Verfahren von Heidmann basiert auf empirischen Korrelationen, welche einen beschränkten Gültigkeitsbereich haben und deshalb nicht alle physikalischen Effekte im Detail abbilden können.

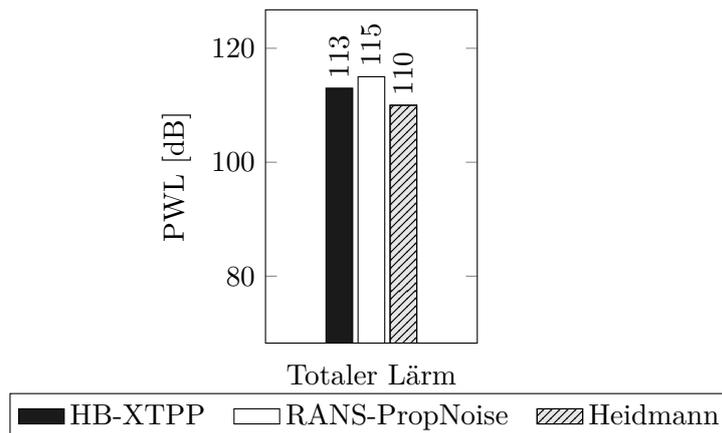
In Abbildung 3.7 sind die Pegel des tonalen Interaktionslärms stromauf und stromab der Stufe für die zweite bis vierte BPF dargestellt. Die Schalleistung der BPF 2 wird von dem RANS-basierten analytischen Verfahren stromauf zu hoch und stromab zu klein berechnet. Hierfür kann es unterschiedliche Ursachen geben. Eine mögliche Erklärung ist die vereinfachte Modellierung der Profile durch angestellte flache Platten, wodurch die Aufteilung der abgestrahlten Schalleistung möglicherweise nicht korrekt abgebildet wird. Eine weitere mögliche Erklärung ist, dass die Reflexion der Schallwellen beim Durchlaufen der Rotorstufe nicht modelliert wird. Durch die Reflexion würde eine teilweise Umverteilung der Schalleistung von den stromauflaufenden Wellen in die stromablaufenden Wellen erfolgen. Der Einbruch der Schalleistung bei der BPF 3, der in den Ergebnissen aus der HB-Simulation und auch im Experiment zu sehen ist, wird von *PropNoise* ebenfalls wiedergegeben, aber nicht ganz so stark ausgeprägt.



**Abbildung 3.7:** Vergleich der Schalleistungspegel der 2. bis 4. Harmonischen der BPF stromauf (links) und stromab (rechts) des DLR UHBR-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt.

Das empirische Heidmann-Verfahren kann solche Trends nicht wiedergeben, da eine abnehmende Schalleistung zu den höheren Blattfolgefrequenzen in den Korrelationen vorgegeben ist. Die BPF 4 stromauf und die BPF 3 und 4 stromab weisen eine Abweichung von ca. 3 dB im Vergleich zu den numerischen Ergebnissen auf.

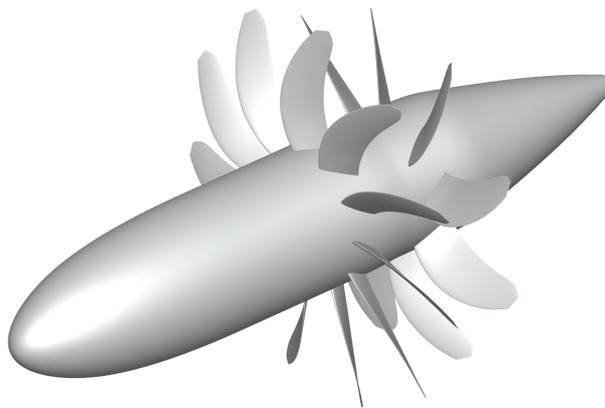
Die Gesamtschalleistung summiert über alle Frequenzen stromauf und stromab der Stufe für das numerische, analytische und empirische Verfahren ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die experimentellen Ergebnisse sind nicht abgebildet, da nur stromauf der Stufe gemessen wurde. Die mit dem RANS-basierten analytischen Verfahren berechnete Gesamtschalleistung weist eine Abweichung von lediglich ca. 2 dB zu den numerisch gefundenen Pegeln auf, was als zufriedenstellend eingestuft werden kann. Das empirische Verfahren von Heidmann zeigt mit 3 dB Abweichung ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den numerischen Ergebnissen.



**Abbildung 3.8:** Gesamtschalleistungspegel des tonalen Interaktionslärms summiert über alle Moden stromauf und stromab des DLR UHBR-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt.

## 3.2 Tonaler Lärm - gegenläufiger offener Rotor AI-PX 7

Im zweiten Anwendungsbeispiel soll die RANS-basierte analytische Lärmvorhersage am Beispiel eines gegenläufigen offenen Rotors mit Ergebnissen aus einer numerischen Simulation verglichen werden. Der offene gegenläufige Rotor AI-PX 7 (siehe Abbildung 3.9) ist ein Design der Firma Airbus S.A.S. und wurde dem DLR im Rahmen des europäischen Forschungsprogramms „Joint Technology Initiative Clean Sky“ zur Verfügung gestellt. Bei dem generischen Design wurde das Kerntriebwerk nicht weiter detailliert, da der Fan im Fokus dieses Forschungsprogramms steht. Der AI-PX 7 wurde für die Verwendung an einem Mittelstreckenflugzeug mit einer Passagierzahl von etwa 150 ausgelegt. Der erste Rotor besteht aus 11 und der zweite aus 9 Schaufeln. Der zweite Rotor hat eine 10% kürzere Schaufelhöhe als der erste, um die Interaktion mit dem Blattspitzenwirbel des ersten Rotors zu reduzieren.



**Abbildung 3.9:** Gegenläufiger offener Rotor AI-PX 7.

Im Rahmen des oben genannten Projektes wurde der AI-PX 7 instationär mit dem CFD-Löser *TRACE* simuliert und die Extrapolation der Druckschwankungen in unmittelbarer Schaufelumgebung in das Fernfeld mit einer konvektiven Formulierung des Ffowcs Williams und Hawkings-Verfahrens (FW-H) durchgeführt (Weckmüller, 2013; Guérin et al., 2012). Betriebspunkt für diese Simulation ist das Abheben des Flugzeuges (*Takeoff*). Beide Rotoren drehen mit  $1043 \frac{1}{\text{min}}$  im Unterschallbereich. Die Flugmachzahl beträgt  $M = 0.23$  und der Fan wurde ohne Anstellwinkel simuliert. Der Lärm wurde für einen Beobachter in 46 m Entfernung berechnet. Die Ergebnisse aus dieser Studie sollen im Folgenden zum Vergleich mit den Ergebnissen aus der RANS-basierten analytischen Vorhersage herangezogen werden.

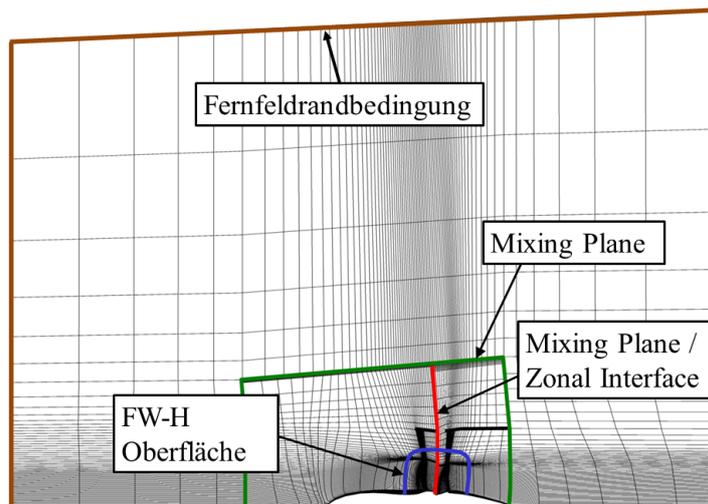
### 3.2.1 Numerische Simulation

Die numerischen Simulationen wurden von Weckmüller (2013) mit dem CFD-Löser *TRACE* durchgeführt. Die stationäre Simulation wird zur Extraktion der benötigten Eingangsgrößen für *PropNoise* und zur Initialisierung der instationären Simulation verwendet. Die instationäre Simulation wurde mit dem sogenannten URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes)-Verfahren durchgeführt, welches die RANS-Gleichungen über einen gegebenen Simulationszeitraum zeitlich diskretisiert löst. Das gleiche Rechengitter wird für beide Simulationen verwendet. In beiden Simulationen wird die Turbulenz mit dem Wilcox  $k-\omega$ -Modell simuliert.

Die Strömung wird als voll turbulent angenommen, wodurch auf die Modellierung der Transition verzichtet werden kann. Rotationseffekte werden mit dem von Bardina et al. (1985) vorgeschlagenen Verfahren berücksichtigt.

#### Rechennetz und numerisches Setup

Da bei einer offenen Fankonfiguration keine Begrenzung des Strömungsgebiets durch das Triebwerksgehäuse vorhanden ist, muss eine künstliche Begrenzung des Rechengebiets durch eine Fernfeldrandbedingung eingeführt werden (siehe Abb. 3.10). Schnell (2004) hat den Einfluss auf die simulierte aerodynamische Performance in Abhängigkeit der Entfernung der Fernfeldrandbedingung zur Schaufelspitze untersucht und gezeigt, dass ein erheblicher Abstand notwendig ist, damit kein Einfluss mehr nachzuweisen ist. Würden sich die Zellen im Fernfeldgebiet im Relativsystem der Rotoren befinden, würde dies zu sehr großen relativen Machzahlen führen. Aus diesem Grund wird die Fernfeldblockgruppe stehend simuliert und über eine *Mixing Plane* an die Blockgruppen der sich drehenden Rotoren gekoppelt. Die Fernfeldblockgruppe löst mit 10 Zellen  $3^\circ$  in Umfangsrichtung auf. Die Rotoren werden jeweils mit einer Schaufelpassage und umfangsperiodischen Randbedingungen simuliert. In der instationären Simulation wird in Umfangsrichtung eine phasenversetzte periodische Randbedingung verwendet. Zwischen den Blockgruppen der Rotoren wird in der stationären Simulation eine *Mixing Plane* und in der instationären Simulation die *Phase-Shift*-Randbedingung verwendet. Insgesamt besteht das Netz aus 7.8 Mio. Gitterzellen. Die Schaufeln werden mit 74 Zellen über die Spannweite aufgelöst. 4.7 Mio. von den 7.8 Mio. Zellen werden für die Auflösung der unmittelbaren Schaufelumgebung verwendet, um die Ausbreitung der akustischen Wellen bis zu einer Frequenz von 1.5 kHz weitgehend dissipation- und dispersionsfrei zu gewährleisten. Die Hüllfläche für die Extrapolation der Schallwellen ins Fernfeld mit Hilfe des FW-H-Verfahrens liegt noch innerhalb des fein aufgelösten Gebietes. Alle Oberflächen sind so vergittert, dass der dimensionslose Wandabstand  $y^+$  zwischen 40 und 70 liegt. Die Grenzschicht wird dementsprechend mit den Wandgesetzen berechnet. Detaillierte Informationen zum Rechennetz und numerischen Setup der instationären Simulation sind bei Weckmüller (2013) zu finden.



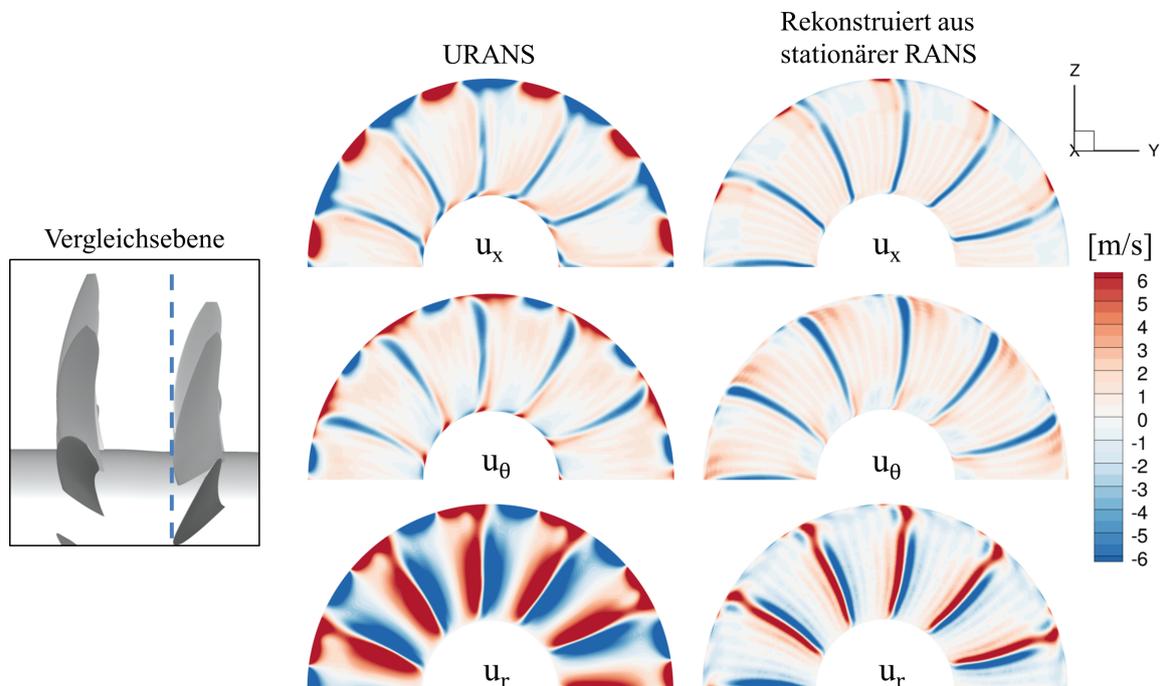
**Abbildung 3.10:** Numerisches Rechengitter für den AI-PX 7, dargestellt mit jeder vierten Gitterlinie (angelehnt an Weckmüller (2013)).

### 3.2.2 Rekonstruktion des instationären Strömungsfeldes

Auch an dieser Konfiguration soll die Qualität der Rekonstruktion des Nachlaufs und des Potentialfeldes überprüft werden. Das instationäre Geschwindigkeitsfeld zur analytischen Berechnung des Interaktionslärms wird entlang von 95 über die Kanalhöhe verteilten Stromlinien rekonstruiert. Eine Erklärung, warum bewusst mehr Stromlinien verwendet wurden, als Gitterzellen in radialer Richtung im numerischen Gitter vorhanden sind, ist im Anhang A.2 zu finden. Für den Vergleich wurde das Strömungsfeld aus der URANS-Simulation in den Frequenzbereich transformiert und dann die 1. bis 6. Harmonische zurück in den Zeitbereich invertiert. Auf diese Weise wird die 0. Harmonische (die mittlere Geschwindigkeit) gefiltert und zurück bleiben nur die Anteile des Strömungsfeldes, die zum Interaktionslärm beitragen.

#### Extrapolation stromab

In Abbildung 3.11 ist das rekonstruierte Strömungsfeld aus der RANS-Simulation und das Anregungsfeld aus der URANS-Simulation nahe der Vorderkante der zweiten Schaufelreihe abgebildet. Für die Strömungskomponenten in Achs- und in Umfangsrichtung sind die Form und auch das Geschwindigkeitsdefizit der Nachläufe sehr gut getroffen. Für alle drei Geschwindigkeitskomponenten sind der Blattspitzenwirbel und die Sekundärströmungseffekte an der Nabe nicht gut wiedergegeben. Beide Effekte sind nicht in den Modellen zur Extrapolation enthalten. Daher werden diese Effekte entweder mit dem Nachlaufmodell oder dem Potentialfeldmodell modelliert und klingen dementsprechend ggf. zu schnell ab. Die Störungen in der radialen Geschwindigkeitskomponente sind ebenfalls nicht gut wiedergegeben. Diese Störungen werden nicht durch den Nachlauf verursacht, sondern durch die Variation der Zirkulation über die Schaufelhöhe, ähnlich wie bei einem Tragflügel. Das führt zu einer negativen

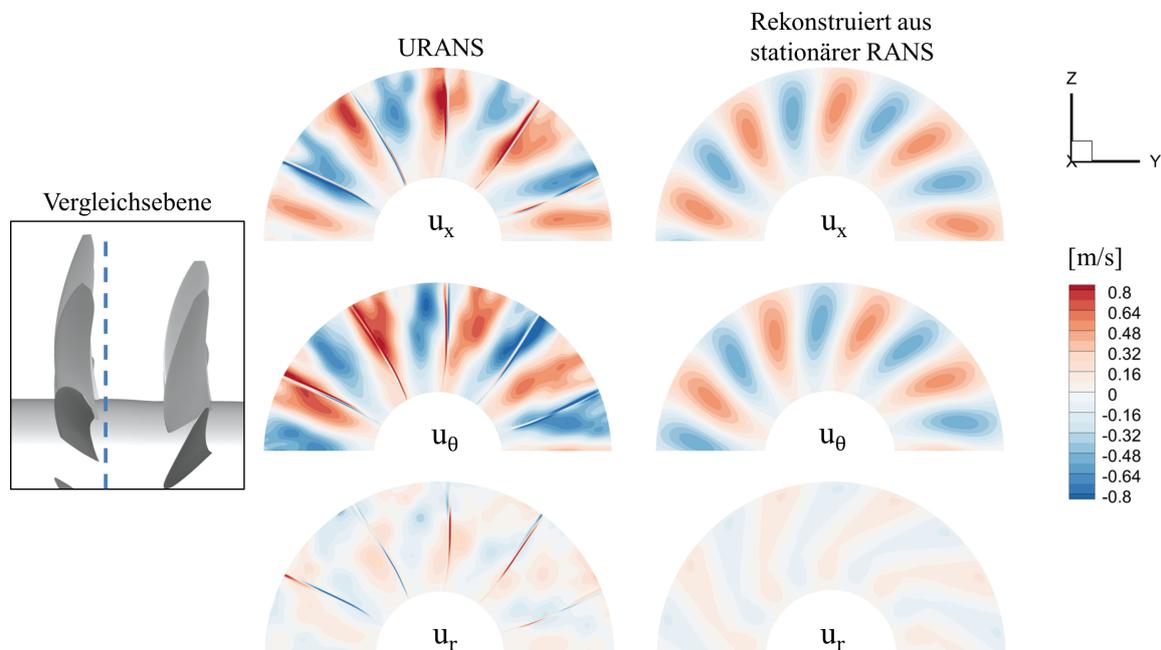


**Abbildung 3.11:** Vergleich der umfangsperiodischen Geschwindigkeitsstörungen im Strömungsfeld nahe der Vorderkante der zweiten Schaufelreihe des CRORs aus der instationären Simulation (links) und rekonstruiert aus der stationären Simulation (rechts).

Geschwindigkeit in radialer Richtung auf der Saugseite und einer positiven auf der Druckseite. Dieser Effekt ist in den Modellen nicht berücksichtigt, da in der Herleitung eine konstante Zirkulation über die Schaufelhöhe und damit eine vernachlässigbar kleine radiale Komponente angenommen wurde, wie es in ummantelten Konfigurationen üblicherweise der Fall ist (vgl. Abb. 3.6). Darüber hinaus wird für die analytische Berechnung des Interaktionslärms nur die Geschwindigkeitskomponente normal zur Schaufelvorderkante verwendet. Die radiale Komponente würde nur dann ins Gewicht fallen, wenn die Schaufeln sehr stark geneigt wären, was aber bei dem AI-PX 7 nicht der Fall ist.

### Extrapolation stromauf

Bei der Rekonstruktion des instationären Strömungsfeldes, welches sich stromauf von der zweiten zur ersten Schaufelreihe ausbreitet, muss lediglich das Potentialfeld berücksichtigt werden. Das Modell aus Kap. 2.1.1 unterliegt der Annahme, dass sich das Potentialfeld wie eine *Cut-off*-Mode in einem Kanal verhält. In einer offenen Konfiguration kann sich das Potentialfeld auch ungehindert in radialer Richtung ausbreiten. Durch zwei zusätzliche Korrekturfaktoren für das Abklingen der Amplitude und die Phase des Potentialfeldes lässt sich das Modell auch für offene Konfigurationen verwenden (Jaron et al., 2015). In Abbildung 3.12 ist das aus der RANS-Simulation rekonstruierte Potentialfeld an der Hinterkante der ersten Stufe des AI-PX 7 im Vergleich zu dem extrahierten Strömungsfeld aus der URANS-Simulation abgebildet. Die Form und Amplitude des Potentialfeldes aus der URANS-Simulation wird von dem rekonstruierten Störungsfeld zufriedenstellend wiedergegeben. Allerdings lassen sich auch einige Unterschiede feststellen. In dem Strömungsfeld aus der URANS-Simulation sind deutlich die Fußabdrücke der viskosen Nachläufe des ersten Rotors zu sehen, welche mit dem Potentialfeld interagieren. Die Interaktion der Geschwindigkeitsstörungen untereinander wird als Effekt zweiter Ordnung eingestuft und ist weder in den Extrapolationsmodellen noch in



**Abbildung 3.12:** Vergleich der umfangsperiodischen Geschwindigkeitsstörungen im Strömungsfeld direkt an der Hinterkante der ersten Schaufelreihe des CRORs aus der instationären Simulation (links) und das rekonstruiert Potentialfeld aus der stationären Simulation (rechts).

den analytischen Modellen von *PropNoise* berücksichtigt. Des Weiteren sind die Amplituden des Potentialfeldes derartig klein, dass davon ausgegangen werden kann, dass in den Ergebnissen aus der URANS-Simulation neben dem Potentialfeld auch weitere Effekte, wie z. B. die Geschwindigkeitsfluktuationen des akustischen Feldes, zu sehen sind.

### 3.2.3 Vergleich der akustischen Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse aus dem RANS-basierten analytischen Verfahren mit den Ergebnissen aus der URANS-Simulation miteinander verglichen. Dazu werden die Richtcharakteristiken der dominanten Töne im Fernfeld verwendet. Da es sich um eine offene Konfiguration handelt, sind auch die Eigenlärmquellen ausbreitungsfähig. Aus der instationären Simulation sind nur Ergebnisse zum tonalen Lärm vorhanden, weswegen in diesen Vergleich der berechnete Breitbandlärm nicht einbezogen werden kann. Der offene Rotor hat vergleichsweise wenige Schaufeln, was zu starken Potentialfeldern und durch die Interaktion mit den benachbarten Schaufeln zu tonalem Interaktionslärm führt, weswegen dieser Quellmechanismus ebenfalls berücksichtigt wird. Allerdings kann dieser Quellmechanismus in der instationären Simulation nicht von dem Nachlaufinteraktionslärm getrennt werden, da die Frequenzen identisch sind.

#### Tonaler Eigenlärm

Die Richtcharakteristiken des Eigenlärms vom ersten Rotor (EO 11) und zweiten Rotor (EO 9) in Abb. 3.13 zeigen eine gute Übereinstimmung der Strahlungskeulen zwischen den analytischen und simulierten Ergebnissen. Die berechnete maximale Amplitude der beiden Verfahren unterscheidet sich um ca. 2 dB beim zweiten und weniger als 1 dB beim ersten Rotor.

#### Tonaler Interaktionslärm

Die Richtcharakteristiken der ersten vier Interaktionstöne sind in Abb. 3.14 dargestellt. Die unterschiedlichen Strahlungskeulen sind den ausbreitungsfähigen Azimutalmode zuzuordnen. Einige Strahlungskeulen stimmen zwischen den beiden Verfahren recht gut überein, während andere relativ große Unterschiede aufweisen. Hierbei sollte berücksichtigt werden, dass Weckmüller (2013) gezeigt hat, dass die mit dem FW-H-Verfahren extrapolierten Fernfeldergebnisse maßgeblich von der gewählten Extrapolationsfläche im Nahfeld des Rotors abhängen.

#### Tonaler Gesamtlärm

In Abbildung 3.15 sind der Eigenlärm und die Interaktionstöne bis zu einer Frequenz von 800 Hz aufsummiert dargestellt. Die Richtcharakteristiken der beiden Verfahren zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Die Schallleistungspegel weisen für den Eigenlärm eine Abweichung von ca. 1 dB für den ersten und ca. 2 dB für den zweiten Rotor auf. Der Interaktionslärm wird nahezu identisch von beiden Verfahren berechnet. Der Tonallärm aufsummiert über alle Quellen wird von den beiden Verfahren mit nur ca. 0.5 dB Abweichung berechnet.

Der Vergleich am Beispiel des AI-PX 7 zeigt eine äußerst zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen der RANS-basierten analytischen Berechnung und der numerischen Simulation. Dabei sollte auch nicht außer Acht gelassen werden, welcher beträchtliche Unterschied in der benötigten Rechenzeit zwischen den beiden Verfahren besteht. Während die RANS-Simulation innerhalb weniger Stunden konvergiert, benötigt die URANS-Simulation bei vergleichbarer Rechenleistung mehrere Wochen.

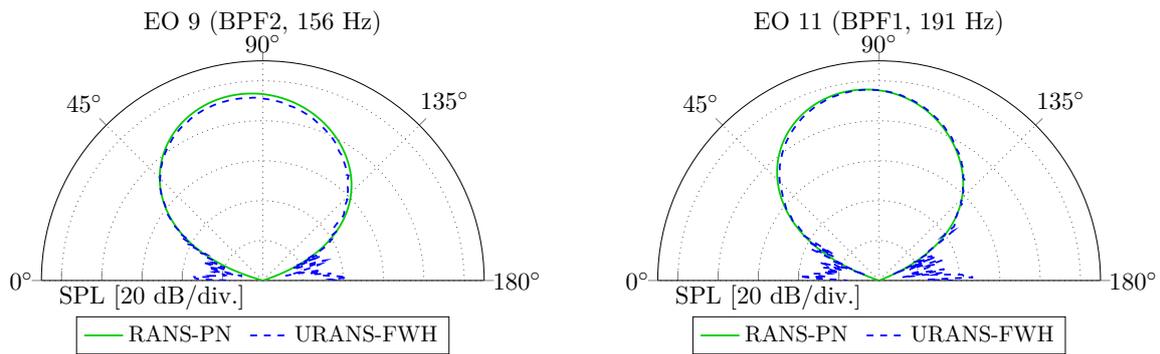


Abbildung 3.13: Richtcharakteristik des Eigenlärms des ersten (rechts) und zweiten Rotors (links).

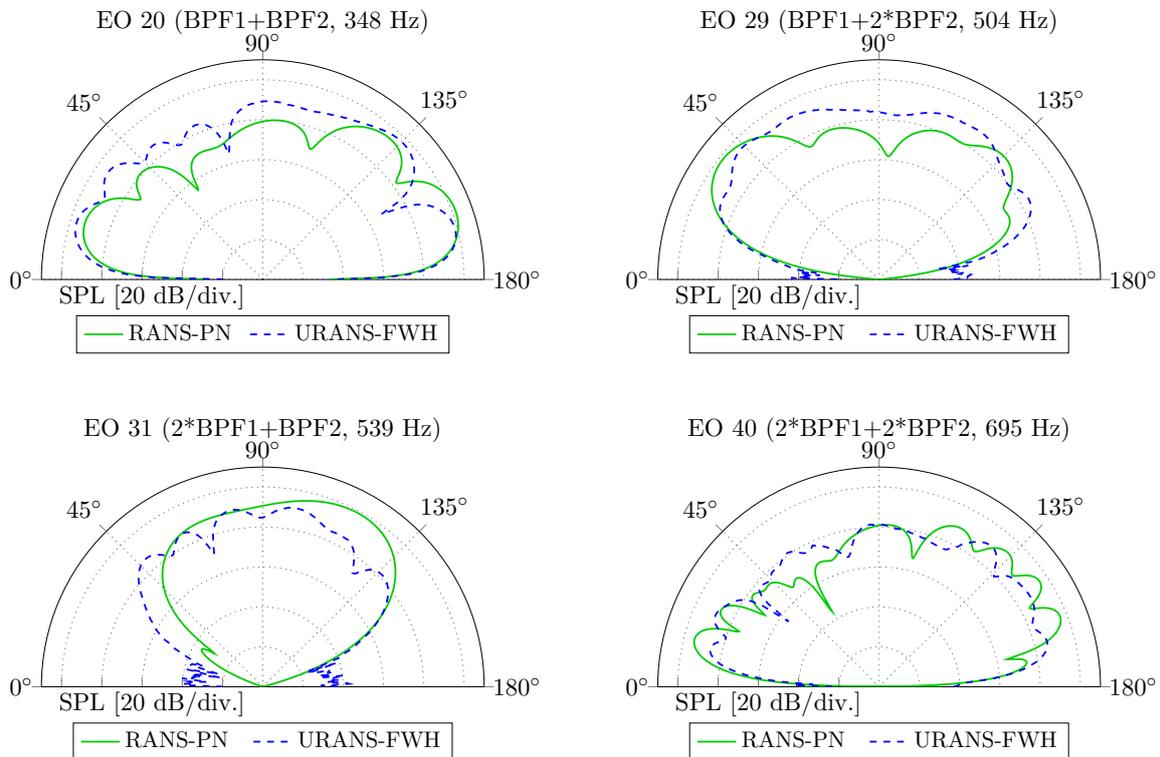


Abbildung 3.14: Richtcharakteristik der Interaktionstöne des AI-PX 7 beim *Takeoff*-Betriebspunkt.

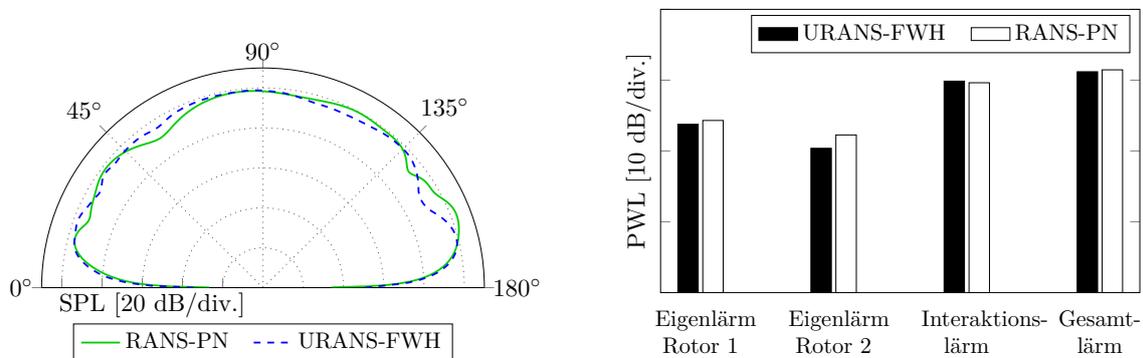


Abbildung 3.15: Richtcharakteristik der aufsummierten tonalen Quellen (links) und Schalleistungspegel der verschiedenen Quellen (rechts) des AI-PX 7 beim *Takeoff*-Betriebspunkt.

### 3.3 Tonal- und Breitbandlärm - NASA SDT Fan

Der folgende Validierungsfall wurde durch das Engagement von Dr. Edmane Envia (NASA) möglich, der im Rahmen des „*Fan Broadband Noise Prediction Workshop*“ auf der *AIAA/CEAS Aeroacoustics* Konferenz die Geometrie- und Messdaten der NASA SDT-Fanstufe zur Verfügung gestellt hat. Für die Validierung werden Strömungsdaten verwendet, die von Podboy et al. (2002) veröffentlicht wurden und akustische Spektren, die von Woodward et al. (2002) vermessen wurden. Die Reproduktion dieser Daten geschieht mit freundlicher Genehmigung der NASA.

Der SDT-Fan entstand im Rahmen einer Kooperation zwischen der NASA und GE Aviation. Der Prüfstand besteht aus einem 1:5 skalierten Fan der GE90-Klasse inklusive der Gondel. Das Fandruckverhältnis beträgt beim Auslegungspunkt 1.47 und das Nebenstromverhältnis 8.85. Die Tests wurden im 9x15 inches *Low Speed Wind Tunnel* (LSWT) des NASA Glenn Research Center durchgeführt (siehe Abb. 3.16). Ein großer Vorteil des Testaufbaus liegt in der Möglichkeit, den Rotor ohne installierten Stator akustisch vermessen zu können, so dass der Breitbandlärm aus der Interaktion von Rotor und Stator getrennt werden kann von dem breitbandigen Eigenlärm des Rotors.



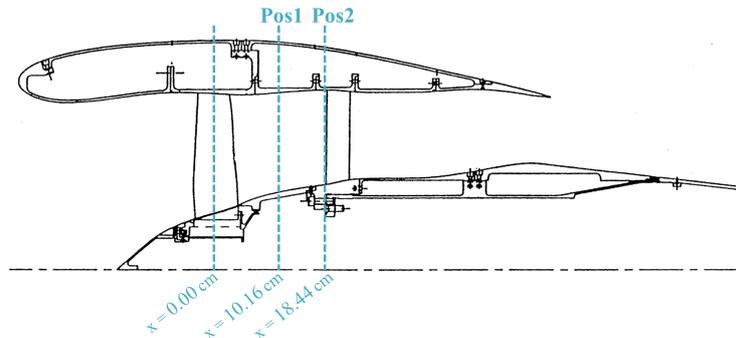
**Abbildung 3.16:** SDT-Prüfstand im LSWT des NASA Glenn Research Center. Bild mit freundlicher Genehmigung der NASA (Envia et al., 2008).

Der Prüfstand wurde mit unterschiedlichen Rotor- und Statoranordnungen vermessen. Die nachfolgende Validierung wird mit dem R4 Rotor mit 22 Blättern und einem Außendurchmesser von 55.9 cm und dem Stator mit 54 Blättern durchgeführt. Breitbandspektren wurden bei den Betriebspunkten *Approach*, *Cutback* und *Takeoff* vermessen (siehe Tab. 3.3).

	<i>Takeoff</i>	<i>Cutback</i>	<i>Approach</i>
Drehzahl	12657 $\text{min}^{-1}$ (100%)	11075 $\text{min}^{-1}$ (87.5%)	7808 $\text{min}^{-1}$ (61.7%)
Massenstrom	45.6 kg/s	38.33 kg/s	26.58 kg/s
Blattspitzenmachzahl	1.24	1.08	0.70

**Tabelle 3.3:** Betriebspunktparameter des NASA SDT-Fans.

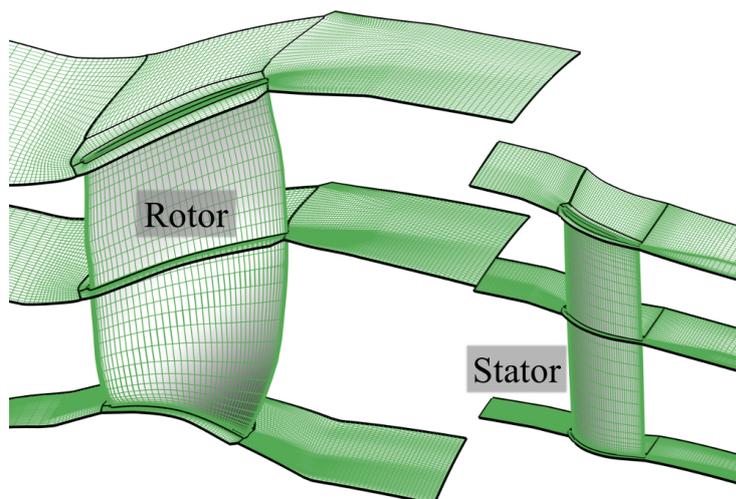
Für die Validierung der Strömungssimulation liegen Hitzdrahtmessungen an zwei Positionen zwischen Rotor und Stator vor (siehe Abb. 3.17). Die Hitzdrahtmessungen wurden von Podboy et al. (2002) wegen Schwingungsproblemen nur beim *Approach*-Betriebspunkt durchgeführt. Für die höheren Drehzahlen liegen LDV-Messdaten vor. Um die Schallpegel bei unterschiedlichen Abstrahlwinkeln im Fernfeld vermessen zu können, wurden traversierbare Mikrofone verwendet.



**Abbildung 3.17:** Messpositionen im Strakverlauf der SDT-Fanstufe. Bild mit freundlicher Genehmigung der NASA (Envia et al., 2008).

#### 3.3.1 Numerische Simulation

Die stationäre RANS-Simulation des SDT-Fans wird mit dem CFD-Löser *TRACE* durchgeführt. Das Rechengebiet ist mit ca. 9.5 Mio. Zellen aufgelöst. Das Netz auf den Schaufeloberflächen, den Kanalwänden und am Mittelschnitt sowie die Gittertopologie sind in Abb. 3.18 dargestellt. Das Gitter ist mit 124 Zellen in radialer Richtung aufgelöst, davon werden 18 Zellen für die Auflösung des Blattspitzenpalts verwendet. Die Auflösung auf allen Oberflächen wurde so gewählt, dass der dimensionslose Wandabstand im Bereich von  $y^+ \sim 1$  liegt, um die Grenzschicht direkt simulieren zu können. Es wird das Menter SST-Turbulenzmodell ohne Transition, mit Staupunkt-Fix und Rotationseffekten nach Bardina verwendet.



**Abbildung 3.18:** Rechengitter auf den Schaufeloberflächen, Kanalwänden und am Mittelschnitt des SDT-Fans. Dargestellt ist jede vierte Gitterlinie.

### 3.3.2 Vergleich der akustischen Ergebnisse

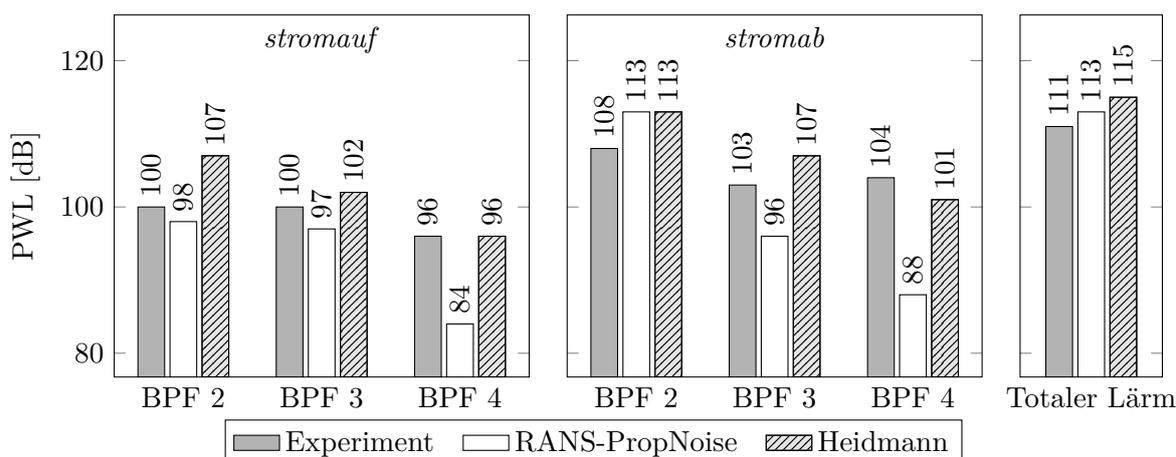
Im Folgenden werden Messdaten mit Ergebnissen aus der RANS-basierten analytischen Berechnung vom tonalen und breitbandigen Interaktionslärm verglichen. Für den Tonallärm werden zusätzlich Ergebnisse von dem empirischen Heidmann-Verfahren hinzugezogen.

#### Tonaler Interaktionslärm

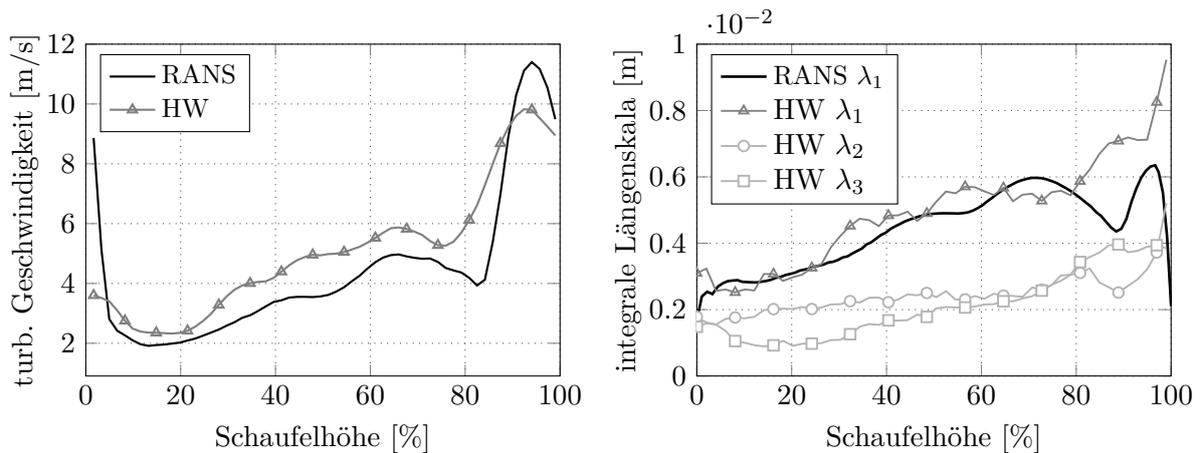
Der Vergleich für den Tonallärm wird auf den *Approach*-Betriebspunkt beschränkt. Bei diesem Betriebspunkt liegt eine rein subsonische Strömung vor und der Interaktionslärm dominiert den tonalen Lärm, was einen Vergleich vereinfacht. Die Extraktion aller benötigten Daten aus der RANS-Simulation erfolgt an 99 äquidistant über die Kanalhöhe verteilten Stromlinien. Die erste Blattfolgefrequenz ist auf Grund der hohen Statorschaufelzahl nicht ausbreitungsfähig. Die Potentialfeldinteraktion hat keinen Anteil am Interaktionslärm, da auf Grund der hohen Schaufelzahl und des großen Abstandes zwischen den Schaufelreihen die Potentialfelder vollständig abgeklungen sind, bevor es zur Interaktion kommen kann. Abbildung 3.19 zeigt die Schalleistung der zweite bis vierte BPF getrennt nach den sich stromauf und stromab ausbreitenden Schallwellen und den Gesamtschalleistungspegel des tonalen Interaktionslärms.

Das RANS-basierte analytische Verfahren zeigt für die zweite und dritte BPF stromauf der Stufe eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Stromab wird die zweite BPF deutlich zu laut vorhergesagt. Sowohl stromauf als auch stromab der Stufe ist der Abfall zu den höheren Tönen zu stark. Das empirische Verfahren von Heidmann zeigt bei den niedrigen Frequenzen einen zu hohen Pegel, fällt aber ebenfalls schneller zu den hohen Tönen ab als im Experiment gemessen. In Abschnitt 3.4.3 wird gezeigt, dass der schnelle Abfall zu den hohen Frequenzen auf die Verwendung der Erweiterung für die Rotationseffekte in den Turbulenzmodellen zurückzuführen ist.

Der Gesamtschalleistungspegel des tonalen Interaktionslärms berechnet mit dem Verfahren der RANS-basierten analytischen Fanlärmberechnung weicht nur um 2 dB zu den gemessenen Pegeln ab. Das empirische Heidmann-Verfahren weist einen Unterschied von 4 dB zu den Messungen auf.



**Abbildung 3.19:** Vergleich der Schalleistungspegel der 2. bis 4. Harmonischen der BPF und des Gesamtschalleistungspegels des tonalen Interaktionslärms des NASA SDT-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt.



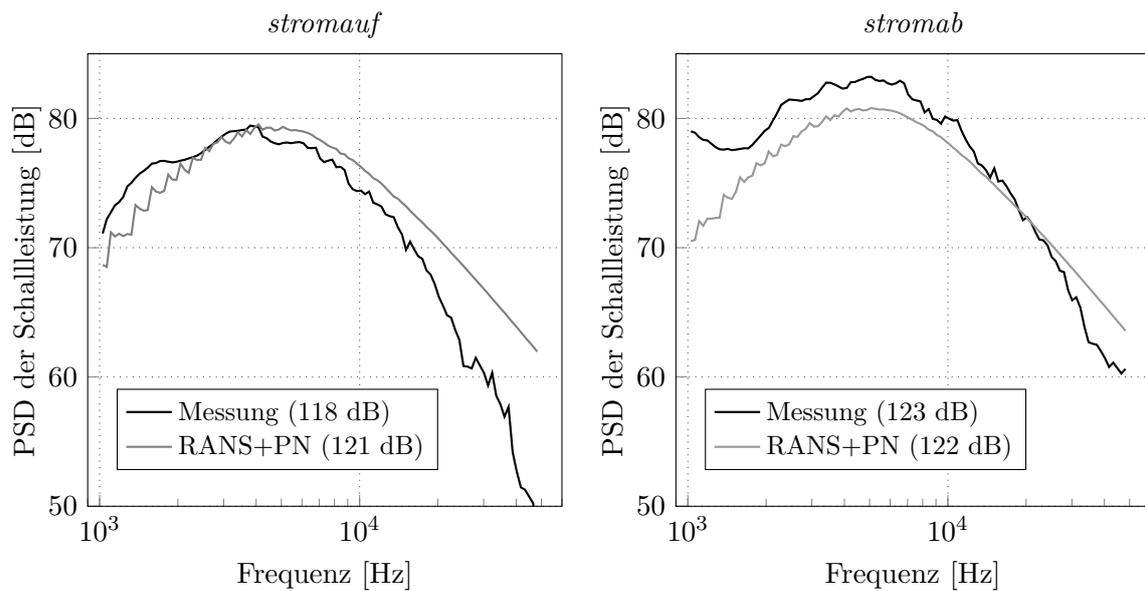
**Abbildung 3.20:** Umfangsgemittelte isotrope turbulente Schwankungsgeschwindigkeit (links) und umfangsgemittelte integrale Längenskala (rechts) an der Statorvorderkante des SDT-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt, rekonstruiert aus der RANS-Simulation und von Podboy et al. (2002) veröffentlichte Hitzdrahtmessungen (HW).

### Breitbandiger Interaktionslärm

Bevor ein Vergleich der Spektren des Breitbandinteraktionslärms durchgeführt wird, werden die entscheidenden Eingangsgrößen aus der RANS-Simulation gegen die Hitzdrahtmessungen verglichen. Auf der linken Seite der Abb. 3.20 ist die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit aus der RANS-Simulation und aus der Hitzdrahtmessung über die Schaufelhöhe an Position 2 (direkt an der Vorderkante des Stators) abgebildet. Die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit wird aus der RANS-Simulation mit der Umrechnung  $u' = \sqrt{\frac{2}{3}k}$  berechnet und aus den Hitzdrahtmessungen wird der Mittelwert der Schwankungsanteile in alle drei Raumrichtungen gebildet. Der Verlauf über die Schaufelhöhe zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen der Simulation und den experimentellen Daten. Im mittleren Bereich der Schaufel ist die Turbulenz in den Messungen etwas höher als in der Simulation. Die Messergebnisse zeigen, dass sich der Blattspitzenwirbel in der Realität mehr aufweitet, als es in der Simulation der Fall ist, wodurch auch der Maximalwert etwas niedriger ist.

Auf der rechten Seite der Abbildung 3.20 ist der Vergleich der numerisch und experimentell ermittelten integralen Längenskala dargestellt. Aus der Simulation wird die integrale Längenskala mit Gl. (2.30) berechnet und die Umfangsmittelung nach Gl. (2.33) durchgeführt. In den Experimenten konnte die integrale Längenskala nicht direkt gemessen werden, da hierfür eine Traversierung der Hitzdrähte in Strömungsrichtung und orthogonal dazu notwendig wäre, sondern durch einen Fit des gemessenen Geschwindigkeitsspektrums an ein von Kármán Spektrum bestimmt. Neben der integralen Längenskala basierend auf der Schwankungsgeschwindigkeit in Strömungsrichtung  $\lambda_1$  wurde auf diese Weise auch die integrale Längenskala basierend auf der Schwankungsgeschwindigkeit tangential zur Strömungsrichtung  $\lambda_2$  und transversal zur Strömungsrichtung  $\lambda_3$  ermittelt. In einer perfekt isotropen Strömung gilt  $\lambda_1 = 2\lambda_2 = 2\lambda_3$  (Pope, 2000). In den Messergebnissen ist zu sehen, dass die Turbulenz im Naben- und Blattspitzenbereich auf Grund von Wirbelsystemen anisotrop ist. Die berechnete Längenskala aus der Simulation zeigt - außer im Blattspitzenbereich - eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen.

Abschließend werden in Abb. 3.21 die ermittelten Breitbandspektren stromauf und stromab

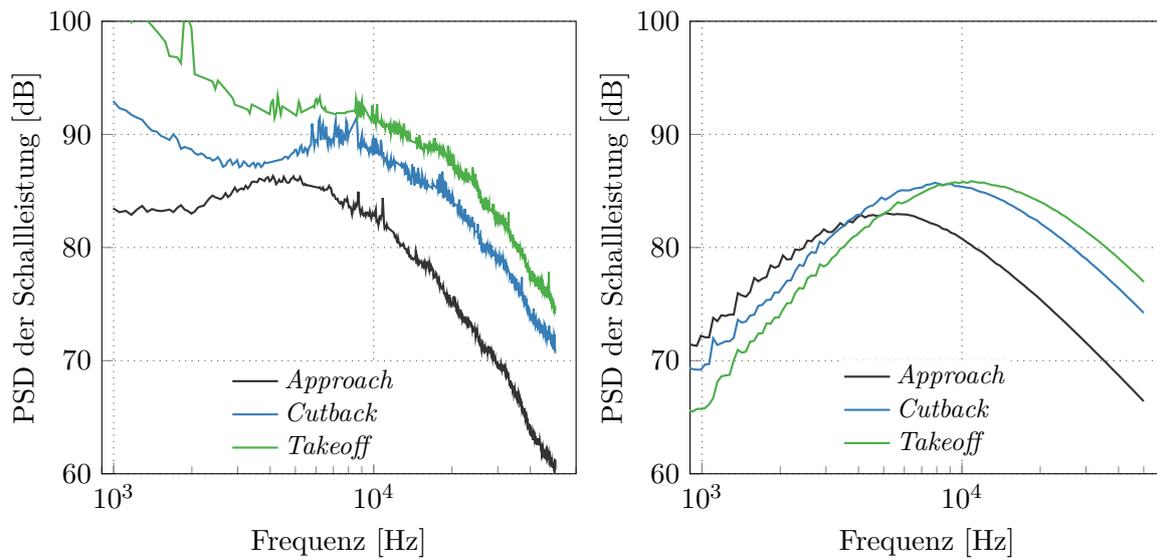


**Abbildung 3.21:** Breitbandspektren des Interaktionslärms stromauf und stromab des SDT-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt berechnet mit *PropNoise* basierend auf RANS-Daten und aus Experimenten. Die integrierte Schallleistung ist in der Legende angegeben.

der SDT-Stufe verglichen. Mit *PropNoise* wird das Spektrum mit Gl. (2.48) basierend auf der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und der integralen Längenskala berechnet. Die gemessenen Spektren wurden mit den traversierbaren Mikrofonen aufgezeichnet. Seitens der NASA wurden bereits die tonalen Anteile aus dem Spektrum gefiltert. Außerdem wurde der Rotor des SDT-Prüfstands ohne installierten Stator vermessen und der Eigenlärm vom Spektrum abgezogen, so dass ausschließlich der Breitbandlärm auf Grund der Interaktion von dem turbulenten Rotornachlauf mit den Statorschaufeln im Spektrum enthalten ist.

Die Positionen der Maxima der gemessenen und berechneten Spektren zeigen eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Im hochfrequenten Bereich ist in dem berechneten Spektrum der charakteristische Abfall von  $-5/3$  des von Kármán Spektrums zu sehen. Die gemessenen Spektren weisen einen stärkeren Abfall auf. Im niederfrequenten Bereich stimmt die Steigung gut mit den Messungen überein. Die integrierte Schallleistung wird stromauf um ca. 3 dB überschätzt und stromab um ca. 1 dB unterschätzt. Für eine verfälschte Verteilung der Schallleistung stromauf und stromab der Stufe können mehrere Vereinfachungen in den analytischen Modellen verantwortlich sein. Zum einen könnten der verwendete Anstellwinkel der modellierten Profile und die Vereinfachung, dass die Profile ohne Krümmung modelliert werden, zu einer verfälschten Verteilung führen. Zum anderen kann aber auch die fehlende Berücksichtigung der Transmission der Schallwellen durch den Rotor, bei der Reflexionen entstehen können, zu einer verfälschten Verteilung der Schallleistung führen. Insgesamt weisen die Ergebnisse aber eine äußerst zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Messergebnissen auf.

In Abbildung 3.22 sind die gemessenen und berechneten Spektren für die eingangs erwähnten Betriebspunkte *Approach*, *Cutback* und *Takeoff* dargestellt. Bei den höheren Drehzahlen sind in den Messergebnissen zusätzliche Schallquellen wie der Rotoreigenlärm und Strahlärm enthalten (Nallasamy und Envia, 2005). Diese Quellen konnten nicht von dem Interaktionslärm



**Abbildung 3.22:** Breitbandiger Interaktionslärm des SDT-Fans. Die Messungen auf der linken Seite enthalten zusätzliche Lärmquellen wie den Rotoreigenlärm und den Strahlärm. Auf der rechten Seite sind die analytisch berechneten Spektren basierend auf RANS-Simulationen mit dem Menter SST-Modell mit Erweiterungen für den Staupunkt und die Rotationseffekte dargestellt.

separiert werden, was einen direkten Vergleich mit den RANS-basierten analytischen Ergebnissen erschwert. Dennoch lässt sich erkennen, dass der Trend zwischen den Betriebspunkten insbesondere im hochfrequenten Bereich gut wiedergegeben wird.

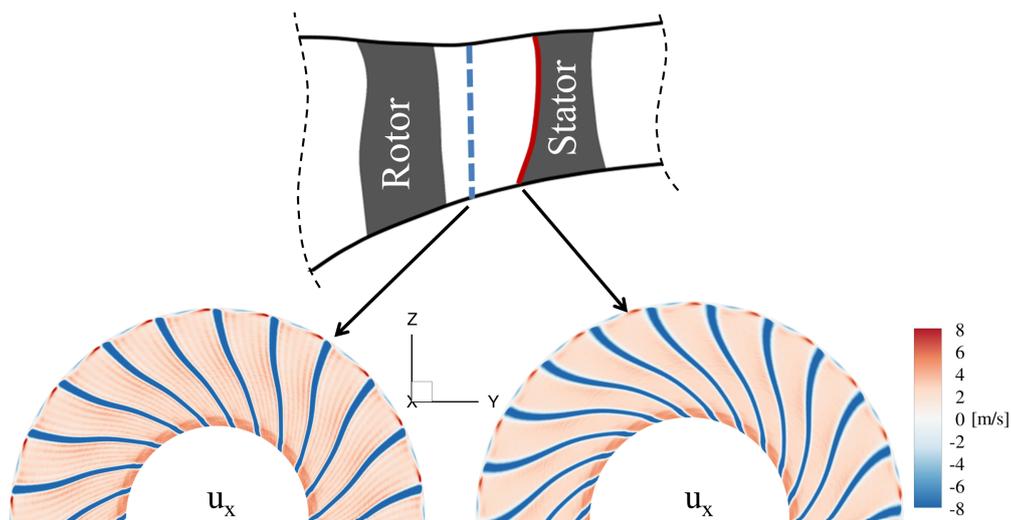
## 3.4 Sensitivität des Verfahrens

Im Folgenden sollen unterschiedliche Faktoren diskutiert werden, welche die Qualität der Lärmvorhersage beeinflussen. Es wird gezeigt, welchen Einfluss die Extrapolation des instationären Strömungsfeldes, die gewählte radiale Auflösung der extrahierten Daten aus der RANS-Simulation und das verwendete Turbulenzmodell auf die Lärmberechnung haben

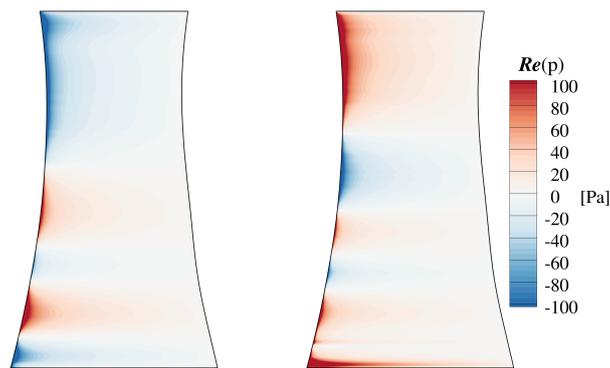
### 3.4.1 Einfluss der Extrapolation des instationären Strömungsfeldes auf die Lärmvorhersage

Der Einfluss der Extrapolation des instationären Strömungsfeldes wird beispielhaft am DLR UHBR-Fan und am AI-PX 7-CROR untersucht. Ohne die Möglichkeit, die Strömungsstörungen jenseits der *Mixing Plane* zu rekonstruieren, müssten die Störungen vor der *Mixing Plane* extrahiert werden. Wie bereits weiter oben beschrieben, sind die Störungen an der *Mixing Plane* durch die geringere Konvektionsdistanz weniger ausgemischt und weniger geneigt. Die unterschiedliche Neigung führt zu einer Modifikation der Phasenverteilung der resultierenden Dipole entlang der Schaufelvorderkante und infolgedessen zu einer veränderten Schallabstrahlung. Dieser Effekt kann durch die Form der Schaufeln noch verstärkt werden. Durch eine in Strömungsrichtung gepfeilte Schaufelvorderkante, wie es beim AI-PX 7 der Fall ist, verstärkt sich die relative Phasenverschiebung zwischen Nachlauf und Vorderkante, da der Nachlauf zur Schaufelspitze eine längere Konvektionsdistanz zurücklegen muss und dementsprechend durch den Drall in der Strömung noch stärker geneigt wird (Guérin und A. Moreau, 2010). Es wird nun untersucht, zu welchen Pegelunterschieden die Verwendung des extrahierten Strömungsfeldes vor der *Mixing Plane* einerseits und des rekonstruierten Strömungsfeldes andererseits führt.

Das Strömungsfeld ohne die mittlere Geschwindigkeit extrahiert an der *Mixing Plane* und rekonstruiert an der Vorderkante des Stators vom UHBR-Fan ist in Abb. 3.23 dargestellt.



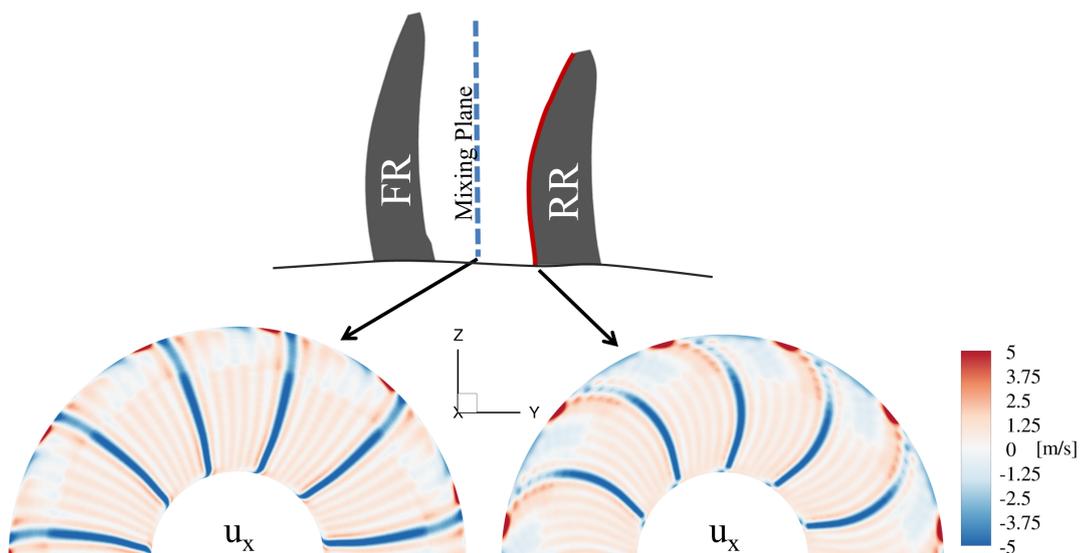
**Abbildung 3.23:** Krümmung der Nachläufe des DLR UHBR-Fans an der *Mixing Plane* (links) und rekonstruiert an der Statorvorderkante (rechts). Dargestellt ist die Abweichung der axialen Geschwindigkeitskomponente von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.



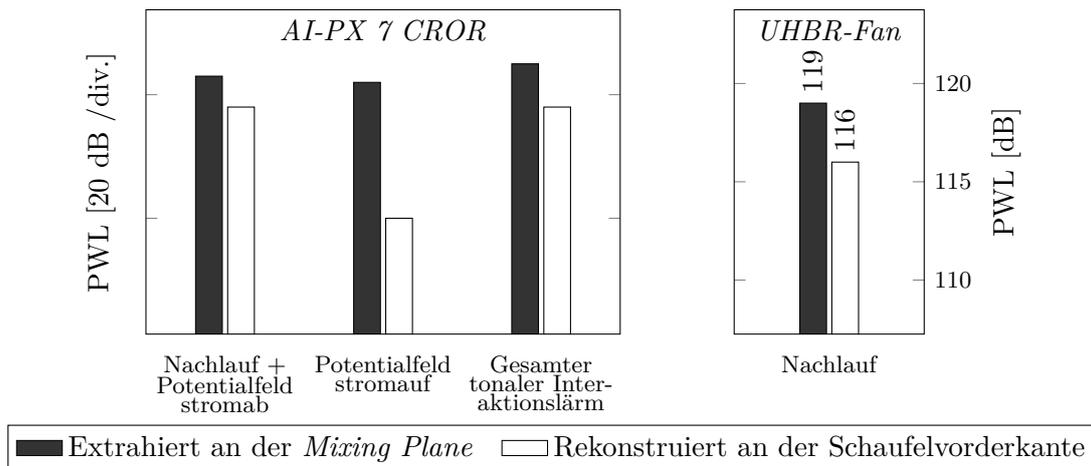
**Abbildung 3.24:** Realteil des Drucks bei der ersten BPF auf dem Stator des DLR UHBR-Fans analytisch berechnet mit dem Strömungsfeld an der *Mixing Plane* (links) und mit dem rekonstruierten Strömungsfeld an der Statorvorderkante (rechts).

Deutlich zu erkennen ist die stärkere Krümmung der Nachläufe auf Grund der längeren Konvektionsdistanz verknüpft mit dem Drallunterschied zwischen Nabe und Außengehäuse. In Abbildung 3.24 ist der Realteil des Drucks der resultierenden Dipolquellen bei der ersten BPF für die beiden Extraktionsebenen dargestellt. Durch die unterschiedliche Krümmung der Nachläufe ändern sich die Anzahl und Position der Phasenwechsel der Dipolquellen. Welchen Einfluss das auf den abgestrahlten Lärm hat, wird weiter unten gezeigt.

Für den AI-PX 7 ist das Anregungsfeld jeweils extrahiert an der *Mixing Plane* (links) und rekonstruiert an der Vorderkante des zweiten Rotors (rechts) in Abb. 3.25 dargestellt. Auch hier ist eine stärkere Krümmung der Nachläufe auf Grund der längeren Konvektionsdistanz zu sehen. Die Neigung der Vorderkante des zweiten Rotors trägt im oberen Bereich der Schaufel zu einer zusätzlichen Verlängerung der Konvektionsdistanz bei und infolgedessen zu einer stärkeren Krümmung des Nachlaufs relativ zur Schaufelvorderkante.



**Abbildung 3.25:** Krümmung der Nachläufe des AI-PX 7 an der *Mixing Plane* (links) und rekonstruiert an der Vorderkante des zweiten Rotors (rechts). Dargestellt ist die Abweichung der axialen Geschwindigkeitskomponente von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.



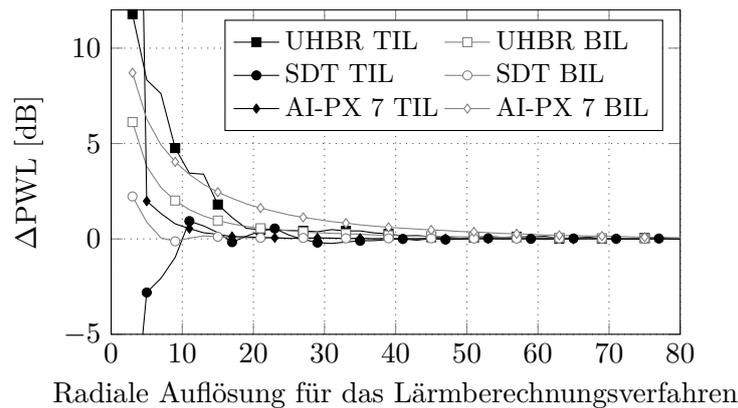
**Abbildung 3.26:** Schalleistungspegel des tonalen Interaktionslärms berechnet mit dem Strömungsfeld extrahiert vor der *Mixing Plane* und rekonstruiert an den jeweiligen Schaufelkanten.

Abbildung 3.26 zeigt den Einfluss der Extrapolation auf die Lärmquellen der beiden Fanstufen. Potentialfeld und Nachlauf des ersten Rotors am CROR lassen sich ohne modellierte Extrapolation nicht voneinander separieren, weswegen die Schalleistung der beiden Quellen summiert dargestellt wird. Bei Verwendung des Strömungsfeldes an der *Mixing Plane* reduziert sich die Ausbreitungsdistanz der Potentialfelder erheblich, was zu einer Überschätzung des Interaktionslärms von dem ersten Rotor mit dem Potentialfeld des zweiten Rotors um ca. 20 dB führt. Der Interaktionslärm am zweiten Rotor wird ohne Extrapolation um ca. 5 dB überschätzt. Insgesamt wird der tonale Lärm des AI-PX 7 um 7 dB überschätzt, wenn das Strömungsfeld nicht extrapoliert wird. Für den DLR UHBR-Fan zeigt sich ein ähnlicher Trend. Ohne Extrapolation wird der tonale Interaktionslärm um ca. 3 dB überschätzt.

Diese Untersuchung zeigt die enorme Wichtigkeit der Rekonstruktion der instationären Geschwindigkeitsstörungen für eine korrekte Berechnung des Interaktionslärms auf. Die Verwendung des Strömungsfeldes vor der *Mixing Plane* führt zu einer falschen Phasenbeziehung zwischen den Schaufelkanten und den Strömungsstörungen sowie zu einer Überschätzung der Amplitude der aerodynamischen Anregung. Gerade die falsche Phasenbeziehung kann beim tonalen Interaktionslärm zu deutlichen Unterschieden in der berechneten Schalleistung führen.

### 3.4.2 Einfluss der radialen Auflösung auf die Lärmvorhersage

Neben der Rekonstruktion des instationären Strömungsfeldes selbst, hat auch die Anzahl an radialen Positionen, an denen die Eingangsgrößen aus der Strömungssimulation extrahiert, bzw. rekonstruiert werden und an denen die resultierenden Dipolquellen analytisch berechnet werden, einen Einfluss auf die Qualität der analytischen Lärmberechnung. In Abbildung 3.24 ist zu sehen, dass bereits bei der ersten BPF die Dipolquellen über die Schaufelhöhe mehrfach die Phase wechseln. Je höher die BPF, desto größer ist die Anzahl der Dipolquellen und damit auch die Anzahl dieser Phasenwechsel. Da sich der abgestrahlte Tonallärm aus der komplexen Überlagerung der Dipolquellen ergibt, die in Abhängigkeit von Position und Phase der Quellen destruktiv oder konstruktiv geschehen kann, führt eine Unterauflösung zu einer verfälschten



**Abbildung 3.27:** Differenz der Schalleistung des tonalen Interaktionslärms (TIL) und breitbandigen Interaktionslärms (BIL) in Abhängigkeit der Anzahl an radialen Schnitten zum Mittelwert der Schalleistung der letzten 10 Datenpunkte.

Lärmberechnung. In Abbildung 3.27 ist der berechnete tonale und breitbandige Interaktionslärm des DLR UHBR-Fans, des SDT-Fans und des AI-PX 7-CRORs in Abhängigkeit von der radialen Auflösung aufgetragen. An diesen ausgewählten konventionellen Konfigurationen sind ca. 50 radialen Schnitten für die Auflösung bis einschließlich der dritten BPF ausreichend. Sicherheitshalber werden für alle gezeigten Berechnungen in dieser Arbeit 100 Schnitte verwendet.

### 3.4.3 Einfluss der Turbulenzmodelle auf die Lärmvorhersage

Der analytisch berechnete Lärm hängt direkt von den simulierten Strömungsgrößen ab. Daher stellt sich die Frage, inwiefern unterschiedliche Löseereinstellungen, insbesondere unterschiedliche Turbulenzmodelle, einen Einfluss auf die Strömungslösung und infolgedessen auf den berechneten Lärm haben. Je nach gewähltem Turbulenzmodell werden unterschiedlich starke Vereinfachungen getroffen und ggf. hinzuschaltbare Erweiterungen notwendig. Folgende vier Turbulenzmodelle sollen untersucht werden:

- **Wilcox  $k - \omega$ :** Zwei Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie und die spezifische Dissipationsrate mit Boussinesq-Approximation (Wilcox, 1988).
- **Menter SST:** Zwei Transportgleichungen mit Boussinesq-Approximation. Das Modell schaltet zwischen  $k - \omega$  Modell in wandnaher und  $k - \epsilon$  Modell in freier Strömung um. Verbesserte Vorhersage von negativen Druckgradienten durch Begrenzung der Schubspannung (Menter et al., 2003).
- **Hellsten EARS  $k - \omega$ :** Zwei Transportgleichungen und eine zusätzliche algebraische Gleichung zur Berücksichtigung der anisotropen Schubspannung (Hellsten, 2005).
- **SSG/LRR- $\omega$ :** Der anisotrope Reynolds Schubspannungstensor wird direkt durch sieben stark gekoppelte Gleichungen gelöst (Eisfeld, 2010).

Auf Grund der Boussinesq-Approximation in dem Wilcox- und Menter SST-Modell sind zwei Erweiterungen notwendig. Die erste Erweiterung korrigiert die unphysikalisch große Produktion der turbulenten kinetischen Energie im Staupunkt. Die zweite Erweiterung korrigiert die

zu geringe Produktion der turbulenten kinetischen Energie in rotationsbehafteten Strömungen. Eine detaillierte Beschreibung der unterschiedlichen Turbulenzmodelle, der Boussinesq-Approximation und der beiden Erweiterungen ist im Anhang A.1 gegeben.

Als Versuchsobjekt für diese Untersuchung dient der NASA SDT-Fan. Für diesen Prüfstand liegen gemessene Strömungsdaten zwischen den Schaufelreihen und Ergebnisse aus akustischen Messungen vor. Das ermöglicht einen Vergleich sowohl der simulierten turbulenten Größen als auch der berechneten Lärmpegel. Es wird dasselbe numerische Gitter verwendet wie bereits für die Validierung in Kap. 3.3.

### **Einfluss der Staupunktkorrektur auf die turbulenten Größen**

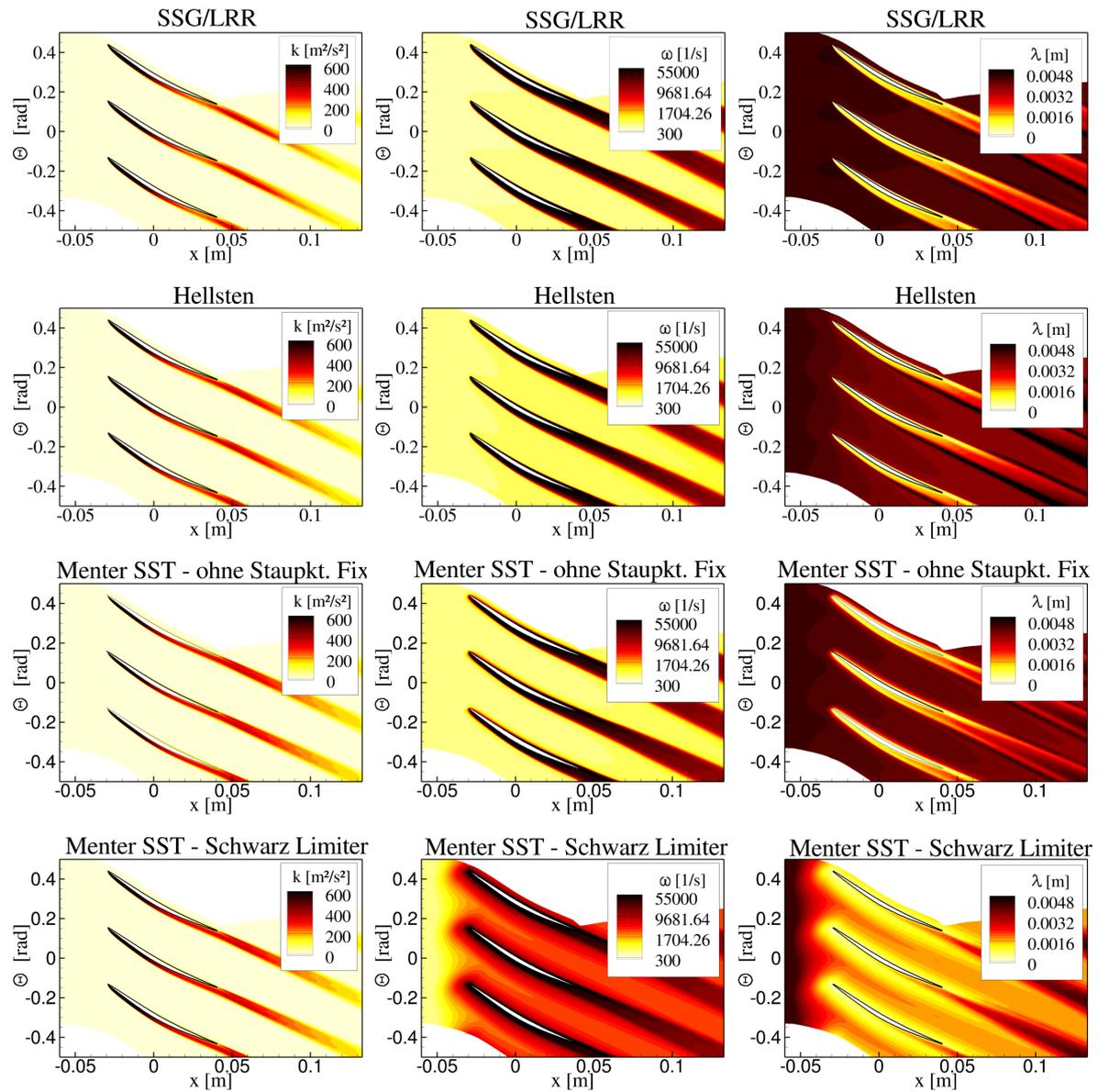
Strahle (1985) und Kato und Launder (1992) haben gezeigt, dass Zweigleichungsmodelle in aerodynamischen Staupunkten, z. B. an Schaufelvorderkanten, auf Grund der Boussinesq-Approximation durch die sehr großen Geschwindigkeitsgradienten eine unphysikalisch große Produktion von turbulenter kinetischer Energie aufweisen. In *TRACE* lässt sich die Produktion der turbulenten kinetischen Energie durch zwei unterschiedliche Ansätze begrenzen: entweder durch eine erhöhte Dissipationsrate basierend auf der Cauchy-Schwarz-Ungleichung oder durch eine Modifikation des Produktionsterms der turbulenten kinetischen Energie nach Kato und Launder (1993) (siehe Anhang A.1). In Abbildung 3.28 ist die turbulente kinetische Energie, die Dissipationsrate und die berechnete integrale Längenskala im Bereich des Mittelschnitts der Rotorschaukeln des SDT-Fans für die unterschiedlichen Turbulenzmodelle und unterschiedlichen Einstellungen bezüglich der Staupunktkorrektur dargestellt.

Das anisotrope SSG/LRR- und das Hellsten-Modell benötigen keine Erweiterung für den Staupunkt. Das Menter SST-Modell beinhaltet bereits eine Limitierung der Schubspannung, welche die Verwendung einer zusätzlichen Korrektur im Staupunkt überflüssig macht. Ganz im Gegenteil ist in den Ergebnissen zu sehen, dass die Verwendung des Schwarz-Limiters die Lösung verschlechtert (siehe unten rechts in Abb. 3.28). Die Dissipationsrate wird nicht nur am Staupunkt selber, sondern auch stromauf und durch Konvektionseffekte entlang der gesamten Schaufel und weit stromab erhöht.

Die zweite Möglichkeit zur Korrektur des Staupunkts nach dem Vorschlag von Kato & Launder ist in Abb. 3.28 nicht dargestellt, da diese keinen Einfluss auf die Ergebnisse der Menter SST-Simulation im Vergleich zu der Simulation ohne Erweiterung zeigt. Der inhärente Limiter des Menter SST-Modells stellt das striktere Kriterium für die Produktion der turbulenten kinetischen Energie dar. Die Limitierung durch das Modell von Kato & Launder hat deshalb keinen Einfluss auf die Lösung.

Das Wilcox-Modell hat keine interne Begrenzung des Produktionsterms und sollte deshalb ausschließlich mit Erweiterung für den Staupunkt verwendet werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde in Abb. 3.28 auf eine Darstellung der Ergebnisse aus der Simulation mit dem Wilcox-Modell verzichtet, da diese weitgehend identisch zu den Ergebnissen aus der Simulation mit dem Menter SST-Modell mit dem Schwarz-Limiter sind.

Da die integrale Längenskala nach Gl. (2.30) mit Hilfe der Dissipationsrate berechnet wird, führt die unphysikalische Erhöhung der Dissipationsrate durch die Staupunktkorrektur auch zu unphysikalisch kleinen Längenskalen, wie unten rechts in Abb. 3.28 zu sehen ist.



**Abbildung 3.28:** Simulierte turbulente kinetische Energie, Dissipationsrate und berechnete integrale Längenskala als Konturdiagramm im Bereich des Mittelschnitts der Rotorschaukel beim *Approach*-Betriebspunkt.

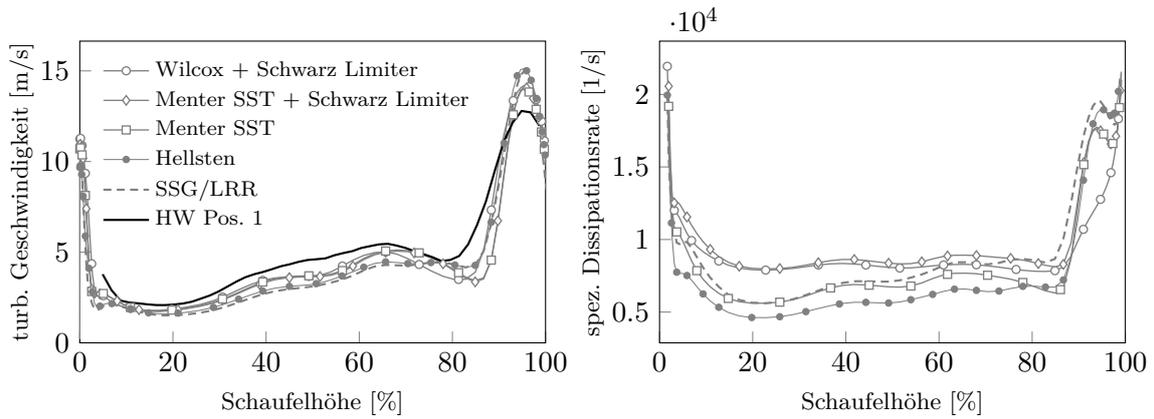
### **Einfluss der Turbulenzmodelle auf die umfangsgemittelte integrale Längenskala**

In Abbildung 3.29 ist zu sehen, dass alle Turbulenzmodelle eine sehr ähnliche umfangsgemittelte turbulente Schwankungsgeschwindigkeit stromab des Rotors an der Position 1 aufweisen und bis auf den Bereich des Blattspitzenwirbels gut mit den Hitzdrahtmessungen übereinstimmen.

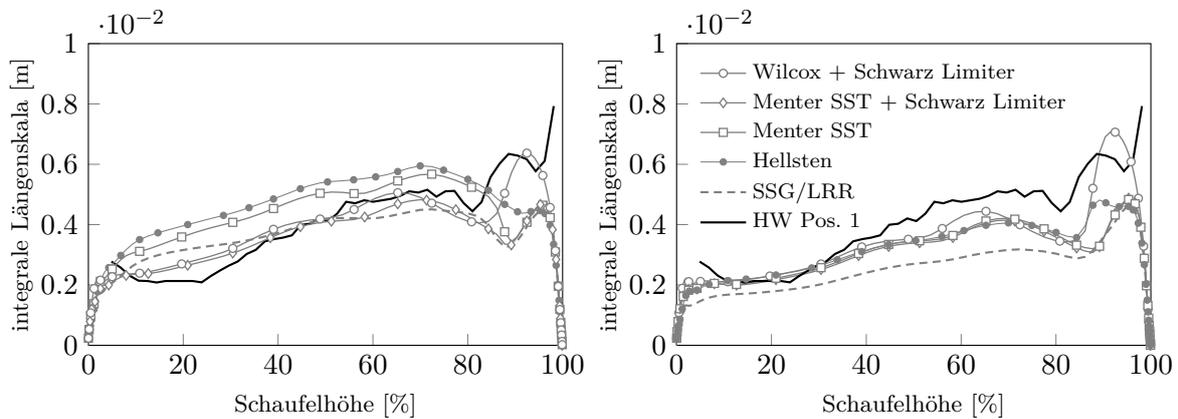
In der umfangsgemittelten Dissipationsrate sind aber deutliche Unterschiede zwischen den Simulationen mit Erweiterung für den Staupunkt und denjenigen ohne Erweiterung vorhanden. Zurückzuführen ist das auf die erhöhte Dissipationsrate durch den Schwarz Limiter. Dementsprechend liefern auch die beiden vorgestellten Berechnungsmethoden für die umfangsgemittelte integrale Längenskala unterschiedliche Ergebnisse, wie in Abb. 3.30 zu sehen ist. Die Berechnung basierend auf den umfangsgemittelten Größen nach Gl. (2.32) zeigt für Simulationen mit Zweigleichungsmodellen und Erweiterung für den Staupunkt eine bessere Übereinstimmung mit den Messergebnissen, als die Simulation mit dem Menter-SST Modell ohne Schwarz Limiter. Die Mittelungsmethode nach Gl. (2.33), mit der Bereiche mit vergleichsweise wenig turbulenter kinetischer Energie herausgefiltert werden, zeigt für die Zweigleichungsmodelle mit und ohne Erweiterung für den Staupunkt nahezu identische Ergebnisse. Dies lässt darauf schließen, dass der Schwarz Limiter zwar zu einer erhöhten Dissipationsrate zwischen den Nachläufen führt (wo wenig turbulente kinetische Energie vorhanden ist), innerhalb der Nachläufe aber die turbulente kinetische Energie und die Dissipationsrate kaum beeinflusst werden. Das Hellsten-Modell liefert bei dieser Mittelungsmethode sehr ähnliche Ergebnisse wie die Zweigleichungsmodelle. Dass die Längenskala aus dem SSG/LRR-Modell eine derart große Abweichung für die gewichtete Mittelungsmethode aufweist, liegt an der deutlich größeren Dissipationsrate im Nachlauf. Dies führt auch zu weniger turbulenter kinetischer Energie weiter stromab, wie in Abb. 3.31 zu sehen ist.

Auffällig ist auch das abweichende Verhalten des Wilcox-Modells im Vergleich zu den anderen Modellen bezüglich der Dissipationsrate im Blattspitzenwirbel (siehe Abb. 3.29). Diese Abweichung führt dann auch zu einem deutlichen Unterschied bei der berechneten integralen Längenskala (siehe Abb. 3.30). Eine mögliche Erklärung für die abweichende Dissipationsrate ist, dass das Wilcox-Modell das einzige Modell ist, welches den Kreuzdiffusionsterm in der Transportgleichung für die Dissipationsrate vernachlässigt.

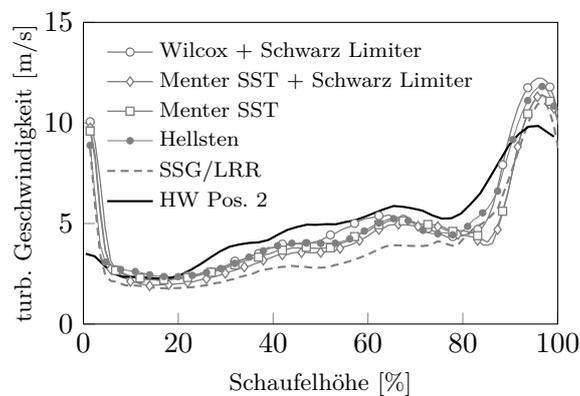
Die Berechnungsmethode nach Gl. (2.33), welcher eine physikalisch motivierte Mittelung zugrunde liegt, liefert insgesamt die robusteren Ergebnisse und stimmt vom Trend her besser mit den Messergebnissen überein.



**Abbildung 3.29:** Umfangsgemittelt quadratisches Mittel der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und der spezifischen Dissipationsrate an Position 1 des SDT-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt.



**Abbildung 3.30:** Integrale Längenskala an der Position 1 des SDT-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt, umfangsgemittelt nach Gl. (2.32) auf der linken Seite und mit gewichteter Umfangsmittelung nach Gl. (2.33) auf der rechten Seite.

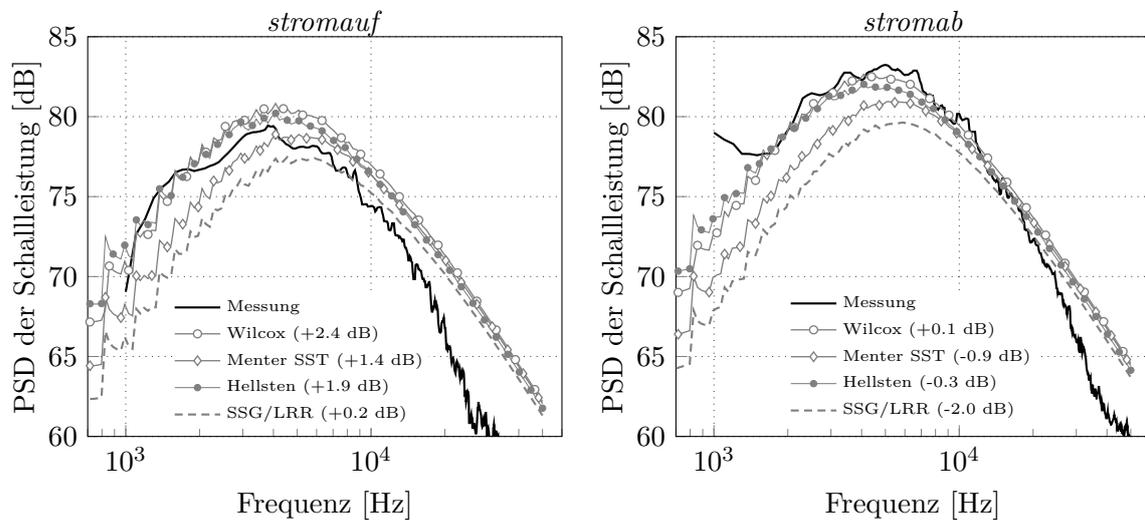


**Abbildung 3.31:** Umfangsgemittelt quadratisches Mittel der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit an der Statorvorderkante des SDT Prüfstandes beim *Approach*-Betriebspunkt.

### Einfluss der Turbulenzmodelle auf den breitbandigen Interaktionslärm

In Abbildung 3.32 sind die berechneten Spektren basierend auf den Simulationen mit den unterschiedlichen Turbulenzmodellen stromauf und stromab der Stufe im Vergleich zu den Messergebnissen zu sehen. Die Simulationen mit den Zweigleichungsmodellen wurden ohne Transition, mit Erweiterung für den Staupunkt nach der Cauchy-Schwarz-Ungleichung und mit Erweiterung für rotationsbehaftete Strömungen nach Bardina durchgeführt.

Bezüglich der integrierten Schalleistung führen die unterschiedlichen Turbulenzmodelle zu einer Varianz von ca. 1 dB. Im Vergleich zu den Messdaten zeigt das Ergebnis basierend auf der Simulation mit dem Wilcox-Modell mit 2.4 dB die größte Abweichung. Für die Simulation mit dem SSG/LRR Modell wird die kleinste Schalleistung berechnet, was auf die geringere turbulente kinetische Energie an der Statorvorderkante, insbesondere im mittleren Bereich der Schaufel zurückzuführen ist (siehe Abb. 3.31). Insgesamt liegt die Varianz der berechneten Schalleistung durch die Turbulenzmodelle bei ca. 2.5 dB.



**Abbildung 3.32:** Spektren des breitbandigen Interaktionslärms des SDT-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt, analytisch berechnet basierend auf RANS-Simulationen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen und gemessen. Die Abweichung der integrierten Schalleistung zu den Messergebnissen ist in der Legende vermerkt.

### Einfluss der Erweiterungen des Menter SST-Modells auf die Lärmvorhersage

Für das häufig verwendete Menter SST-Modell wurde zusätzlich der Einfluss der beiden Erweiterungen für den Staupunkt und für die Rotationseffekte sowie die Berücksichtigung der Transition auf die berechnete Schalleistung untersucht. Die Ergebnisse sind als Differenz zur gemessenen Schalleistung in Tab. 3.4 aufgeführt.

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass der Einfluss der gewählten Staupunktkorrektur auf die Dissipationsrate und infolgedessen auf die berechnete integrale Längenskala recht groß ist. Da die integrierte Schalleistung aber vorrangig von der turbulenten kinetischen Energie abhängig ist, beträgt die Varianz durch die gewählte Staupunktkorrektur lediglich ca. 0.3 dB. Wird die Transition von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung berücksichtigt, führt dies zu einer dünneren Grenzschicht und folgerichtig verringert sich die berechnete Schalleistung um ca. 0.5 dB. Den größten Einfluss auf die Lärmvorhersage hat die Berücksichtigung der Rotationseffekte (ca. 2.4 dB). Durch diese Erweiterung wird die

	Rotation	Transition	Staupunkt	$\Delta$ [dB]
Menter SST	ein	aus	aus	+0.2
Menter SST	ein	aus	Schwarz limiter	-0.1
Menter SST	ein	aus	Kato & Launder	+0.1
Menter SST	ein	ein	Schwarz limiter	-0.5
Menter SST	aus	aus	Schwarz limiter	-2.3
Menter SST	aus	ein	Schwarz limiter	-2.8
Menter SST	aus	ein	Kato & Launder	-2.5

**Tabelle 3.4:** Einfluss der Erweiterungen für die Zweigleichungsmodelle auf den berechneten breitbandigen Interaktionslärm. Aufgeführt ist die Differenz der Schalleistung zu den Messergebnissen des SDT-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt.

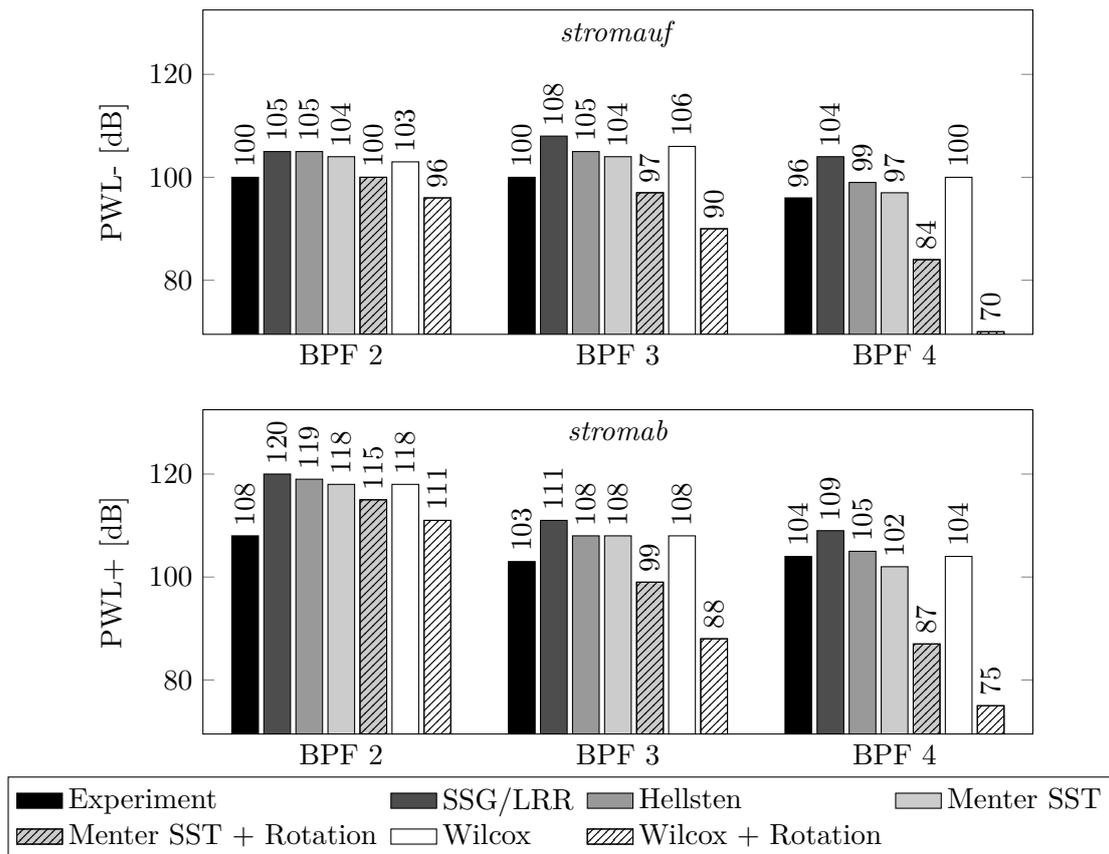
Produktion der turbulenten kinetischen Energie in rotationsbehafteten Strömungen erhöht. Weiter unten wird aber gezeigt, dass durch diese Erweiterung gleichzeitig die Nachläufe in der mittleren Strömung stark gedämpft werden und infolgedessen der tonale Interaktionslärm reduziert wird.

### **Einfluss der Turbulenzmodelle auf den tonalen Interaktionslärm**

In der Masterarbeit von Herthum (2017), die im Rahmen dieser Dissertation betreut wurde, wurde der Einfluss der Turbulenzmodelle auf den berechneten tonalen Interaktionslärm untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass vor allem die Erweiterung für die Rotationseffekte nach Bardina einen großen Einfluss auf den vorhergesagten tonalen Interaktionslärm hat (siehe Abb. 3.33). Während die Erweiterung für die Rotationseffekte die Produktion der turbulenten kinetischen Energie erhöht, scheinen die Defizite der mittleren Strömung (Nachläufe) gedämpft zu werden. Dieser Effekt wird für die höheren Umfangsmodenordnungen stärker, was den Rückschluss zulässt, dass in Strömungsbereichen mit großen Gradienten die Erweiterung von Bardina besonders stark eingreift. Da die Ergebnisse ohne Rotationseffekte deutlich näher bei den Ergebnissen der Modelle zweiter Ordnung liegen, lässt sich schlussfolgern, dass die Erweiterung hier zu einem unphysikalischen Verhalten führt. Herthum hat gezeigt, dass die Unterschiede bei abgelösten Strömungen besonders stark ausgeprägt sind. Der SDT-Fan weist beim *Approach*-Betriebspunkt eine Ablöseblase an der Vorderkante auf. Hier führt die Erweiterung für die Rotationseffekte zu einem Unterschied im analytisch berechneten Lärm von 7 dB im Gesamtschallpegel und bis zu 30 dB bei den einzelnen BPFs.

Auffallend ist auch, dass das SSG/LRR-Modell bei allen BPFs die größte Schalleistung aufweist, während in dem vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, dass das SSG/LRR-Modell die geringste turbulente kinetische Energie erzeugt und damit auch die kleinsten Pegel für den breitbandigen Interaktionslärm aufweist. Möglicherweise lässt diese Beobachtung die Schlussfolgerung zu, dass die Umverteilung der Energie aus der mittleren Strömung zur turbulenten kinetischen Energie in den Transportgleichungen der Zweigleichungsmodelle zu stark ausgeprägt ist.

Insgesamt wird der tonale Interaktionslärm vor allem stromab der Stufe mit allen Modellen überschätzt. Dies kann, wie bereits weiter oben erwähnt, an der zu stark ausgeprägten Ablöseblase an der Vorderkante in der RANS-Simulation liegen.



**Abbildung 3.33:** Einfluss der Turbulenzmodelle auf den tonalen Interaktionslärm des NASA SDT-Fans beim *Approach*-Betriebspunkt, berechnet mit dem RANS-basierten analytischen Verfahren.

### 3.5 Zusammenfassung

Das Verfahren der RANS-basierten analytischen Fanlärmrechnung wurde an drei realistischen Fankonfigurationen angewendet. Diese sind im Einzelnen der ummantelte DLR UHBR-Fan, der ummantelte NASA SDT-Fan und der offene gegenläufige Rotor AI-PX 7. Die analytisch berechneten Schallpegel wurden gegen Ergebnisse aus einem empirischen Verfahren, experimentellen Messungen und direkten numerischen Simulationen verglichen. Die analytisch berechnete Gesamtschalleistung des tonalen Interaktionslärms zeigt an allen drei Konfigurationen eine Abweichung von unter 3 dB im Vergleich zu den Validierungsdaten. Werden einzelne Frequenzen oder Moden verglichen, kann die Abweichung zum Teil deutlich größer ausfallen. Der tonale Eigenlärm konnte ausschließlich am Beispiel des AI-PX 7-CRORs für einen Betriebspunkt im Unterschallbereich validiert werden. Auch hier liegt die Abweichung bei unter 3 dB. Der berechnete breitbandige Interaktionslärm wurde mit Messdaten des SDT-Fans verglichen. Der Vergleich zeigt ebenfalls eine Genauigkeit innerhalb von 3 dB. Im Vergleich zu experimentellen Daten und direkten numerischen Simulationen bedarf die RANS-basierte analytische Lärmberechnung aber eines deutlich geringeren Zeit- und Material- bzw. Rechenaufwandes. Vor diesem Hintergrund sind die Ergebnisse aus den Vergleichen äußerst zufriedenstellend und zeigen das große Potential des RANS-basierten analytischen Ansatzes.

Es wurde außerdem gezeigt, dass die Verwendung des rekonstruierten instationären Strö-

mungsfeldes direkt an den Vorder- bzw. Hinterkanten der Schaufeln für die Berechnung des Interaktionslärms maßgeblich zur Genauigkeit der berechneten Schallpegel beiträgt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die relative Umfangsposition von Nachlauf und Schaufelkante entlang der Kanalhöhe die Anzahl, Position und Phase der resultierenden Dipolquellen auf den Schaufeln beeinflusst. Die kontinuierlich verteilten Dipolquellen interferieren miteinander. Eine Veränderung des Interferenzmusters hat immer auch eine Veränderung des abgestrahlten Schalls zur Folge. Aus dem gleichen Grund führt auch eine Unterauflösung der aerodynamischen Anregung über die Schaufelspannweite zu verfälschten Ergebnissen.

In dem Ansatz der RANS-basierten analytischen Lärmberechnung ist die Qualität der Lärmvorhersage direkt von der Qualität der Simulationsergebnisse abhängig. Es hat sich gezeigt, dass die Wahl des Turbulenzmodells und der Erweiterungen für die Zweigleichungsmodelle durchaus einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Interaktionslärmquellen haben, insbesondere in stark abgelösten Strömungen. Die Turbulenzmodelle unterscheiden sich in ihren Transportgleichungen, welche für die Umverteilung der Energie aus der mittleren Strömung zur turbulenten kinetischen Energie verantwortlich sind und damit sowohl den berechneten tonalen als auch breitbandigen Interaktionslärm beeinflussen. Dieser Transfer wird auch maßgeblich durch die Erweiterung für die Rotationseffekte verstärkt, wodurch die berechneten Interaktionstöne zu den höheren Frequenzen hin stark reduziert werden, während die Schalleistung des breitbandigen Interaktionslärms erhöht wird. Die Erweiterungen für den Staupunkt führen zu einer unphysikalisch hohen Dissipationsrate in der Schaufelumgebung und infolgedessen wird die berechnete integrale Längenskala verfälscht. Den besten Kompromiss hinsichtlich der Anforderung an die Auflösung des numerischen Gitters, der numerischen Stabilität und der Qualität der Strömungslösung im Vergleich zu höherwertigen Modellen, wie z. B. dem SSG/LRR-Modell, lieferte das Menter SST-Modell ohne Erweiterung für den Staupunkt und ohne Erweiterung für die Rotationseffekte.

Nachdem in diesem Kapitel gezeigt wurde, dass mit dem in Kapitel 2 weiterentwickelten RANS-basierten analytischen Ansatz der Fanlärm von realistischen Fanstufen mit zufriedenstellender Genauigkeit berechnet werden kann, wird im nächsten Kapitel das Verfahren für die akustische Optimierung von Fanstufen verwendet.

## 4 Anwendung des Verfahrens in der aeroakustischen Optimierung von Fanstufen

In diesem Kapitel wird das Verfahren der RANS-basierten analytischen Lärmvorhersage zur gezielten Optimierung der Lärmemission von zwei Fanstufen verwendet. In der ersten Optimierung werden an dem Frontrotor des bereits vorgestellten gegenläufigen offenen Fans AI-PX 7 Hinterkantenzacken implementiert und diese hinsichtlich ihrer Anzahl und Tiefe mit dem Ziel optimiert, den tonalen Interaktionslärm zu reduzieren. In der zweiten Optimierung wird eine ummantelte Fanstufe mit sehr hohem Nebenstromverhältnis multidisziplinär mit dem Ziel optimiert, sowohl die höchstmögliche aerodynamische Effizienz beim *Cruise*-Betriebspunkt als auch die geringstmögliche Lärmemission bei den akustischen Zertifizierungspunkten zu erreichen. Anhand dieser Pilotanwendungen, lassen sich die Robustheit und die Plausibilität der akustischen Ergebnisse des Lärmvorhersageverfahrens im Rahmen einer multidisziplinären Optimierungsprozesskette bewerten.

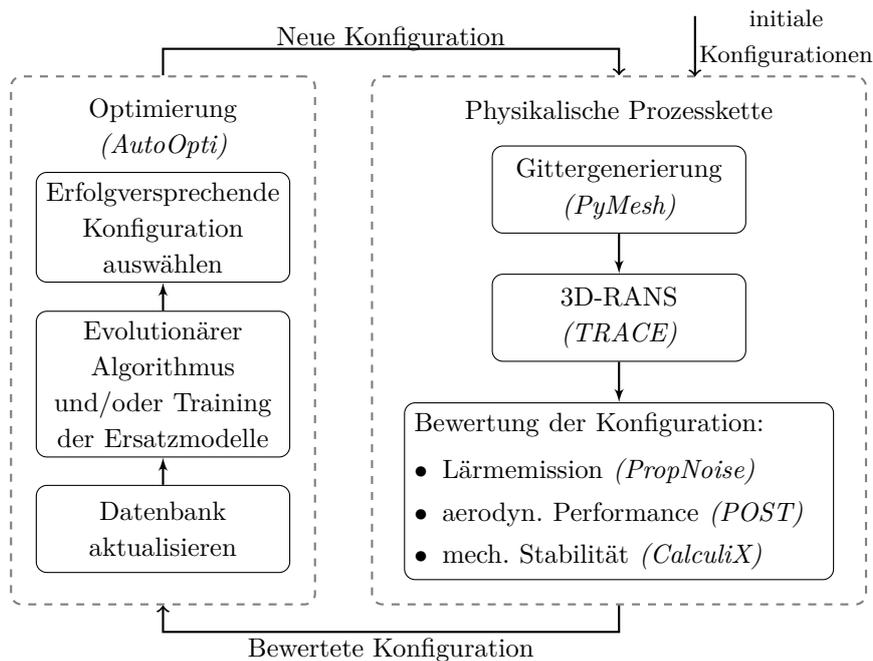
Die Identifikation und Bewertung der wichtigsten Lärmreduzierungsmechanismen und der Trends zwischen den Designgrößen und der Lärmemission auf Basis der Optimierungsergebnisse erfolgt in Kap. 5.

### 4.1 Prozesskette für die multidisziplinäre Optimierung einer Fanstufe

Für die multidisziplinäre Optimierung der Fanstufen wird das Tool *AutoOpti* verwendet, welches in der Abteilung Fan und Verdichter des DLR Instituts für Antriebstechnik entwickelt wird (Voß et al., 2006, 2014; Aulich et al., 2014). Zu Beginn der Optimierung werden mit dem Latin Hypercube-Verfahren im Parameterraum geschickt verteilte Konfigurationen erzeugt, mit der physikalischen Prozesskette bewertet und in einer Datenbank abgelegt (siehe Abb. 4.1). Allen Konfigurationen wird ein Pareto-Rang zugeordnet. Die Pareto-Front wird durch alle Konfigurationen gebildet, für die keine andere Konfiguration in der Datenbank vorhanden ist, wo einer der Zielfunktionswerte besser ist, ohne dass gleichzeitig mindestens ein anderer Zielfunktionswert schlechter ist.

Da in den akustischen Optimierungen für diskrete Schaufelzahlen sprunghafte Zielfunktionswerte hinsichtlich der Lärmemission zu erwarten sind, werden evolutionsbasierte Strategien verwendet. Diese benötigen keinen Gradienten für die Optimierung und daher muss das Optimierungsproblem nicht differenzierbar sein. Evolutionsbasierte Strategien erzeugen durch Kreuzung und Mutation von vielversprechenden Konfigurationen iterativ bzw. evolutionär neue Konfigurationen.

Optimierungen mit großen Parameterräumen und langen Prozesskettenlaufzeiten können durch statistische Approximationsverfahren beschleunigt werden. Dazu wird ein sogenanntes Ersatzmodell mit der aktuellen Datenbank trainiert und auf diesem Ersatzmodell wer-



**Abbildung 4.1:** Verwendete Prozesskette für die multidisziplinäre Optimierung.

den dann mit den evolutionsbasierten Strategien Suboptimierungen durchgeführt. Auf Basis des *Expected Volume Gain*-Kriteriums werden innerhalb der Suboptimierung neue Konfigurationen gesucht, die unter Berücksichtigung der Unsicherheit in der Vorhersage durch das Ersatzmodell einen möglichst großen Volumenzuwachs gegenüber der aktuellen Pareto-Front aufweisen (siehe Voß et al., 2014).

In der Optimierung des UHBR-Fans ist der verwendete Parameterraum sehr groß und die Prozesskettenlaufzeit auf Grund der vier berücksichtigten Betriebspunkte sehr lang. Daher wurde die Optimierung mit dem Kriging-Ersatzmodell<sup>1</sup> beschleunigt. Das Kriging-Metamodell hat gegenüber den häufig verwendeten neuronalen Netzwerken zwei sehr wichtige Vorteile. Zum einen weist das Modell ein besseres Extrapolationsverhalten auf, wodurch sinnvolle Aussagen auch über Bereiche im Parameterraum getroffen werden können, über die es noch keine Informationen gibt. Gerade in Optimierungen, bei denen durch die Größe des Parameterraums nicht ausreichend initiale Konfigurationen vorhanden sind, ist dies eine äußerst wichtige Eigenschaft des verwendeten Ersatzmodells. Zum anderen müssen in die Initialisierung des Kriging-Modells so gut wie keine Vorkenntnisse einfließen, während die Qualität der Ergebnisse eines neuronalen Netzwerks stark von der gewählten Netztopologie, also der Netzstruktur und der Anzahl der Gewichte abhängt. Detaillierte Informationen über die Implementierung und Anwendung des Kriging-Verfahrens in *AutoOpti* sind bei Schmitz (2013) zu finden.

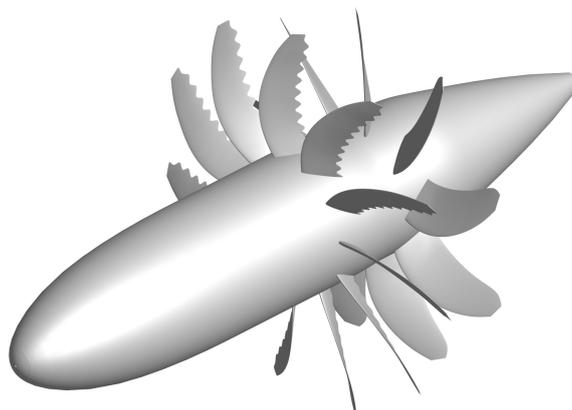
Der iterative Prozess, Konfigurationen mit der physikalischen Prozesskette zu bewerten, in die Datenbank aufzunehmen und neue Konfigurationen zu generieren, wird solange fortgeführt, bis das vorgegebene Konvergenzkriterium erfüllt wird oder ein manueller Abbruch erfolgt.

<sup>1</sup>Die Methode wurde ursprünglich von Krige (1951) entwickelt, um Orte im Bergbau, die noch nicht vermessen wurden, durch Interpolation der umliegenden Messwerte zu bestimmen.

## 4.2 Optimierung von Hinterkantenzacken zur Tonallärmreduktion

Gegenläufige offene Rotoren können in bestimmten Anwendungsbereichen bis zu 25% Kraftstoffersparnis im Vergleich zu konventionellen Mantelstromtriebwerken erreichen (Guérin et al., 2014). Ein Nachteil dieser Triebwerke ist die hohe Lärmemission durch die fehlende Abschirmung der Ummantelung und den darin integrierten Linern. Insbesondere beim Startvorgang ist die Anforderung an eine möglichst geringe Lärmemission gepaart mit dem Bedarf an einem hohen Schub immer noch eine Herausforderung (Hall et al., 2014). Durch unterschiedliche Designmaßnahmen kann der Fanlärm reduziert werden. Ein erhöhter Abstand der beiden Rotoren verringert den Interaktionslärm (Dittmar et al., 1988). Gleichzeitig wird der Abstand aber limitiert durch Restriktionen bezüglich des Gewichts und des zur Verfügung stehenden Bauraums. Eine weitere Maßnahme besteht darin, den zweiten Rotor zu kürzen, um die Interaktion mit dem Blattspitzenwirbel des ersten Rotors zu verhindern (Woodward und Gordon, 1988). Im Gegenzug muss die Belastung des zweiten Rotors erhöht werden, um die Gesamtperformance konstant zu halten, was wiederum zu erhöhtem Eigenlärm führen kann. Auch die Pfeilung der Schaufeln kann zu einer verminderten Lärmemission führen. Durch die Pfeilung wird der zur Schaufel normale Anteil der relativen Machzahl reduziert, so dass auch bei maximalem Schub keine Stöße entstehen und der damit verknüpfte Lärm verhindert wird. Außerdem kann die Pfeilung auch zur Reduktion des Interaktionslärms beitragen. Durch die unterschiedliche Konvektionslänge der Nachläufe über die Schaufelhöhe kommt es zu einer Phasenverschiebung der resultierenden Dipolquellen und infolgedessen ggf. zu destruktiven Interferenzen und damit zu einer verminderten Lärmabstrahlung (Carazo et al., 2011). Eine weitere Möglichkeit, den Interaktionslärm zu reduzieren, ist die Beeinflussung der Nachläufe. Um das Defizit der Strömungsgeschwindigkeit in den Nachläufen zu reduzieren, haben Akkermans et al. (2013) das Ausblasen von Druckluft aus den Hinterkanten des vorderen Rotors simuliert. Durch das kleinere Geschwindigkeitsdefizit konnte der tonale Interaktionslärm reduziert werden, begleitet allerdings von einem Verlust an aerodynamischen Wirkungsgrad durch den Bedarf an Druckluft.

Gezackte Hinterkanten stellen eine passive Methode zur Beeinflussung der Nachläufe dar und wurden bereits intensiv zur Reduktion des breitbandigen Hinterkantenlärms untersucht (Howe, 1991; Finez et al., 2011; Gruber et al., 2012; Sinayoko et al., 2014). Bezüglich der Reduktion von tonalem Interaktionslärm durch Hinterkantenzacken gibt es kaum veröffentlichte Studien. Geiger (2004) untersuchte den Einfluss von Hinterkantenzacken an Verdichterschaukeln in einer linearen Kaskade. Je tiefer die Zacken ausgeführt wurden, desto schneller war die Ausmischung der Nachläufe. Dieser Effekt ist am stärksten an der Zackenspitze, während im Zackental die kleinste Ausmischung gemessen wurde. Geiger folgerte daraus, dass durch die beschleunigte Ausmischung die Anregung der stromab liegenden Schaufeln geringer werden sollte und demzufolge auch der tonale Interaktionslärm reduziert werden sollte. Weckmüller und Guérin (2012) untersuchten den Einfluss von Hinterkantenzacken auf den tonalen Interaktionslärm des gegenläufigen offenen Rotors AI-PX 7 (siehe Abb. 4.2). Weckmüller verlängerte die Sehnenlänge der Schaufeln derart, dass unabhängig von der Anzahl und Tiefe der Zacken die Gesamtoberfläche der Schaufeln konstant bleibt, mit dem Ziel, die aerodynamische Performance möglichst unverändert zu belassen. Eine konstante aerodynamische Performance, insbesondere ein konstanter Schub, ist unerlässlich, da eine Veränderung des Schubs überproportional den emittierten Lärm verändert. Auf Grund der hohen Rechenkosten konnte Weckmüller nur eine Konfiguration instationär simulieren. Ein Vergleich mit der



**Abbildung 4.2:** Gegenläufiger offener Rotor AI-PX 7 mit optimierten Hinterkantenzacken.

Referenzgeometrie zeigte eine Lärmreduktion von 0.2 dB, verknüpft allerdings mit einem verringerten Schub.

Durch die Verwendung des Verfahrens zur RANS-basierten analytischen Berechnung des Fanlärms wird es möglich, eine akustische Optimierung basierend auf stationären Simulationen durchzuführen. Auf diese Weise können sehr viel mehr Variationen bewertet werden. Ziel der Optimierung ist es, durch eine optimale Anzahl und Tiefe der Zacken den tonalen Interaktionslärm zu reduzieren. Neben den Zacken wird auch die Rotordrehzahl minimal angepasst, um zu gewährleisten, dass der Schub mindestens auf dem Niveau der Referenzgeometrie liegt.

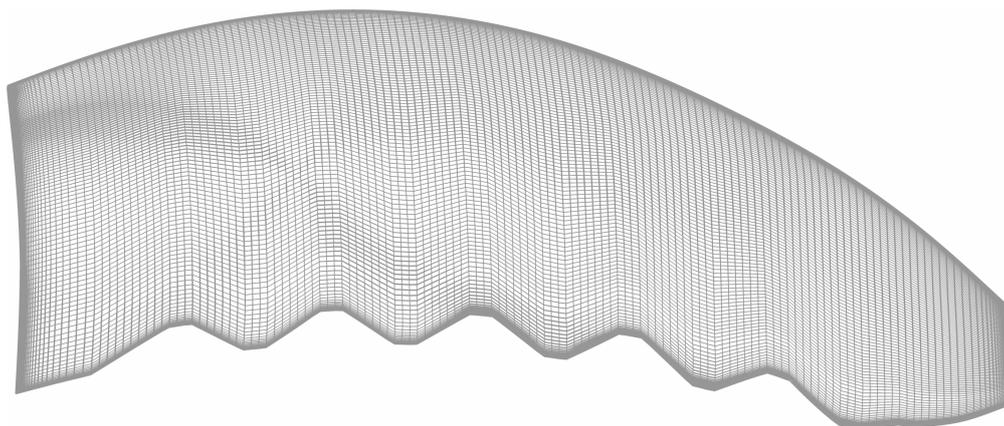
#### 4.2.1 Optimierung

Die Freiheitsgrade der Optimierung sind in Tab. 4.1 aufgelistet. Neben der Zackenanzahl und -tiefe wurde auch eine geringfügige Erhöhung der Rotordrehzahl freigegeben, um die durch die Hinterkantenzacken verursachten aerodynamischen Verluste kompensieren zu können. Eine Nebenbedingung stellt sicher, dass nur Konfigurationen berücksichtigt werden, die mindestens den Schub der Referenzgeometrie erreichen. Die maximal erlaubte Erhöhung der Rotordrehzahl von 7.5‰ führt mit dem Skalierungsgesetz, dass der Lärm mit  $50 \log N$  korreliert, zu einer vernachlässigbar kleinen Abweichung der Schalleistung von  $\sim 0.16$  dB. Zielfunktion ist die Reduktion des tonalen Interaktionslärms.

Freiheitsgrad	Bereich
Zackenanzahl	0 – 20
Zackentiefe	0 – 0.15 Sehnenlänge
Erhöhung der Rotordrehzahl	0 – 7.5 ‰

**Tabelle 4.1:** Parameterraum für die Optimierung der Hinterkantenzacken.

Das Rechengitter wurde für die Optimierung gegenüber dem, welches in Abschnitt 3.2 verwendet wurde, leicht modifiziert. Um die Hinterkantenzacken aufzulösen, wurde das Netz im Bereich des ersten Rotors in alle drei Raumrichtungen mit 2 Millionen zusätzlichen Zellen deutlich verfeinert (siehe Abb. 4.3).



**Abbildung 4.3:** Netz auf der Schaufeloberfläche mit optimierten Hinterkantenzacken.

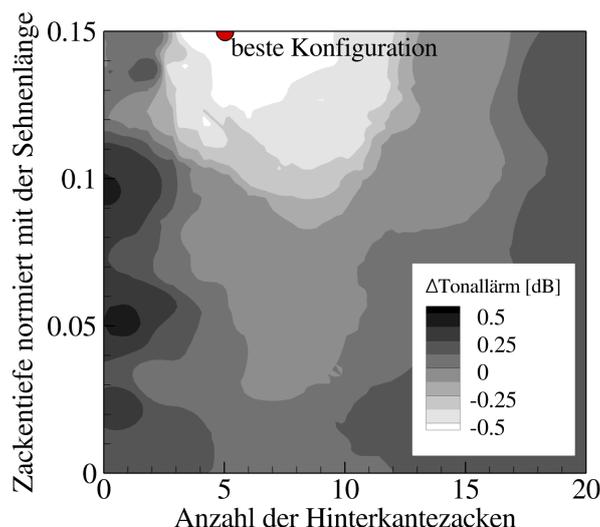
Die akustische Bewertung der Konfigurationen wird mit dem Ansatz der RANS-basierten analytischen Berechnung des Fanlärms durchgeführt. Auf eine Rekonstruktion des Nachlaufs und des Potentialfeldes wird verzichtet, da die Hinterkantenzacken zu einer stark verdrallten, dreidimensionalen Strömung führen und dies die Annahmen des Rekonstruktionsmodells verletzt. Die Strömungsstörungen werden nahe der *Mixing Plane* extrahiert. Wie in Abschnitt 3.4.1 gezeigt wurde, führt das zwar zu einer Überschätzung des Lärms, diese sollte aber für alle Konfigurationen gleich groß sein und somit keinen Einfluss auf die Trends in der Optimierung nehmen.

### 4.2.2 Ergebnisse

Insgesamt wurden 124 Konfigurationen erzeugt, von denen 78 die Nebenbedingung des minimal geforderten Schubs erfüllten. Abbildung 4.4 zeigt ein interpoliertes Konturdiagramm der Lärmreduktion in Abhängigkeit von der Anzahl und Tiefe der Hinterkantenzacken. Die größte Lärmreduktion wird im Bereich von 4 bis 9 Hinterkantenzacken mit großer Zackentiefe erreicht. Es sei darauf hingewiesen, dass die Schalleistung des Tonallärms in Abb. 4.4 auch von dem erzielten Schub der optimierten Konfigurationen abhängt. Zwar wurde in der Optimierung ein minimaler Schub per Nebenbedingung erzwungen, ein höherer Schub als in der Referenzkonfiguration war aber durchaus erlaubt. Durch die Variation im Schub kommt es auch auf den Achsen, wo entweder die Anzahl oder die Tiefe der Zacken Null ist, zu einer Variation des Tonallärms. Bei der besten Konfiguration wird mit 5 Zacken und einer Zackentiefe von 15% der Sehnenlänge am Mittelschnitt eine Reduktion von ca. 0.5 dB erreicht. In der Optimierung wurden lediglich die Frequenzen bis zur 49. Harmonischen der Rotordrehzahl berücksichtigt. Werden auch die höheren Frequenzen bis zur 172. Harmonischen berücksichtigt, beträgt die Reduktion ca. 1 dB bei nahezu identischem Schub und aerodynamischer Performance im Vergleich zu der Referenzgeometrie ohne Hinterkantenzacken. Dass die beste Konfiguration bei maximal erlaubter Zackentiefe gefunden wurde, ist ein Indiz dafür, dass das Optimum möglicherweise außerhalb des verwendeten Parameterraums liegt.

### Aerodynamische Performance

Durch die Hinterkantenzacken kommt es zu einem Schubverlust, der in der Optimierung durch



**Abbildung 4.4:** Reduktion der Gesamtschalleistung des tonalen Eigen- und Interaktionslärms in Abhängigkeit von der Anzahl und Tiefe der Hinterkantenzacken.

eine Anpassung der Rotordrehzahl ausgeglichen wurde. Dabei wird die Drehzahl beider Rotoren gleichermaßen variiert, um das Drehzahlverhältnis und damit den Zuströmwinkel des zweiten Rotors möglichst konstant zu belassen. Der Ausgleich des Schubverlusts am ersten Rotor durch eine gleichmäßige Drehzahlerhöhung beider Rotoren führt zu einer geringfügigen Schubumverteilung vom ersten zum zweiten Rotor, wie in Tab. 4.2 zu sehen ist. Ein verringerter Schub am ersten Rotor könnte auch für die Lärminderung verantwortlich sein. In Abschnitt 5.1.3 wird aber gezeigt, dass der reduzierte Schub nicht die maßgebliche Ursache für die Lärminderung ist.

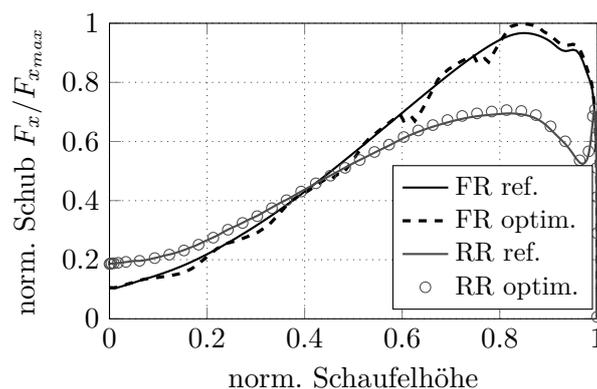
	Drehzahl	Vortriebswirkungsgrad $\eta = \frac{F_x U_\infty}{P_{shaft}}$	Schub $F_x$
FR	+0.55%	+0.15%	-0.86%
RR	+0.55%	0.0%	+0.72%
total		+0.15%	-0.18%

**Tabelle 4.2:** Aerodynamische Performance der Konfiguration mit optimierten Hinterkantenzacken relativ zu der Performance der Referenzgeometrie.

Da die Zackentiefe über die Schaufelhöhe konstant ausgeführt ist und die Sehne mit der Schaufelhöhe abnimmt, wird der Einfluss der Zacken auf die Schubverteilung über die Schaufelhöhe größer, wie in Abb. 4.5 zu sehen ist.

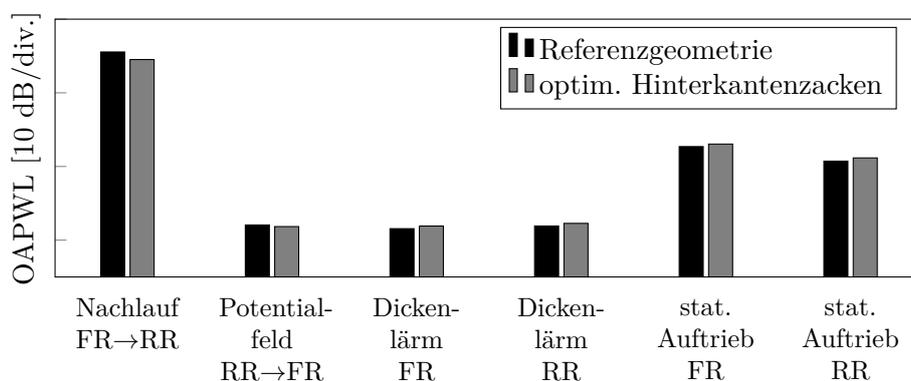
### Akustische Performance

In der Optimierung wurde sowohl der tonale Interaktionslärm als auch der tonale Eigenlärm berücksichtigt. Abbildung 4.6 zeigt den Einfluss der Hinterkantenzacken auf die verschiedenen Lärmquellen. Da das Strömungsfeld an der *Mixing Plane* extrahiert wurde, kann zwischen Nachlauf, Potentialfeld und Blattspitzenwirbel vom ersten Rotor nicht differenziert werden. Aus den Ergebnissen aus Abschnitt 3.2 ist aber bekannt, dass der Lärm aus der Interaktion mit dem Nachlauf deutlich größer ist als der durch die Interaktion mit dem Potentialfeld. Der Blattspitzenwirbel wird durch die Hinterkantenzacken kaum beeinflusst, da die höchsten 10%



**Abbildung 4.5:** Veränderung der radialen Schubverteilung durch die Hinterkantenzacken.

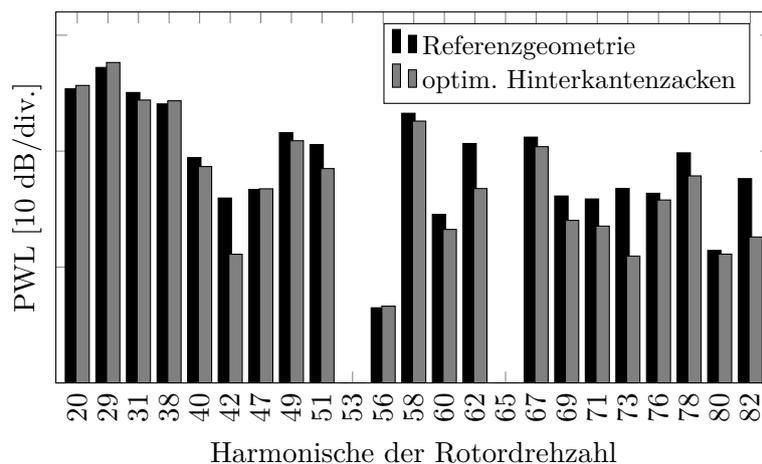
der Schaufelhöhe nicht verändert werden. Dies macht sich auch durch den kaum veränderten Schub in diesem Bereich bemerkbar, wie in Abb. 4.5 zu sehen ist. Demnach ist die Veränderung im tonalen Interaktionslärm, erzeugt durch das instationäre Strömungsfeld des ersten Rotors, ausschließlich auf den veränderten Nachlauf zurückzuführen. Alle Eigenlärmquellen werden auf Grund der erhöhten Rotordrehzahl etwas lauter. Die Schallerzeugung durch die Interaktion des Potentialfeldes vom zweiten Rotor mit dem ersten Rotor wird durch die Hinterkantenzacken minimal geringer. Dies lässt sich auf die Verschiebung der resultierenden Dipole in Achs- und Umfangsrichtung und die damit verknüpften Phasenverschiebungen zurückführen.



**Abbildung 4.6:** Einfluss der optimierten Hinterkantenzacken auf die Gesamtschalleistung der verschiedenen tonalen Lärmquellen.

Die Interaktion des zweiten Rotors mit dem Nachlauf des ersten Rotors ist eindeutig die dominante Lärmquelle. Abbildung 4.7 zeigt den Einfluss der Hinterkantenzacken auf die einzelnen Interaktionstöne. Die Frequenz der Interaktionstöne ergibt sich dabei aus der Summe der Harmonischen der Blattfolgefrequenz des ersten und des zweiten Rotors ( $f = hB_1f_1 + kB_2f_2$ ), wobei bei dem AI-PX 7 die Drehfrequenz des zweiten Rotors gerade der negativen Drehfrequenz des ersten Rotors entspricht ( $f_2 = -f_1$ ).

Die ersten beiden Töne sind dominant im Spektrum und werden durch die Hinterkantenzacken etwas lauter. Die Töne bei den höheren Frequenzen hingegen werden größtenteils durch die Hinterkantenzacken leiser. Der Trend, dass höhere Frequenzen durch die Hinterkantenzacken stärker beeinflusst werden, wurde auch von Weckmüller und Guérin (2012) in der instationä-



**Abbildung 4.7:** Vergleich der Schalleistung der Interaktionstöne der Referenzgeometrie und der Geometrie mit optimierten Hinterkantenzacken.

ren Simulation beobachtet. Weckmüller postulierte, dass radiale Interferenzen zur Lärmmin- derung beitragen, konnte dies aber durch das numerisch berechnete Schallfeld nicht weiter belegen. Durch die analytische Modellierung der Schallentstehung in dem hier verwendeten Ansatz lässt sich der Mechanismus der Lärmmin- derung physikalisch nachvollziehen, unter der Einschränkung, dass die entsprechenden Mechanismen auch tatsächlich modelliert sind. Eine entsprechende Untersuchung und die Erläuterung zum Lärmmin- derungsmechanismus der Hinterkantenzacken wird in Abschnitt 5.1.3 gegeben.

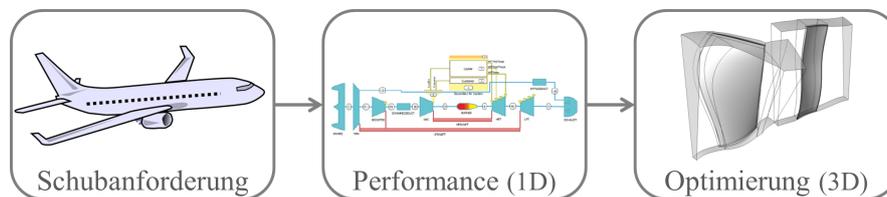
Im nächsten Abschnitt wird die zweite akustische Optimierung vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit mit dem Verfahren der RANS-basierten analytischen Lärmberechnung durchge- führt wurde.

### 4.3 Aeroakustische Optimierung einer UHBR-Fanstufe

In der im Folgenden vorgestellten Optimierung soll eine vollständige Neuauslegung einer modernen Fanstufe mit einem sehr großen Nebenstromverhältnis erfolgen. Durch die multidisziplinäre Optimierung der Fanstufe soll sowohl eine möglichst geringe Lärmemission bei den akustischen Zertifizierungspunkten als auch ein möglichst hoher aerodynamischer Wirkungsgrad im Reiseflug, bei gleichzeitiger Berücksichtigung der mechanischen Stabilität realisiert werden. Insbesondere werden die aerodynamische Schaufelbelastung bzw. die Rotordrehzahl und die Schaufelanzahl in einem großen Bereich variiert. Durch die Optimierung entsteht eine umfangreiche Datenbank an unterschiedlichen Fankonfigurationen mit unterschiedlichen aerodynamischen, geometrischen und akustischen Eigenschaften. Diese Datenbank wird in Kap. 5 dazu verwendet, den Einfluss verschiedener Designparameter auf die Schallemission zu untersuchen und die wichtigsten Lärminderungsmechanismen zu identifizieren.

#### 4.3.1 Szenario

Die Fanstufe wird für ein generisches Triebwerk ausgelegt, welches die Schubanforderungen eines modernen, zweistrahligen Langstreckenflugzeugs für 200 bis 300 Passagiere erfüllen soll. Mit Hilfe des Programmsystems *GTab-Performance* (R. G. Becker et al., 2015), welches in der Abteilung Triebwerk des DLR Instituts für Antriebstechnik entwickelt wurde, wird mit einem 1D-Verfahren ein Triebwerksvorentwurf durchgeführt, anhand dessen sich der Schubbedarf an die Fanstufe berechnen lässt (siehe Abb. 4.8).



**Abbildung 4.8:** Entwicklung des Szenarios für die Optimierung der Fanstufe.

Um dem Trend moderner Triebwerke von größer werdenden Nebenstromverhältnissen und damit verknüpft kleiner werdenden Fandruckverhältnissen zu folgen, wurde das Fandruckverhältnis im *Cruise*-Betriebspunkt auf  $\Pi_{Fan} \sim 1.31$  und die axiale Machzahl im Einlauf auf  $M_{ax} \sim 0.68$  festgelegt. Lengyel-Kampmann (2015) hat in einer umfangreichen aerodynamischen Optimierung gezeigt, dass der optimale isentrope Wirkungsgrad für einen isolierten Fan bei  $\Pi_{Fan} \sim 1.35$  und  $M_{ax} \sim 0.61$  liegt. Wird allerdings der Brennstoffverbrauch für eine vollständige Flugmission als Auslegungskriterium verwendet, liegt das optimale Fandruckverhältnis im Bereich  $1.3 < \Pi_{Fan} < 1.36$ , gepaart mit der axialen Machzahl im Bereich  $0.63 < M_{ax} < 0.69$ , wie Otten und Lengyel-Kampmann (2016) gezeigt haben. Zusammen mit der Schubanforderung ergibt sich der Triebwerksdurchmesser zu 3.2 Meter. Beim *Side-line*-Betriebspunkt muss das generische Triebwerk ca. 350 kN Schub liefern. Das liegt in dem Bereich der modernen Triebwerke Trent 900 und Trent 1000 der Firma Rolls Royce plc, allerdings bei einem deutlich größeren Nebenstromverhältnis von ca. 19, während die Trent-Triebwerke ein Nebenstromverhältnis von ca. 9 bzw. 11 aufweisen. Das sehr große Nebenstromverhältnis, gepaart mit dem vergleichsweise kleinen Fandruckverhältnis, würde bei den

Betriebspunkt	Massenstrom [kg/s]	Drehzahl [1/min]	Flughöhe [m]
<b>OP0:</b> <i>Cruise</i>	575.86	1600 – 2000	10668
<b>OP1:</b> Pumpgrenzenabstand	$0.96 \cdot \dot{m}_{OP0}$	$rpm_{OP0}$	10668
<b>OP2:</b> <i>Sideline</i>	1390.5	$0.925 \cdot rpm_{OP0}$	0
<b>OP3:</b> <i>Approach</i>	880	$0.562 \cdot rpm_{OP0}$	0

**Tabelle 4.3:** Definition der Betriebspunkte, die in der Optimierung berücksichtigt werden.

Betriebspunkten *Sideline* und *Approach* zum Pumpen der Fanstufe führen (Cumpsty, 2010; Michel, 2011). Aus diesem Grund wird die Verwendung einer verstellbaren Düse notwendig. Die variable Düse führt zwar durch zusätzliche Bauteile zu einer Zunahme des Triebwerksgewichtes, ermöglicht allerdings das Triebwerk im gesamten Drehzahlbereich bei nahezu optimaler aerodynamischer Effizienz zu betreiben und dementsprechend auch mit geringerer Lärmemission. Neben dem *Cruise*-Betriebspunkt und dem Betriebspunkt, der den Pumpgrenzenabstand sicherstellen soll, werden in der Optimierung zusätzlich die beiden akustischen Zertifizierungspunkte *Approach* und *Sideline* berücksichtigt. Da der dritte akustische Zertifizierungspunkt *Cutback* gegenüber dem *Sideline*-Betriebspunkt nur einen leicht reduzierten Schub aufweist, wird dieser Betriebspunkt in der Optimierung zugunsten geringerer Rechenkosten nicht berücksichtigt.

Anhand der genannten Randbedingungen lassen sich mit *GtLab-Performance* die verschiedenen Betriebspunkte berechnen (siehe Tab. 4.3). Die Düsenaustrittsfläche muss für den *Sideline*-Betriebspunkt um 17.5% und für den *Approach*-Betriebspunkt um 18.5% relativ zum *Cruise*-Betriebspunkt vergrößert werden.

In Abbildung 4.9 ist das Kennfeld der Fanstufe zu sehen, welches beispielhaft mit einer Startkonfiguration der Optimierung gerechnet wurde. Zusätzlich sind die Betriebspunkte eingezeichnet, die in der Optimierung berücksichtigt werden.

### 4.3.2 Optimierung

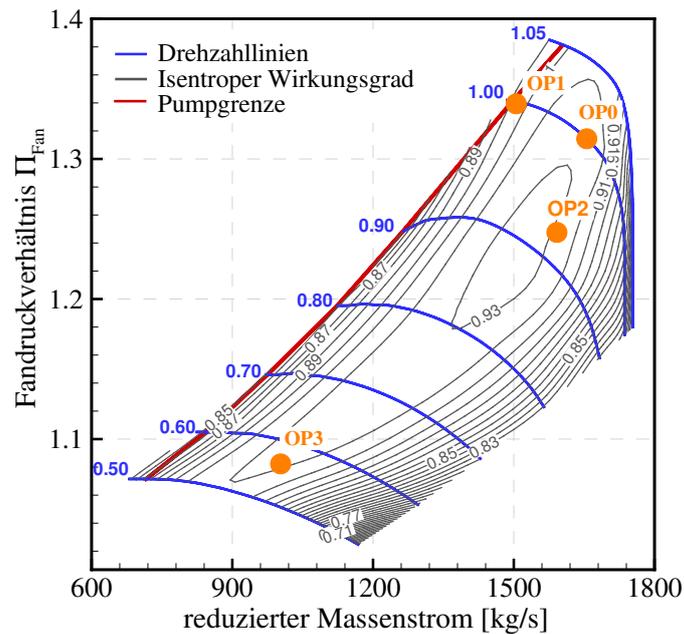
Die verwendete Prozesskette zur multidisziplinären Optimierung der Fanstufe wurde in Abschnitt 4.1 erläutert.

#### Zielfunktionen und Nebenbedingungen

Erfahrungsgemäß sollten in der Optimierung nicht mehr als drei Zielfunktionen verwendet werden. Davon wird eine Zielfunktion für die aerodynamische Effizienz beim Reiseflug verwendet. Da Tonal- und Breitbandlärm separat optimiert werden sollen, müssen die beiden akustischen Zertifizierungspunkte *Approach* und *Sideline* jeweils aufsummiert in einer Zielfunktion berücksichtigt werden.

- **Z1:** Maximierung des isentropen Wirkungsgrades beim *Cruise*-Betriebspunkt (OP0).
- **Z2:** Minimierung der Schalleistung des tonalen Eigen- und Interaktionslärms; linear aufsummiert über die beiden Betriebspunkte *Sideline* (OP2) und *Approach* (OP3).
- **Z3:** Minimierung der Schalleistung des breitbandigen Interaktionslärms; linear aufsummiert über die beiden Betriebspunkte *Sideline* (OP2) und *Approach* (OP3).

Folgende Nebenbedingungen müssen von allen Konfigurationen erfüllt werden:



**Abbildung 4.9:** Kennfeld einer Optimierungskonfiguration und die Betriebspunkte OP0-OP3, die in der Optimierung berücksichtigt werden.

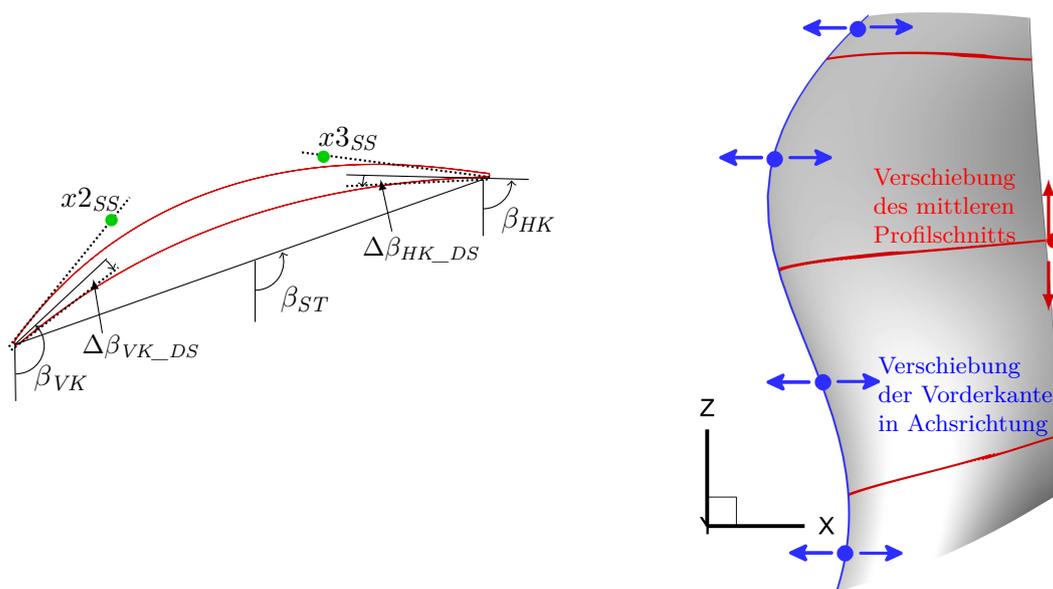
- Fandruckverhältnis beim *Cruise*-Betriebspunkt:  $1.30 < \Pi_{OP0} < 1.32$ .
- Stabilität der Drehzahlkurve:  $\Pi_{OP1} > 1.013 \cdot \Pi_{OP0}$ . Diese Nebenbedingung stellt sicher, dass die Konfiguration ein robustes Design bezüglich des Schubs bei einer Variation des Massenstroms bei konstanter Drehzahl darstellt.
- Hauptdehnung des Rotors:  $\epsilon < 0.36\%$ . Diese Nebenbedingung stellt über die max. erlaubte Verschiebung gegenüber der unbelasteten Schaufel die mechanische Stabilität sicher. Als Werkstoff wird ein carbonfaserverstärkter Kunststoff (CFK) angenommen, wie er mittlerweile immer häufiger auch in modernen Triebwerken verwendet wird.

### Parametrisierung

Die Optimierung wird mit 95 Freiheitsgraden durchgeführt, die sich wie folgt aufteilen:

- Profilparameter (62 Freiheitsgrade): Die Schaufeln werden durch Profile an jeweils drei Schnitten am Rotor und am Stator parametrisiert (siehe Abb. 4.10). Die Profile selbst werden durch folgende Parameter beschrieben:
  - Anstellwinkel  $\beta_{ST}$ ,
  - Vorder- und Hinterkantenwinkel  $\beta_{VK}$ ,  $\beta_{HK}$ ,
  - Vorder- und Hinterkantenradius  $r_{VK}$ ,  $r_{HK}$ ,
  - Keilwinkel an der Vorder- und Hinterkante auf der Druckseite  $\Delta\beta_{VK\_DS}$ ,  $\Delta\beta_{HK\_DS}$ ,
  - Halbachsenverhältnis an der Vorderkante  $A2B_{VK}$ ,
  - Kontrollpunkte des Splines, der die Saugseite definiert  $x2_{SS}$  und  $x3_{SS}$ .

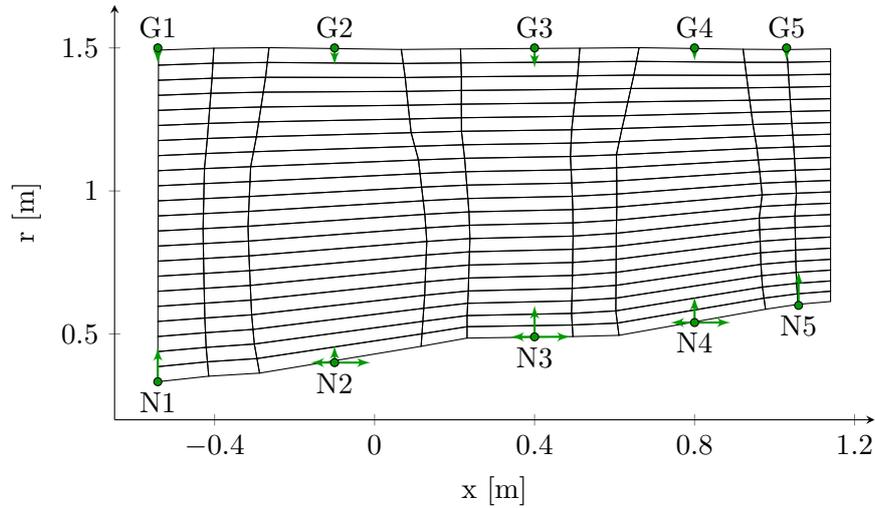
Die Parametrisierung der Profile wurde so gewählt, dass bei ausreichender Flexibilität möglichst wenige Parameter benötigt werden. Die Saugseite wird durch einen Spline



**Abbildung 4.10:** Parametrisierung der Profile (links) und Schaufeln (rechts) für die Optimierung.

beschrieben, der durch zwei Kontrollpunkte manipuliert werden kann. Die Druckseite wird ebenfalls durch einen Spline beschrieben, der allerdings durch die Keilwinkel an der Vorder- und Hinterkante festgelegt wird (siehe Abb. 4.10). Eine detaillierte Beschreibung der Profilparametrisierung ist bei Voß und Nicke (2008) zu finden.

- Radiale Position des mittleren Profilschnitts (1 Freiheitsgrad): Der mittlere Profilschnitt ist zwischen 40% und 80% relativer Schaufelhöhe verschiebbar. Dadurch wird mit vergleichsweise geringem Parameternaufwand eine zusätzliche Flexibilität in der Schaufelgenerierung gewonnen.
- Rotorvorderkante und Statorhinterkante (8 Freiheitsgrade): Die Rotorvorderkante und die Statorhinterkante sind mit vier Stützstellen über den Radius parametrisiert, die in Achsrichtung verschiebbar sind (siehe Abb. 4.10). Anhand der Stützstellen wird ein Spline erzeugt, welcher die Rotorvorderkante bzw. Statorhinterkante definiert. Der Abstand zwischen der Rotorhinterkante und der Statorvorderkante wird durch diese Parametrisierung bewusst konstant belassen, da der Einfluss des Axialabstandes der Stufen auf die Lärmemission in dieser Optimierung nicht untersucht werden soll.
- Schaufelneigung (8 Freiheitsgrade): Die Achse, an der die Profile von Rotor und Stator aufgefädelt werden, lässt sich an vier Positionen über den Radius in Umfangsrichtung verschieben. Die erlaubte Verschiebung ist äußerst klein gehalten, da der Effekt von geneigten Schaufeln auf die Lärmemission in dieser Optimierung nicht untersucht werden soll.
- Strakverlauf (13 Freiheitsgrade): Der Strakverlauf wird durch Splines festgelegt, welche jeweils durch 5 Stützstellen an der Nabe und am Außengehäuse parametrisiert sind (siehe Abb. 4.11). An allen Punkten ist eine Verschiebung in radialer Richtung möglich, an drei Punkten an der Nabe zusätzlich auch eine Verschiebung in Achsrichtung. Primär sollen diese Parameter eine aerodynamisch optimierte Umströmung der Schaufeln ermöglichen.



**Abbildung 4.11:** Parametrisierung des Strakverlaufs für die Optimierung.

So führt beispielsweise eine Kontraktion des Strömungskanals im Bereich der Schaufeln zu einer lokalen Strömungsbeschleunigung und infolgedessen zu einer stabileren Umströmung der Schaufeln und weniger Sekundärströmungseffekten, was gleichzeitig auch zu einer Reduktion der Lärmquellen führt, die durch die Sekundärströmungseffekte hervorgerufen werden. Die Veränderung des Strömungsquerschnitts führt auch zu einer Veränderung der relativen Zuströmgeschwindigkeit der Schaufeln, was nach Tab. 2.1 die aerodynamische Anregung nahezu aller Fanlärmquellen beeinflusst. In der Optimierung könnte dies dazu führen, dass insbesondere bei den transsonischen Rotordrehzahlen der Strömungsquerschnitt gerade so angepasst wird, dass die relative Blattspitzenmachzahl reduziert wird und dadurch Stöße verhindert werden, welche für den dominanten tonalen Eigenlärm verantwortlich sind.

- Rotor- und Statorschaufelanzahl (2 Freiheitsgrade): Die Schaufelzahlen sind in einem vergleichsweise großen Bereich von 10 bis 30 für den Rotor und 10 bis 45 für den Stator freigegeben. Ziel ist es, den Einfluss der Schaufelanzahl auf die verschiedenen Lärmquellen zu untersuchen.
- Rotordrehzahl beim *Cruise*-Betriebspunkt (1 Freiheitsgrad): Die Rotordrehzahl ist sowohl für die Aerodynamik als auch für die Lärmemission ein entscheidendes Designkriterium. Der Drehzahlbereich ist so gewählt, dass bei dem akustischen Zertifizierungspunkt *Sideline* sowohl subsonische als auch supersonische Schaufelumströmungen berücksichtigt werden. Da das Fandruckverhältnis in dieser Optimierung konstant belassen wird, ist über Eulers Turbomaschinengleichung auch die Enthalpieerhöhung  $\Delta H_t$  für die unterschiedlichen Konfigurationen nahezu konstant:

$$\Delta H_t = U \cdot \Delta W_t = c_p T_{t0} \frac{\Pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\eta_{is}}, \quad (4.1)$$

mit der Umfangsgeschwindigkeit  $U$ , der Umlenkung der Strömung  $\Delta W_t$  und mit dem isentropen Wirkungsgrad:

$$\eta_{is} = \frac{T_{tB}^{is} - T_{tA}}{T_{tB} - T_{tA}} \quad (4.2)$$

sowie der isentropen Totaltemperatur hinter der Fanstufe:

$$T_{tB}^{is} = T_{tA} \left( \frac{P_{tB}}{P_{tA}} \right)^{1-1/\gamma} . \quad (4.3)$$

Bei nahezu konstanter Enthalpieerhöhung ändert sich durch Variation der Rotordrehzahl die notwendige Umlenkung der Strömung und damit die notwendige Schaufelkrümmung, was üblicherweise mit der dimensionslosen Kenngröße  $\psi$  als Kriterium für die Schaufelbelastung beschrieben wird:

$$\psi = \frac{\Delta H_t}{U^2} . \quad (4.4)$$

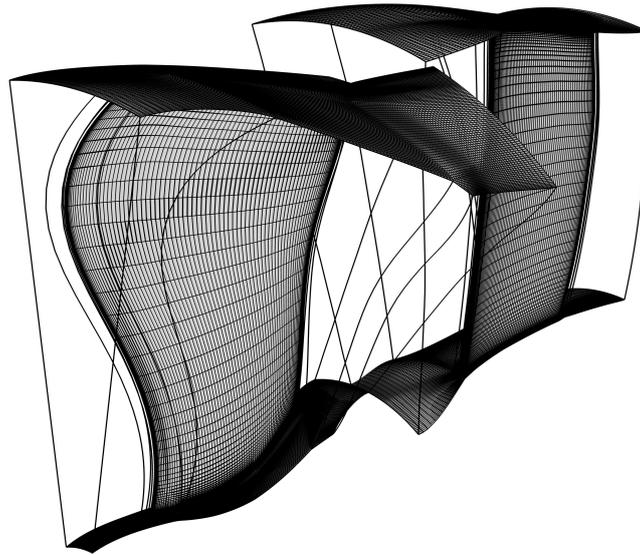
Die Kenngröße  $\psi$  ist in der Literatur auch als “Druckzahl”, “Leistungszahl” oder “Arbeitszahl” zu finden. Der in dieser Arbeit verwendete Begriff der “Schaufelbelastung” wird als Übersetzung des im englischen Sprachraum gebräuchlichen Begriffs “*blade loading*” verwendet, ist aber trotzdem als Belastung bezogen auf die gesamte Schaufelreihe zu verstehen.

Durch eine Variation der Rotordrehzahl bei konstantem Fandruckverhältnis wird also die Schaufelbelastung im Auslegungspunkt variiert. Für die nachfolgenden Auswertungen wird die Schaufelbelastung  $\psi$  am Mittelschnitt des Rotors berechnet.

### Rechennetz und numerisches Setup

In der Optimierung wird jede Konfiguration automatisch vergittert und anschließend eine stationäre RANS-Simulation mit dem CFD-Löser *TRACE* durchgeführt. Es wird jeweils nur eine Schaufelpassage vom Rotor und Stator simuliert. Insgesamt ist das Rechengebiet mit 2 Mio. Zellen aufgelöst. In radialer Richtung ist das Gitter mit 81 Zellen aufgelöst, davon 11 Zellen im Blattspitzenspalt des Rotors. Die Gitterauflösung wurde so gewählt, dass eine möglichst dissipationsfreie Ausbreitung des Nachlaufs bei gleichzeitig möglichst geringer Zellenanzahl für geringe Rechenkosten innerhalb der Optimierung gewährleistet wird. Das Rechengebiet und das Netz auf den Schaufel- und Wandoberflächen sind in Abb. 4.12 dargestellt. Auf allen Oberflächen werden die Wandgesetze zur Modellierung der Grenzschicht verwendet. Die Schwankungsanteile der Strömung werden mit dem Turbulenzmodell Menter SST 2003  $k - \omega$  modelliert. Die Strömung wird als voll turbulent angenommen, so dass auf die Modellierung der Transition verzichtet werden kann. Der Staupunkt-Fix wird mit der Cauchy-Schwarz-Ungleichung durchgeführt und die Rotationseffekte werden nach dem Vorschlag von Bardina et al. (1985) berücksichtigt.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Diese Einstellungen entsprechen nicht den Empfehlungen aus Abschnitt 3.4.3, da die Initialisierung der Optimierung vor der Studie zum Einfluss der Turbulenzmodelle auf die Lärmvorhersage stattgefunden hat. Zwar kann die Wahl der Einstellungen einen Einfluss auf die absoluten Lärmpegel haben, die gefundenen Trends und auch die Erkenntnisse bezüglich der Lärmreduktionsmechanismen werden dadurch aber nicht beeinträchtigt.



**Abbildung 4.12:** Rechengebiet und Oberflächennetz für die numerische Strömungssimulation innerhalb der multidisziplinären Optimierung der UHBR-Fanstufe.

### 4.3.3 Ergebnisse

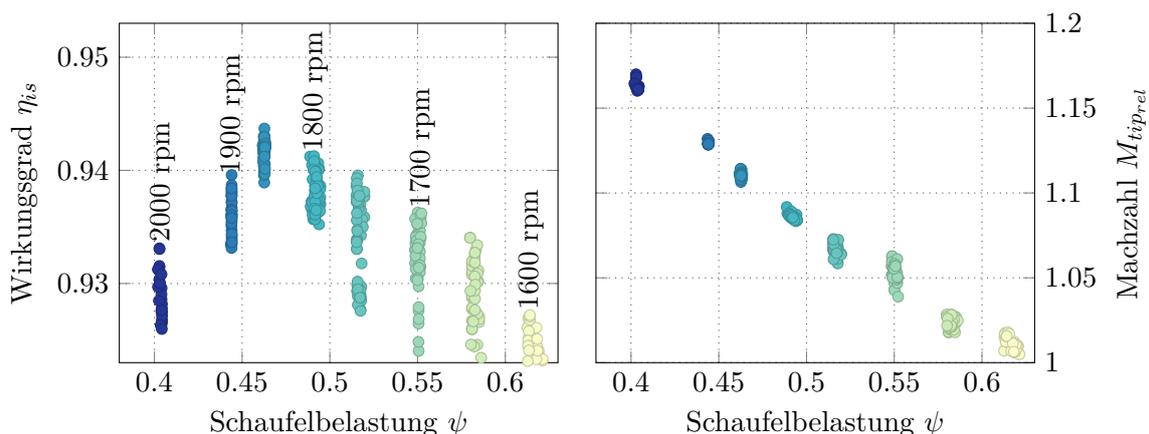
Um den Parameterraum hinsichtlich der Schaufelbelastung gänzlich abzudecken, die Rechenkosten aber zu reduzieren, wurde der Drehzahlbereich diskret optimiert. Insgesamt wurden ca. 12000 Konfigurationen berechnet, was in etwa 2 Millionen CPU-Stunden entspricht.

In Abbildung 4.13 sind die aerodynamischen Ergebnisse aus der Optimierung dargestellt. Das aerodynamische Optimum befindet sich bei einer relativen Machzahl an der Schaufelspitze von  $M_{tip_{rel}} \approx 1.1$  und einer Schaufelbelastung von  $\psi \approx 0.46$ . Dieses Optimum stellt einen Kompromiss aus zwei gegenläufigen Effekten dar. Für kleinere Schaufelbelastungen nimmt die relative Zuströmgeschwindigkeit der Rotorschaukeln zu und demzufolge steigen auch die Stoßverluste. Eine höhere Schaufelbelastung bedeutet, dass die Strömung stärker umgelenkt werden muss. Um das ohne Strömungsablösung zu erreichen, muss die Schaufeloberfläche vergrößert werden, was entweder durch mehr Schaufeln oder eine längere Profilsehne zu erreichen ist. Die größere Schaufeloberfläche führt aber auch zu einer Zunahme der Reibungsverluste. Das gefundene aerodynamische Optimum stimmt gut mit den Studien von A. Moreau und Guérin (2016), Crichton (2007) und Cumpsty (1989) überein.

Auffällig ist der starke Abfall des Wirkungsgrades bei der Schaufelbelastung von  $\psi \sim 0.62$ . Verantwortlich hierfür ist die Randbedingung für den Pumpgrenzenabstand beim Reiseflug. Diese Randbedingung konnte für diese hohe Schaufelbelastung nicht eingehalten werden, ohne einen deutlichen Einbruch im Wirkungsgrad hinzunehmen.

In Abbildung 4.14 sind die drei Pareto-Fronten in Abhängigkeit der Zielfunktionen abgebildet. Folgende Erkenntnisse lassen sich aus den Ergebnissen ableiten:

1. Die drei Zielfunktionen korrelieren nicht miteinander. Das hat zur Konsequenz, dass eine rein aerodynamische Optimierung nicht zwingend zu einer lärmarmen Konfiguration

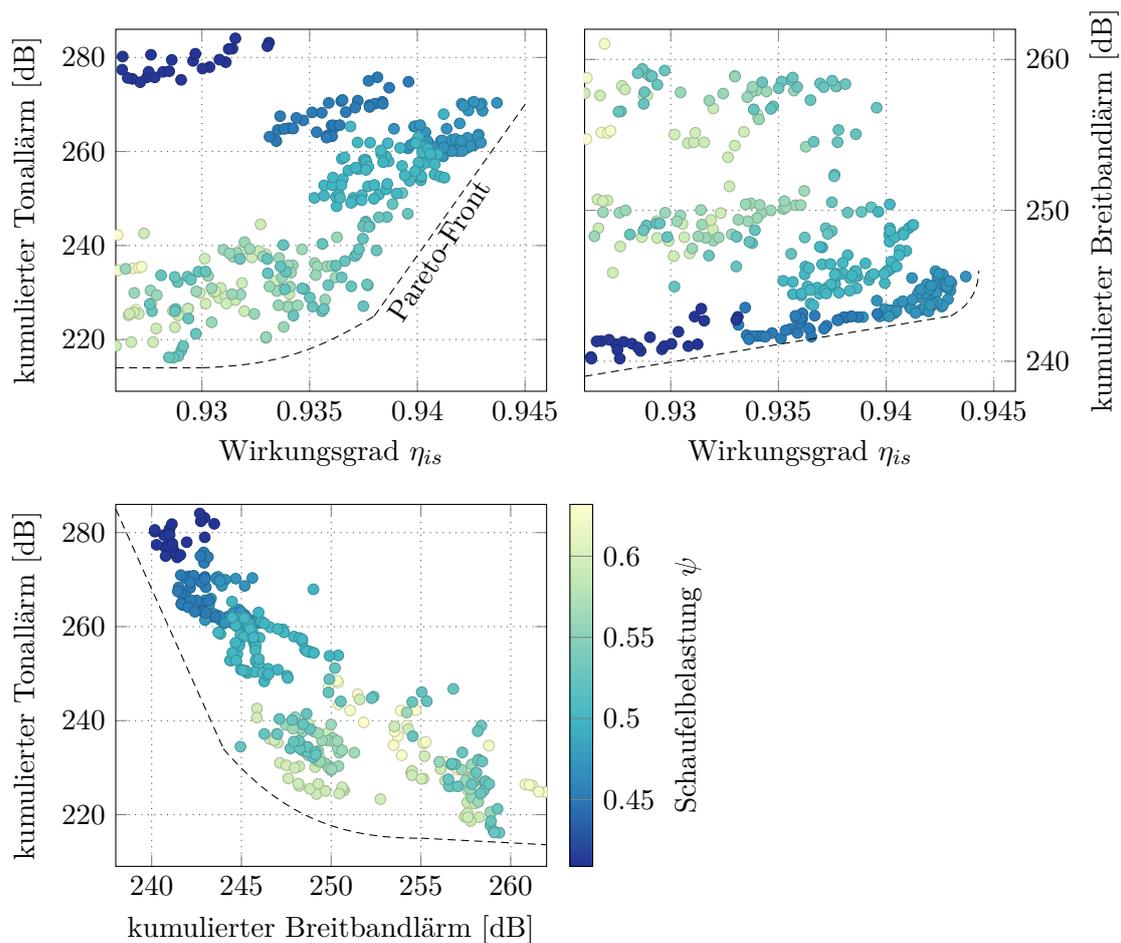


**Abbildung 4.13:** Optimale Schaufelbelastung hinsichtlich des aerodynamischen Wirkungsgrades beim Reiseflug und entsprechende relative Zuströmmachzahl im Blattspitzenbereich des Rotors.

führt. Gleichmaßen reicht es nicht, nur den Tonal- oder den Breitbandlärm in der Auslegung zu berücksichtigen.

2. Sowohl der Breitband- als auch der Tonallärm hängen maßgeblich von der Schaufelbelastung ab. Während der Tonallärm für größere Schaufelbelastungen kleiner wird, zeigt der Breitbandlärm einen entgegengesetzten Trend. Diese gegenläufige Abhängigkeit zur Schaufelbelastung wird in Abschnitt 5.2 detailliert untersucht.
3. Sowohl der Breitband- als auch der Tonallärm weisen im subsonischen Drehzahlbereich ( $\psi > 0.57$ ) eine größere Streuung auf als bei Überschallströmung. In Abschnitt 5.2 wird gezeigt, dass dies zum einen auf den *Sideline*-Betriebspunkt zurückzuführen ist, wo der Tonallärm im subsonischen Bereich keinen klaren Trend in Abhängigkeit von der Schaufelbelastung zeigt. Eine weitere Erklärung könnte der Konvergenzstand der Optimierungen, insbesondere hinsichtlich des Tonallärms sein. Während der aerodynamische Wirkungsgrad und der Breitbandlärm dem Optimierungsalgorithmus einen kontinuierlichen Ergebnisraum liefern, weist der Ergebnisraum des Tonallärms auf Grund der wenigen ausbreitungsfähigen Moden, die sehr empfindlich und sprunghaft auf kleinste Änderungen reagieren, Diskontinuitäten auf. Dadurch wird es sehr viel schwerer, für den Tonallärm einen entsprechenden Konvergenzstand zu erreichen als für die beiden anderen Zielfunktionen.

Die Auswahl einer Konfiguration von der Pareto-Front stellt am Ende eine Kompromisslösung hinsichtlich der drei Zielfunktionen dar. Dabei ist zu berücksichtigen, dass bei der Abwägung zwischen Tonal- und Breitbandlärm der Einfluss von Linern berücksichtigt werden sollte, da Liner Tonallärm effektiver dämpfen als Breitbandlärm. Erschwerend kommt hinzu, dass eine Abwägung zwischen aerodynamischer Effizienz und Lärmemission der Fanstufe nicht ohne Berücksichtigung der Marktakzeptanz bezüglich des spezifischen Brennstoffverbrauchs und der Lärmemission des Triebwerks getroffen werden kann. Aus diesen Gründen wird auf die Auswahl und Auswertung einer Konfiguration verzichtet. Die Ergebnisse der Optimierung werden in Kap. 5 dazu verwendet, die wichtigsten lärmindernden Effekte und Trends zwischen den Designgrößen, wie z. B. der Schaufelbelastung und den Schaufelzahlen und der Lärmemission zu identifizieren. Diese Erkenntnisse sollen dazu beitragen, in zukünftigen Auslegungen die lärmindernden Effekte und Trends gezielt nutzen zu können.



**Abbildung 4.14:** Resultierende Pareto-Fronten, die sich aus der gegenläufigen Abhängigkeit aller Konfigurationen mit dem Pareto-Rang 1 bezüglich der drei Zielfunktionen ergeben. Die Schalleistung ist kumuliert über die beiden akustischen Zertifizierungspunkte *Approach* und *Sideline* aufgetragen.

## 4.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel konnte das Verfahren der RANS-basierten analytischen Fanlärmrechnung erfolgreich zur akustischen Optimierung zweier Fanstufen angewendet werden.

Im ersten Anwendungsfall wurden die Hinterkantenzacken des vorderen Rotors einer gegenläufigen offenen Fanstufe mit dem Ziel optimiert, den tonalen Interaktionslärm zu reduzieren. Die Gesamtschalleistung des Tonallärms beim *Takeoff*-Betriebspunkt der Stufe konnte durch die optimierten Hinterkantenzacken um ca. 1 dB reduziert werden, ohne den erzeugte Schub oder die aerodynamische Performance gegenüber der Referenzgeometrie ohne Hinterkantenzacken maßgebliche zu reduzieren. Die Ergebnisse legen den Schluss nahe, dass eine eher geringe Anzahl von ungefähr fünf und dafür tiefe Hinterkantenzacken zu einer optimalen Lärmreduktion führen.

Im zweiten Anwendungsfall wurde eine Neuauslegung einer UHBR-Fanstufe durch eine multidisziplinäre Optimierung durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, dass innerhalb des gewählten Parameterraums in der Optimierung der aerodynamische Wirkungsgrad, der Tonallärm und

der breitbandige Interaktionslärm nicht miteinander korrelieren und dementsprechend bei der Auslegung einer Fanstufe auf keine dieser drei Zielfunktionen verzichtet werden kann.

Insbesondere in der Optimierung der UHBR-Fanstufe wurde das Lärmvorhersageverfahren durch die große Variation der Schaufelbelastung und der Schaufelzahlen sowie der Berücksichtigung sowohl subsonischer als auch supersonischer Betriebspunkte für sehr unterschiedliche Strömungsbedingungen und Fangeometrien angewendet. Das Verfahren lieferte dabei sehr robust und wie erwartet rechenzeiteffizient physikalisch plausible Ergebnisse.

Die Ergebnisse der Optimierungen werden im folgenden Kapitel dazu verwendet, die wichtigsten lärm mindernden Effekte und Trends zwischen den Designgrößen und der Lärmemission zu identifizieren und physikalisch nachzuvollziehen.

## 5 Lärmreduzierende Designmaßnahmen

Durch die akustischen Optimierungen, die in dem vorangegangenen Kapitel beschrieben wurden, liegt eine große Anzahl an unterschiedlichen Fankonfigurationen bei sehr unterschiedlichen Strömungsbedingungen vor. Diese Datenbanken sollen in diesem Kapitel dazu verwendet werden, Trends zwischen den Designparametern der Fanstufe und den akustischen Lärmquellen zu identifizieren und zu quantifizieren. Ein nicht zu unterschätzender Vorteil hierbei ist, dass die Entstehung der verschiedenen Schallquellen analytisch modelliert wird. Dadurch wird es möglich, die physikalischen Mechanismen, die in den Optimierungen zur Reduktion der Schallemission genutzt wurden, nachzuvollziehen. Die gefundenen Korrelationen werden außerdem auf ihre physikalische Plausibilität hin überprüft. Zum einen wird so das Verfahren der RANS-basierten analytischen Lärmvorhersage auf einen breiten Anwendungsbereich validiert und zum anderen können diese Erkenntnisse in Form von Designrichtlinien für zukünftige akustische Optimierungen genutzt werden.

Anhand der Optimierungsergebnisse soll außerdem bewertet werden, inwiefern bestimmte Trends quantitativ und qualitativ bereits durch eine 2D-Mittelschnitt-Studie, wie sie von A. Moreau und Guérin (2016) durchgeführt wurde, erfasst werden können und welche Effekte erst durch die dreidimensionale Berücksichtigung der Geometrie- und Strömungseigenschaften abgebildet werden können.

### 5.1 Quantifizierung von radialen Interferenzen

Eine wichtige Erkenntnis dieser Arbeit ist, dass radiale Interferenzen bei der Entstehung des tonalen Interaktionslärms maßgeblich die abgestrahlte Schalleistung beeinflussen und dadurch ein erhebliches Potential zur Lärminderung darstellen.

Bei der Interaktion der periodischen Strömungsstörungen mit der Schaufel entstehen über die Schaufelhöhe verteilte Dipolquellen, welche durch eine Amplitude und eine Phase charakterisiert werden. In Abhängigkeit der Phasenlage interferieren die Dipole an unterschiedlichen radialen Positionen destruktiv oder konstruktiv miteinander. Destruktive Interferenzen führen zu einer Reduktion der abgestrahlten Schalleistung. Die Phase der Dipolquellen über die Schaufelhöhe wird zum einen durch die relative Phasenlage des Nachlaufs zur Statorvorderkante und zum anderen durch die Variation der Statorvorderkante in Achs- und Umfangsrichtung über die Schaufelhöhe determiniert. Dabei entspricht die relative Phasenlage des Nachlaufs zur Vorderkante der Zeitverschiebung der Interaktion über die Schaufelhöhe. Die Geometrie der Vorderkante, an der die Dipolquellen modelliert werden, determiniert die räumliche Verteilung der abstrahlenden Quellen. Die Phasenlage der Dipolquellen kann wie folgt modelliert werden (siehe auch A. Moreau und Jaron (2017)):

$$\phi(r) = \underbrace{k_x x_{S_{LE}}(r) + m\theta_{S_{LE}}(r)}_{\text{Position der Dipolquellen}} + \underbrace{hB[\theta_{R_{TE}}(r) + \Delta x(r) \cdot \tan \beta_{rel}(r)/r - \theta_{S_{LE}}(r)]}_{\text{Zeitpunkt der Interaktion von Nachlauf und Vorderkante}}. \quad (5.1)$$

Anhand dieser Gleichung lässt sich bereits erkennen, durch welche Designmaßnahmen die Phasenverschiebung über den Radius vergrößert werden kann, wodurch vermehrt destruktive radiale Interferenzen auftreten. Durch die Pfeilung und Neigung der Statorschaufeln wird die Position der Statorvorderkante in Achsrichtung  $x_{S_{LE}}$  und Umfangsrichtung  $\theta_{S_{LE}}$  beeinflusst. Durch eine Neigung des Rotors wird die Position der Rotorhinterkante in Umfangsrichtung  $\theta_{R_{TE}}$  manipuliert. Die Konvektionsdistanz der Strömungsstörungen  $\Delta x = x_{S_{LE}} - x_{R_{TE}}$  wird durch den Abstand und die Pfeilung der Schaufelreihen determiniert. Der Strömungswinkel im Relativsystem  $\beta_{rel}$  lässt sich über die Schaufelbelastung des Rotors beeinflussen. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass eine höhere Rotorschaukelbelastung zwar absolut betrachtet zu einem kleineren Abströmwinkel  $\beta_{rel}$  führt, die Differenz über die Kanalhöhe aber zunimmt und dementsprechend auch die Krümmung des Nachlaufs zunimmt. Die Pfeilung und Neigung der Schaufeln, ein größerer Abstand zwischen den Schaufelreihen und eine höhere Rotorschaukelbelastung führen also zu einer größeren Phasenverschiebung über die Schaufelhöhe.

In den kommenden Abschnitten werden verschiedene Ergebnisse vorgestellt, bei denen durch Veränderung der Nachlaufform destruktive radiale Interferenzen hervorgerufen werden und infolgedessen die Schallemission reduziert wird. Vorab wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem sich der Einfluss der radialen Interferenzen auf die Lärmemission quantifizieren lässt. Dazu werden in der Gleichung (2.47) für die Berechnung der Druckamplitude alle Terme vernachlässigt, die nicht von der Nachlaufform abhängig sind. Das sind die Greensche Funktion  $g_m$ , die Abstrahleffizienz  $\mathfrak{R}$  und der Einfluss der Vorderkantenposition  $e^{ik_x x_{S_{LE}} + im\theta_{S_{LE}}}$ . Übrig bleibt die aerodynamische Anregung  $\zeta$ . Die vernachlässigten Terme haben zwar ebenfalls einen Einfluss auf die abgestrahlte Schalleistung, sie stellen aber im Fall der Greenschen Funktion und der Abstrahleffizienz eine Gewichtungsfunktion dar, welche mit der aerodynamischen Anregung multipliziert wird. Ändert sich ausschließlich die Nachlaufform, während die Maße des Strömungskanals, die axiale Machzahl und die Form der Statorvorderkante konstant bleiben, bleiben auch diese Terme konstant. Um also ausschließlich den Einfluss des Nachlaufs auf die Schalleistung zu untersuchen, wird in einem ersten Schritt die aerodynamische Anregung  $\zeta$  über die Schaufelhöhe integriert. Das Integral wird diskretisiert durch eine Summe angenähert:

$$I_\zeta = \frac{1}{N} \left| \sum_k \zeta_k \right|^2. \quad (5.2)$$

Moreau zeigte bei Enghardt et al. (2015) erstmals, dass sich die Schalleistung  $I_\zeta$  separieren lässt in die Anteile, die sich durch die Amplitude und die Phase von  $\zeta$  ergeben:

$$I_\zeta = I_{|\zeta|} \cdot I_{\arg(\zeta)}, \quad (5.3)$$

wobei  $I_{|\zeta|}$  den Anteil der Amplitude der aerodynamischen Anregung quantifiziert:

$$I_{|\zeta|} = \frac{1}{N} \sum_k |\zeta_k|^2, \quad (5.4)$$

und  $I_{\arg(\zeta)}$  den Anteil, der sich durch die Interaktion unterschiedlicher radialer Positionen auf der Schaufel ergibt:

$$I_{\arg(\zeta)} = \frac{1}{N^2} \sum_{i,j} X_{ij}, \quad (5.5)$$

mit der dimensionslosen Kreuzkorrelationsmatrix  $X_{ij}$ :

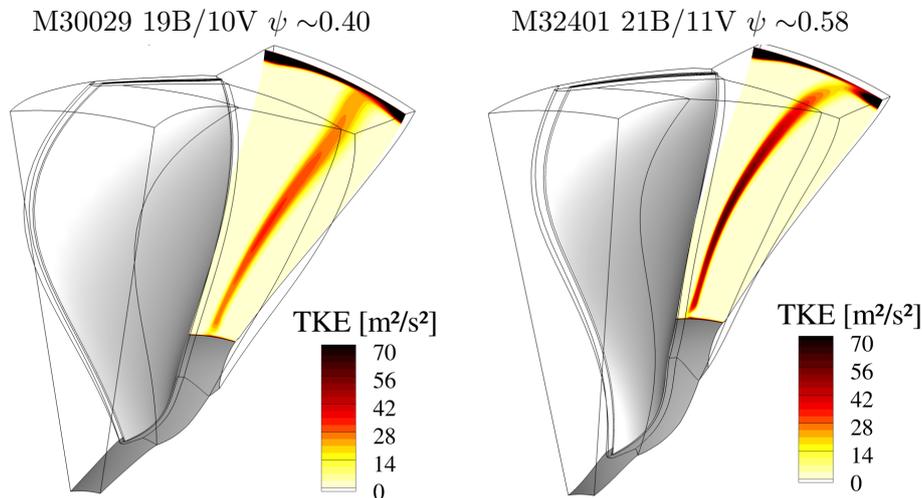
$$X_{ij} = \frac{\operatorname{Re}(\zeta_i \zeta_j^*)}{\frac{1}{N} \sum_k |\zeta_k|^2}. \quad (5.6)$$

Der Fall  $X_{ij} > 0$  bedeutet, dass zwei radiale Positionen mit den Indizes  $i$  und  $j$  konstruktive Interferenzen erzeugen. Auf der anderen Seite bedeutet  $X_{ij} < 0$ , dass zwei Positionen destruktive Interferenzen erzeugen, dadurch der Betrag des Integrals  $I_\zeta$  reduziert wird und demzufolge auch die emittierte Schalleistung abnimmt.

In den folgenden Abschnitten wird diese Methode dazu verwendet, den Einfluss der Variation von Phase und Amplitude der Rotornachläufe auf die emittierte Schalleistung zu separieren und zu quantifizieren.

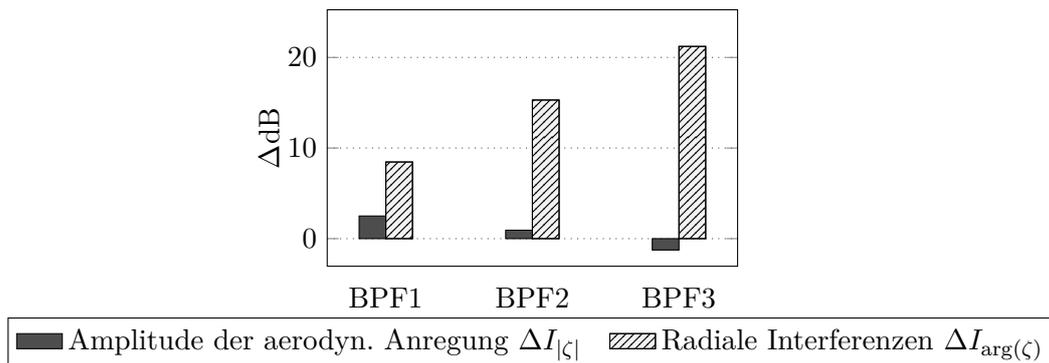
### 5.1.1 Destruktive radiale Interferenzen durch Strömungsdrall

Aus der Optimierung der UHBR-Fanstufe aus Abschnitt 4.3 wurden zwei Konfigurationen ausgesucht, die sich bei gleichem Fandruckverhältnis, Fandurchmesser und gleicher Schubzeugung deutlich in ihrer Rotorschaukelbelastung unterscheiden. Wie anhand von Gl. (4.4) nachvollzogen werden kann und auch in Abb. 5.1 zu sehen ist, führt eine höhere Schaukelbelastung zu einem stärker ausgeprägten Drallunterschied über die Kanalhöhe in der Strömung zwischen Rotor und Stator und folglich zu stärker gekrümmten Nachläufen.

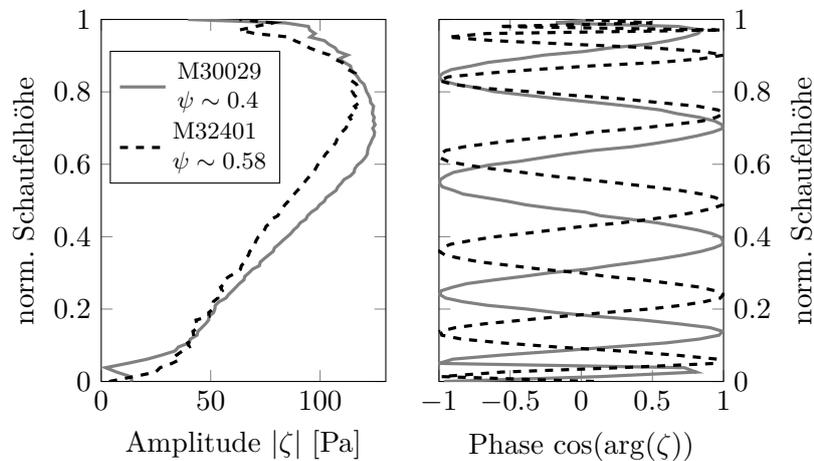


**Abbildung 5.1:** Rotorschaukelgeometrie und Nachlaufkrümmung für eine weniger belastete (links) und eine hochbelastete Konfiguration (rechts).

Dabei weisen die beiden Konfigurationen erhebliche Unterschiede im berechneten tonalen Interaktionslärm auf. Die Gesamtschalleistung des tonalen Interaktionslärms beim *Approach*-Betriebspunkt ist bei der Konfiguration M32401 mit der höheren Schaukelbelastung um ca.



**Abbildung 5.2:** Zu erwartende Lärmreduktion durch eine veränderte Amplitude und Phasenlage der aerodynamischen Anregung zwischen den Konfigurationen M30029 (weniger belastet) und M32401 (stärker belastet) beim *Approach*-Betriebspunkt.



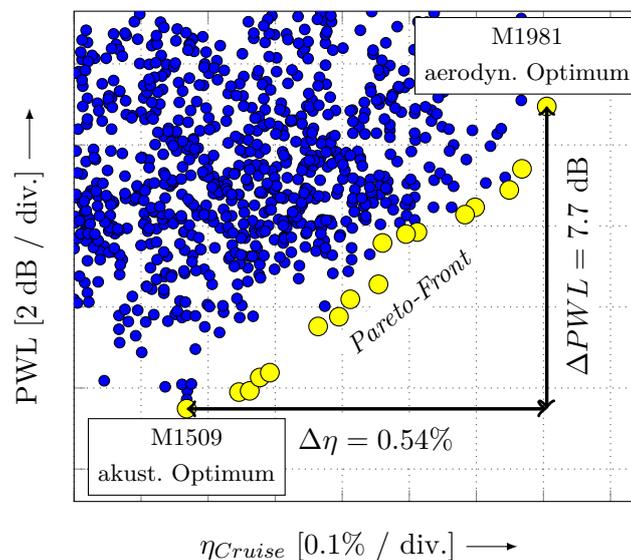
**Abbildung 5.3:** Vergleich von Amplitude und Phase der aerodynamischen Anregung für eine stark und eine schwach belastete Stufe bei der zweiten BPF beim *Approach*-Betriebspunkt.

20 dB geringer als bei der weniger belasteten Konfiguration M30029. Um zu quantifizieren, welchen Anteil der stärker gekrümmte Nachlauf an der Lärmreduktion hat, ist in Abb. 5.2 die Differenz der Schalleistung zwischen den beiden Konfigurationen dargestellt, die sich auf Grund der Änderung der Amplitude der aerodynamischen Anregung  $\Delta I_{|\zeta|}$  und durch die radialen Interferenzen  $\Delta I_{\arg(\zeta)}$  ergibt. Die Amplitude trägt demnach kaum etwas zu der Lärmreduktion bei, während die Phasenveränderung durch den stärker gekrümmten Nachlauf bei der hochbelasteten Konfiguration M32401 zu einer deutlichen Lärmreduktion durch destruktive radiale Interferenzen führt. Dabei nehmen die destruktiven Interferenzen zu den höheren Blattfolgefrequenzen hin deutlich zu.

In Abbildung 5.3 ist beispielhaft für die zweite BPF die radiale Verteilung der Amplitude und Phase der aerodynamischen Anregung für die beiden Konfiguration M32401 und M30029 dargestellt. Deutlich zu sehen ist, wie der stärker gekrümmte Nachlauf nicht nur zu einer Verschiebung der Phasenlage, sondern auch zu einem häufigeren Wechsel der Phase über die Schaufelhöhe führt und infolgedessen vermehrt destruktive Interferenzen auftreten.

### 5.1.2 Destruktive radiale Interferenzen durch Schaufelneigung

In der Auswertung der Optimierung der UHBR-Fanstufe sind bei der Drehzahl von 1750 1/min zwei Konfigurationen aufgefallen, die sich deutlich durch ihren Tonallärm und den aerodynamischen Wirkungsgrad unterscheiden (siehe Abb. 5.4 und Tab. 5.1). Die Konfiguration M1509 stellt in diesem Optimierungsbereich die akustisch beste Konfiguration dar und Konfiguration M1981 ist die aerodynamisch beste Konfiguration. Das Interessante ist, dass beide Konfigurationen mit derselben Rotordrehzahl arbeiten, dieselbe Schaufelzahl am Rotor und am Stator haben und einen nahezu identischen Schub liefern. Trotzdem unterscheiden sie sich erheblich in der Lärmemission mit dem Nachteil, dass der aerodynamische Wirkungsgrad beim Cruise-Betriebspunkt bei der leiseren Konfiguration um ca. 0.5 Prozentpunkte geringer ist.

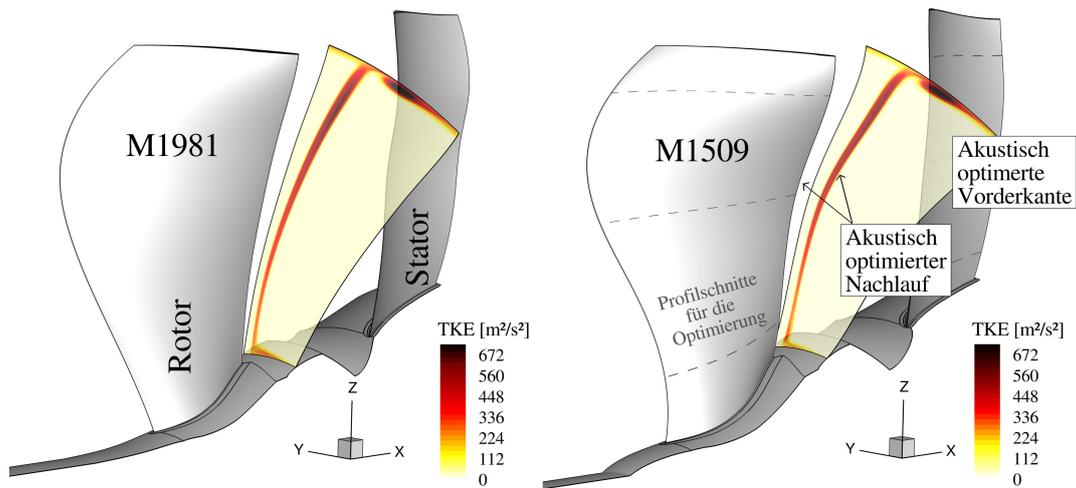


**Abbildung 5.4:** Pareto-Front zwischen dem Wirkungsgrad beim Reiseflug-Betriebspunkt und der kumulierten Schalleistung des Tonallärms bei den Betriebspunkten *Approach* und *Sideline* bei einer Schaufelbelastung von  $\psi \sim 0.51$  (1750 1/min).

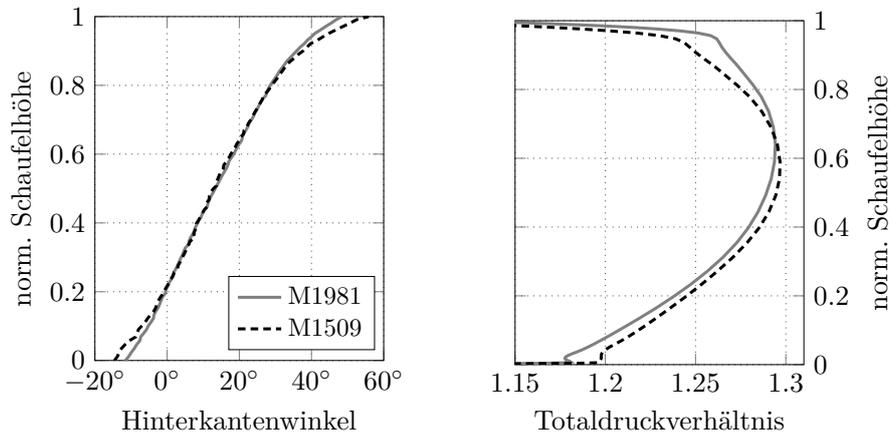
Member Nr.	rpm	B/V	$\eta_{Cruise}$	TIL <i>Approach</i>	BIL <i>Approach</i>	TIL <i>Sideline</i>	BIL <i>Sideline</i>
M1509	1750	17/13	93.7%	115.6 dB	117.8 dB	128.5 dB	129.8 dB
M1981	1750	17/13	94.2%	118.3 dB	118.5 dB	133.5 dB	130.4 dB
$\Delta$	0	0/0	-0.5%	-2.7 dB	-0.7 dB	-5 dB	-0.6 dB

**Tabelle 5.1:** Aerodynamische Performance und Gesamtschalleistung des tonalen Interaktionslärms (TIL) und des breitbandigen Interaktionslärms (BIL) der Konfigurationen M1509 und M1981.

Es stellt sich natürlich die Frage, welcher physikalische Lärmminderungsmechanismus zu den Unterschieden in der Schallemission führt und durch welche Veränderung an der Schaufelgeometrie dieser Effekt in der Optimierung herbeigeführt wurde. In Abbildung 5.5 sind die Schaufelgeometrien der beiden Konfigurationen inkl. des Nachlaufs stromab des Rotors dargestellt.



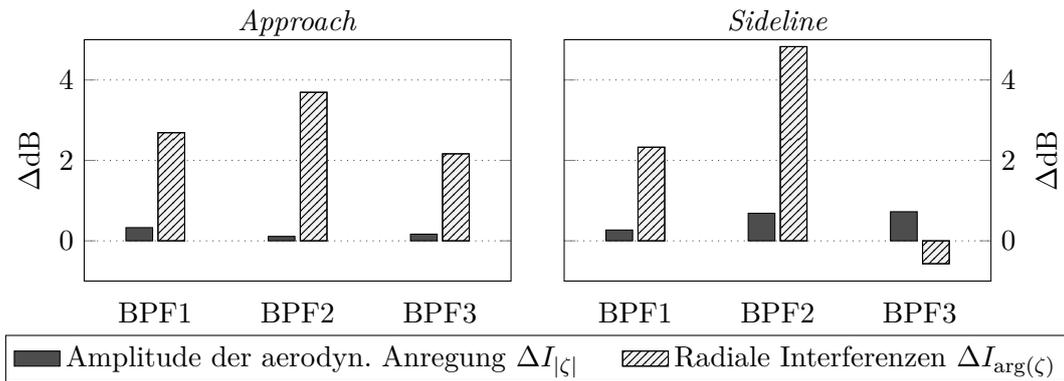
**Abbildung 5.5:** Schaufelgeometrie und Nachlaufform der Konfigurationen M1981 und M1509 beim *Sideline*-Betriebspunkt.



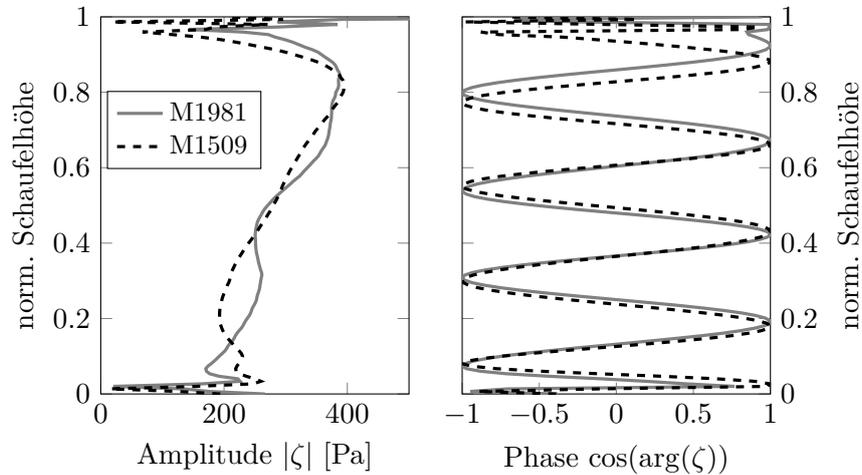
**Abbildung 5.6:** Abweichung des Hinterkantenwinkels und Totaldruckverhältnisses der Rotorschaukeln zwischen der leiseren Konfiguration M1509 und der Konfiguration M1987.

Ein Unterschied zwischen den beiden Konfigurationen besteht in dem etwas stärker geneigten Nachlauf der leiseren Konfiguration. In Abb. 5.6 ist zu sehen, dass bei dieser Konfiguration die stärkere Krümmung des Nachlaufs durch einen größeren Hinterkantenwinkel im oberen Teil der Schaufel herbeigeführt wurde. Dadurch wird die Strömung weniger umgelenkt und das Totaldruckverhältnis nimmt ab. Zur Kompensation wurde das Totaldruckverhältnis im Nabebereich erhöht, wo aber auf Grund der kleineren Umfangsgeschwindigkeiten die Strömungsumlenkung durch die Schaufel im Vergleich zum Schaufelspitzenbereich deutlich stärker ausfallen muss, was ohne Ablösung nur durch eine deutlich längere Profillehne und infolgedessen mit größeren Reibungsverlusten zu erreichen ist. Um die Krümmung der Nachläufe zu verstärken, wurde bei dieser Konfiguration also eine Reduktion des aerodynamischen Wirkungsgrades in Kauf genommen.

Um zu untersuchen, inwiefern die veränderte Nachlaufkrümmung für die Reduktion der Lärmemission verantwortlich ist, ist in Abb. 5.7 die Reduktion der Schalleistung, die sich aus der veränderten Amplitude und Phase der Nachläufe ergibt, aufgetragen. Die Ergebnisse zeigen,



**Abbildung 5.7:** Zu erwartende Lärmreduktion durch eine veränderte Amplitude und Phasenlage der aerodynamischen Anregung auf Grund der Rotorschaufelneigung. Aufgetragen als Differenz zwischen den Konfigurationen M1981 und M1509.

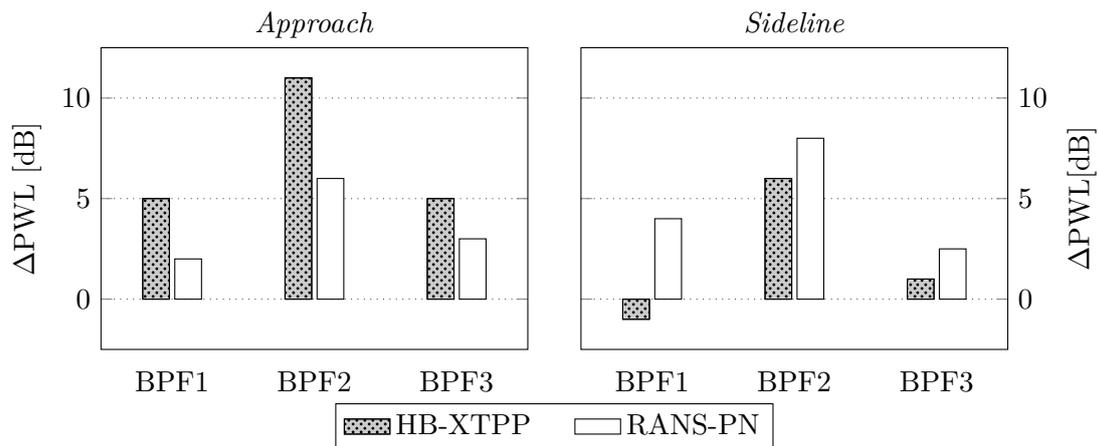


**Abbildung 5.8:** Vergleich der Amplitude und der Phase der aerodynamischen Anregung bei der BPF2 beim *Sideline*-Betriebspunkt der Konfigurationen M1509 und M1981.

dass die Veränderung in der Amplitude der Nachläufe nur eine untergeordnete Rolle spielt. Der dominante lärmindernde Effekt kommt durch die radialen Interferenzen zustande. Allein die minimal stärkere Krümmung des Nachlaufs bei der Konfiguration M1509 führt zu einer Lärmreduktion zwischen 2 und 5 dB bei den verschiedenen Blattfolgefrequenzen. Nur bei der dritten BPF beim *Sideline*-Betriebspunkt führt die veränderte Nachlauform zu weniger radialen Interferenzen.

In Abb. 5.8 sind für die zweite BPF die Amplitude und die Phase des Nachlaufs für die beiden Konfigurationen abgebildet. Anhand dieser Darstellung bestätigt sich, dass bereits eine geringfügige Verschiebung der Phase bzw. der Dipole auf der Statorvorderkante in radialer Richtung zu einer erheblichen Veränderungen der Interferenzeffekte führen kann.

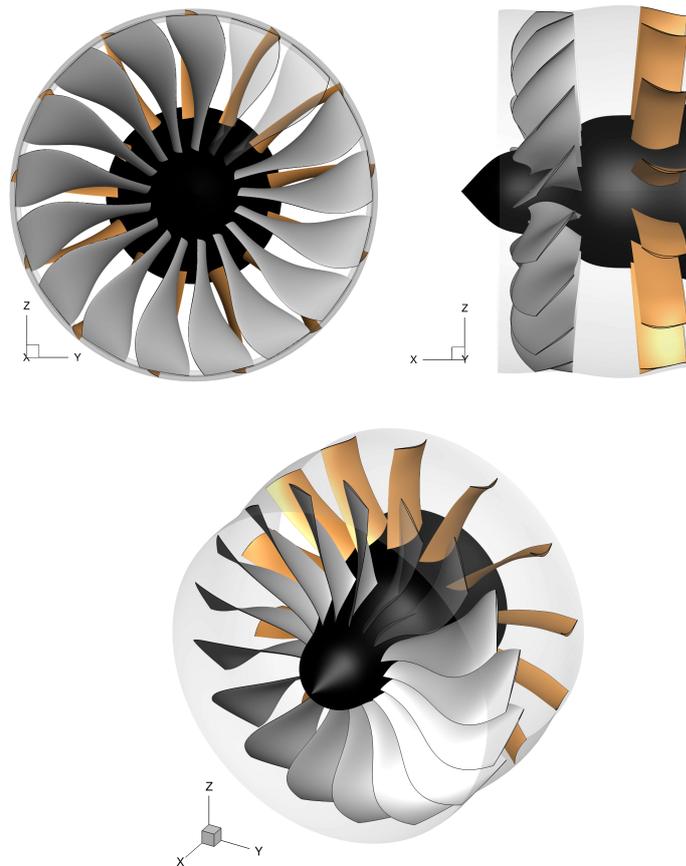
Um die mit dem analytischen Verfahren berechnete Lärmreduktion durch die radialen Interferenzen zu bestätigen, wurde für beide Konfigurationen bei beiden Betriebspunkten eine instationäre Simulation mit dem Harmonic Balance-Verfahren durchgeführt und das Schallfeld mit dem XTPP-Verfahren ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Form der Schalleistungs-



**Abbildung 5.9:** Reduktion der abgestrahlten Schalleistung von Konfiguration M1509 gegenüber der Konfiguration M1981, berechnet mit dem RANS-basierten analytischen Verfahren und instationär simuliert.

reduktion von Konfiguration M1509 gegenüber der Konfiguration M1981 in Abb. 5.9 dargestellt. Die instationäre Simulation bestätigt die analytisch gefundenen Lärmreduktion. Beim *Approach*-Betriebspunkt fällt diese sogar noch deutlich stärker aus, während sie beim *Sideline*-Betriebspunkt etwas weniger ausgeprägt ist. Die prognostizierte Lärmreduktion durch die radialen Interferenzen wird auch insoweit bestätigt, als dass der Trend bezüglich der stärksten Reduktion bei der zweiten BPF ebenfalls in den Ergebnissen der instationären Simulation wiederzufinden ist (vgl. Abb. 5.7). Die detaillierten Ergebnisse aus der instationären Simulation im Vergleich zu den analytischen Ergebnissen sind im Anhang A.3 zu finden.

Die vollständige Geometrie der lärmreduzierten Konfiguration M1509 ist in Abb. 5.10 dargestellt. Abschließend lässt sich feststellen, dass bei dieser Konfiguration durch die Anpassung des Hinterkantenwinkels im Blattspitzenbereich des Rotors die Krümmung der Nachläufe verstärkt und dadurch der tonale Interaktionslärm für die akustischen Zertifizierungspunkte *Approach* und *Sideline* erheblich reduziert wurde. Für die Veränderung des Hinterkantenwinkels wurde eine Minderumlenkung der Strömung und damit einhergehend ein Verlust an aerodynamischem Wirkungsgrad in Kauf genommen. Ein stärker gekrümmter Nachlauf lässt sich unter Berücksichtigung der mechanischen Stabilität und mit nur geringem Einfluss auf die aerodynamische Performance auch durch eine Neigung der Rotorschaufeln entgegen der Drehrichtung erreichen. Die Neigung der Profile war in der Optimierung nicht vorgesehen. Dieser Lärmreduzierungsmechanismus ist aber derartig effektiv, in dem Sinne, dass bereits kleine Änderungen an der Geometrie zu einer deutlicher Reduktion der Schalleistung führen, dass bei dieser Konfiguration der Effekt einer Neigung entgegen der Rotordrehrichtung “künstlich” durch eine Minderumlenkung erzeugt wurde. Eine Neigung des Rotors entgegengesetzt zur Drehrichtung ist aus Sicht der Phasenbeziehung zwischen Rotornachlauf und Statorvorderkante gleichzusetzen mit einer Neigung der Statorschaufeln in Drehrichtung des Rotors. Guérin und A. Moreau (2010) haben analytisch gezeigt, dass die Neigung der Statorschaufeln in Drehrichtung des Rotors ebenfalls zu einer Reduktion des tonalen Interaktionslärms führt. Eine Reduktion des tonalen Interaktionslärms durch eine geeignete Schaufelneigung wurde auch von Woodward et al. (1999), Envia und Nallasamy (1999) sowie Cooper und Peake (2006) beobachtet.

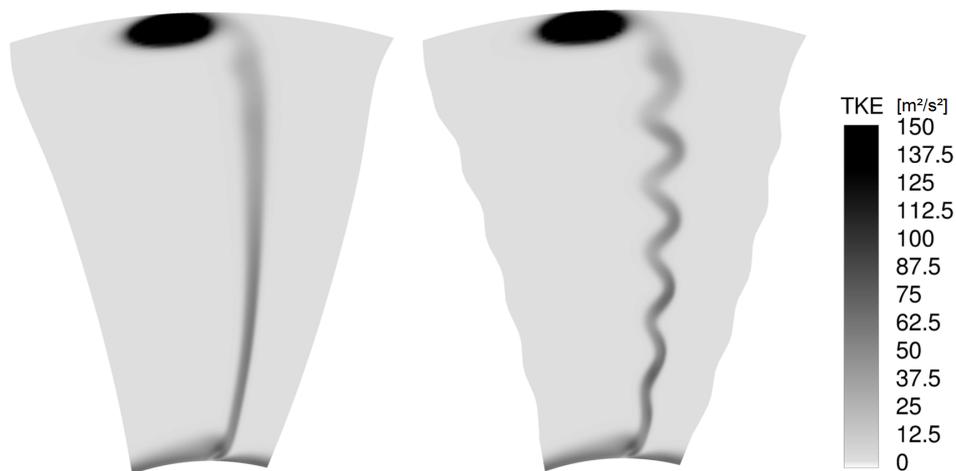


**Abbildung 5.10:** Konfiguration M1509, bei der durch eine Minderumlenkung im Blattspitzenbereich des Rotors der gleiche Lärminderungseffekt erreicht wurde wie durch eine Neigung der Rotorschaukeln entgegen der Drehrichtung.

### 5.1.3 Destruktive radiale Interferenzen durch Hinterkantenzacken

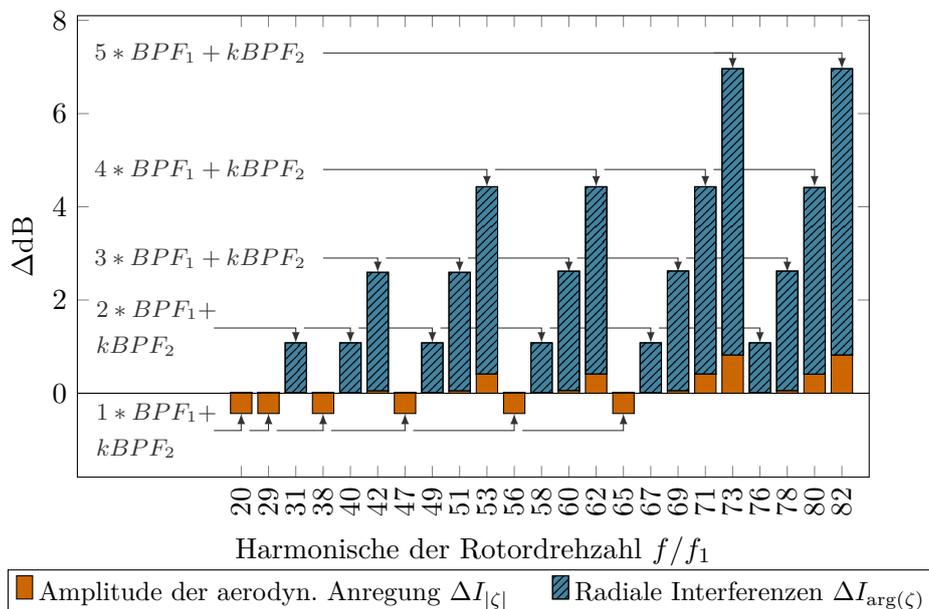
Die ursprüngliche Idee bei der Optimierung von Hinterkantenzacken an der gegenläufigen offenen Fanstufe AI-PX 7 aus Abschnitt 4.2 war, durch die Zacken eine beschleunigte Ausmischung der Nachläufe zu erreichen und damit eine Reduktion des tonalen Interaktionslärms zu erzielen. Die Hinterkantenzacken führen aber auch zu einer veränderten Umlenkung der Strömung und infolgedessen zu einer Variation der Umfangsposition des Nachlaufs, wie in Abb. 5.11 zu sehen ist. Diese Variation führt zu einer veränderten Phasenlage der resultierenden Dipolquellen bei der Interaktion mit dem zweiten Rotor. Im Folgenden wird untersucht, welchen Beitrag die vermeintlich schnellere Ausmischung der Nachläufe in Form einer schwächeren Amplitude der aerodynamischen Anregung  $|\zeta|$  und die veränderten radialen Interferenzen zur Lärminderung beitragen.

In Abbildung 4.7 wurde bereits gezeigt, wie sich die Schalleistung durch die Hinterkantenzacken für die unterschiedlichen Töne ändert. In Abbildung 5.12 wird nun gezeigt, welchen Einfluss dabei die Veränderung der Amplitude und der Phase der aerodynamischen Anregung  $\zeta$  auf die Lärmreduktion haben. Zu sehen ist, dass die zu erwartende Reduktion der Schalleistung durch die veränderte aerodynamische Anregung sehr gut mit den tatsächlich reduzierten

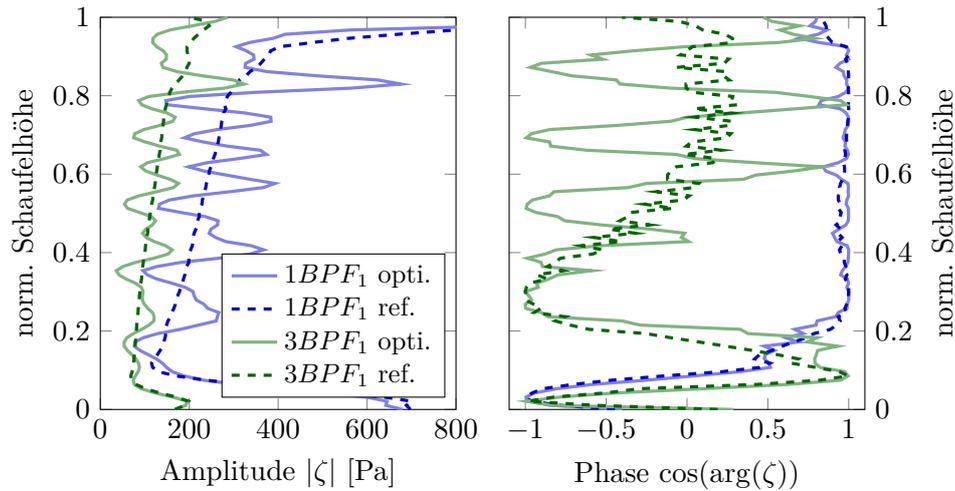


**Abbildung 5.11:** Nachlauform der Referenzgeometrie (links) und der Geometrie mit optimierten Hinterkantenzacken (rechts) des vorderen Rotors vom AI-PX 7.

Schallpegeln in Abb. 4.7 übereinstimmt. Dies legt die Schlussfolgerung nahe, dass die Lärm-minderung primär durch radiale Interferenzen hervorgerufen wird. Für die erste Umfangs-harmonische der Rotornachläufe ( $1 * BPF_1$ ) erzeugen die optimierten Hinterkantenzacken nur vernachlässigbar kleine Interferenzen und die Amplitude der aerodynamischen Anregung nimmt gegenüber der Referenzgeometrie sogar zu. Für die höheren Harmonischen des Nach-laufs nehmen die destruktiven radialen Interferenzen zu und auch die Amplitude der Nachläufe wird kleiner als bei der Referenzgeometrie ohne Hinterkantenzacken.



**Abbildung 5.12:** Zu erwartende Reduktion der Schalleistung durch die Hinterkantenzacken gegenüber der Referenzgeometrie, hervorgerufen durch eine Veränderung der Amplitude und der Phase des Nachlaufs.

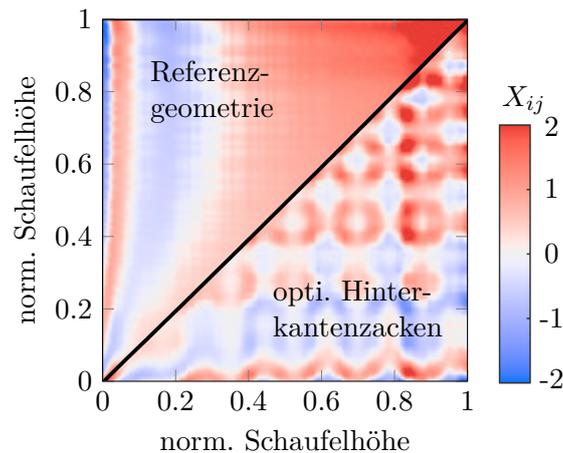


**Abbildung 5.13:** Amplitude und Phase der aerodynamischen Anregung der ersten und dritten Umfangsharmonischen des Nachlaufs des vorderen Rotors des AI-PX 7.

Warum aber nehmen die Hinterkantenzacken mehr Einfluss, je höher die Umfangsharmonische des Nachlaufs wird? In Abbildung 5.13 sind dazu die Amplitude und die Phase der aerodynamischen Anregung der ersten und dritten Umfangsharmonischen des Nachlaufs des vorderen Rotors über die Schaufelhöhe dargestellt. Die Amplitude der gezackten Hinterkante oszilliert um die Amplitude der Referenzgeometrie. Die Ausschläge sind dabei für die erste Harmonische stärker als für die dritte Harmonische. Konträr dazu ist der Einfluss der Hinterkantenzacken auf die Phase. Während die Zacken auf die Phase der ersten Harmonischen kaum einen Einfluss haben, oszilliert die Phase der dritten Harmonischen sehr deutlich um die Phase der Referenzgeometrie. Dies führt zu radialen Interferenzen, welche sich mit Hilfe der Kreuzkorrelationsmatrix  $X_{ij}$  aus Gl. (5.6) visualisieren lassen. In Abbildung 5.14 ist für die Referenzgeometrie und die Geometrie mit optimierten Hinterkantenzacken abgebildet, wie die unterschiedlichen radialen Positionen der dritten Harmonischen miteinander interferieren. Mit der Farbe Rot sind Positionspaare gekennzeichnet, die konstruktiv interferieren ( $X_{ij} > 0$ ). Dahingegen zeigt die Farbe Blau destruktive Interferenzen. Deutlich zu sehen ist, dass durch die Hinterkantenzacken vor allem in der oberen Hälfte der Schaufel destruktive Interferenzen entstehen, die in der Referenzkonfiguration nicht vorhanden sind.

Die Lärminderung durch die Hinterkantenzacken ist demnach eindeutig auf die radialen Interferenzen zurückzuführen. Die Hinterkantenzacken führen zu einer Phasenverschiebung, die umso größer wird, je höher die Ordnung der Umfangsharmonischen des Nachlaufs ist. Dementsprechend nehmen auch die destruktiven radialen Interferenzen zu.

Während die in den vorangegangenen Abschnitten gezeigten Maßnahmen darauf beruhen, die Phasenverschiebung der Dipolquellen über die Schaufelhöhe kontinuierlich zu erhöhen, zielt die hier gezeigte Maßnahme der Hinterkantenzacken auf eine lokale Oszillation der Phase ab. Destruktive radiale Interferenzen treten erst bei den Frequenzen auf, wo die Welligkeit im Nachlauf ausreichend groß genug ist, um bei den resultierenden Dipolquellen einen Vorzeichenwechsel der Phasenlage herbeizuführen.



**Abbildung 5.14:** Radiale Interferenzen für die Referenzgeometrie und die Geometrie mit optimierten Hinterkantenzacken bei der dritten Umfangsharmonischen des Nachlaufs des ersten Rotors ( $3BPF_1$ ), visualisiert mit Hilfe der Kreuzkorrelationsmatrix ( $X_{ij} > 0$  konstruktive Interferenzen,  $X_{ij} < 0$  destruktive Interferenzen).

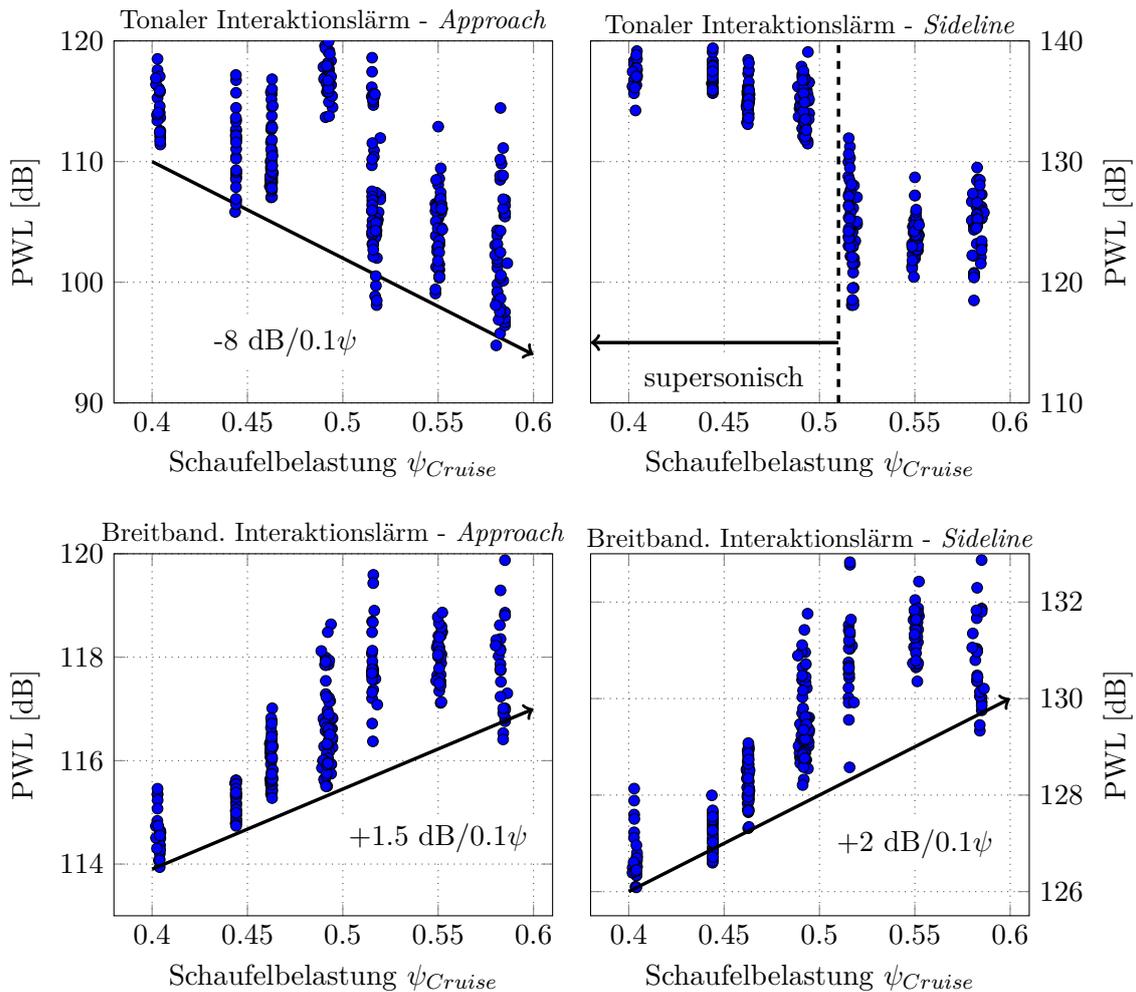
## 5.2 Einfluss der Schaufelbelastung auf den Interaktionslärm

In Abschnitt 5.1.1 wurde bereits an zwei ausgewählten Konfigurationen gezeigt, dass eine zunehmende Rotorschaukelbelastung mit einem größeren Drallunterschied über die Kanalhöhe zwischen den Schaufelreihen einhergeht. Dadurch sind die Nachläufe stärker gekrümmt und die destruktiven radialen Interferenzen nehmen zu, was eine Reduktion der emittierten Schalleistung des tonalen Interaktionslärms zur Folge hat. In diesem Abschnitt soll auf Basis der Datenbank aus der Optimierung der UHBR-Fanstufe (siehe Kap. 4.3) eine Trendanalyse durchgeführt werden, um zu untersuchen, wie sich die Schaufelbelastung sowohl auf den tonalen als auch auf den breitbandigen Interaktionslärm auswirkt.

In der Optimierung wurde die Variation der Schaufelbelastung durch eine Variation der Rotordrehzahl bei gleichbleibendem Fandruckverhältnis erreicht. In Abbildung 5.15 wird gezeigt, wie sich die Schalleistung des tonalen und breitbandigen Interaktionslärms beim *Approach*- und *Sideline*-Betriebspunkt in Abhängigkeit von der Schaufelbelastung des Auslegungspunkts (*Cruise*) verhält.

Im Folgenden werden die Trends, die in Abb. 5.15 zu sehen sind, diskutiert:

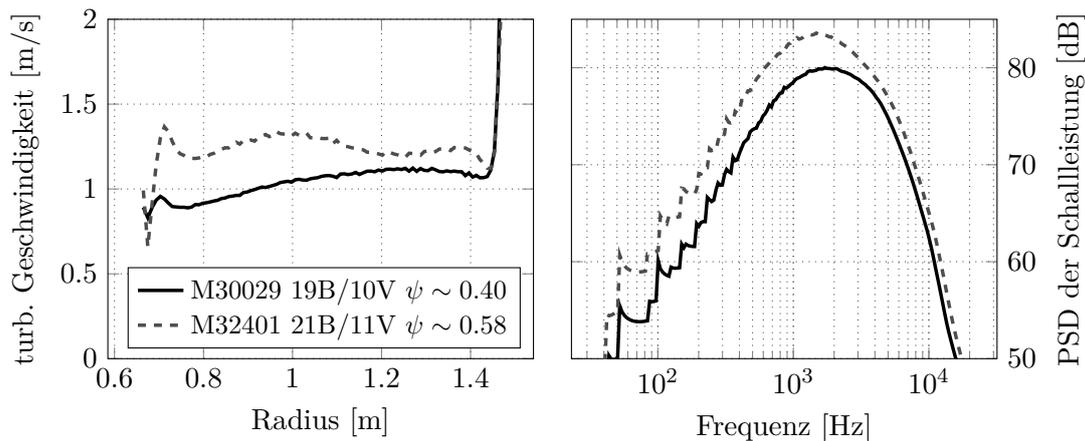
- Beim *Approach*-Betriebspunkt, der im gesamten Optimierungsbereich subsonisch bleibt, führt eine Erhöhung der Schaufelbelastung  $\psi$  um 0.1 zu einer Reduktion der Schalleistung des tonalen Interaktionslärms um ca. 8 dB. Wie bereits in Abschnitt 5.1.1 gezeigt wurde, ist die Lärmreduktion vor allem auf destruktive radiale Interferenzen zurückzuführen. Diese werden durch die stärker gekrümmten Nachläufe auf Grund des zunehmenden Strömungsdralls mit größer werdenden Schaufelbelastungen hervorgerufen.
- Beim *Sideline*-Betriebspunkt wurde auf eine Darstellung der Eigenlärmquellen im Überschallbereich verzichtet, weil die Schalleistung dieser Quellen von den analytischen Modellen überschätzt wird (A. Moreau, 2017). Der Interaktionslärm und der Eigenlärm wurden summiert optimiert. Da der Eigenlärm aber im supersonischen Bereich dominant ist, wird dieser in der Optimierung vorrangig reduziert. Aus diesem Grund



**Abbildung 5.15:** Einfluss der Schaufelbelastung im Auslegungspunkt auf die Schalleistung des breitbandigen und tonalen Interaktionslärms bei den Betriebspunkten *Approach* und *Sideline*.

sind die Ergebnisse für den Interaktionslärm im supersonischen Bereich nicht eindeutig interpretierbar. Erschwerend kommt noch hinzu, dass in den analytischen Modellen die Abschirmung durch die Stöße bei der Ausbreitung des Interaktionslärms durch den Rotor nicht berücksichtigt wird. Da die Eigenlärmquellen aber ohnehin im supersonischen Bereich dominant sind, besteht das größtmögliche Lärminderungspotential darin, die Rotordrehzahl so weit zu reduzieren, dass die relative Zuströmmachzahl der Rotorschaufeln bei den akustischen Zertifizierungspunkten subsonisch wird. Im subsonischen Bereich ist beim *Sideline*-Betriebspunkt für den Interaktionslärm kein eindeutiger Trend auszumachen.

- Für den breitbandigen Interaktionslärm führt eine Erhöhung der Schaufelbelastung  $\psi$  um 0.1 zu einer Zunahme der abgestrahlten Schalleistung von ca. 1.5 dB beim *Approach*-Betriebspunkt und ca. 2 dB beim *Sideline*-Betriebspunkt. Eine Erhöhung der Schaufelbelastung bei konstantem Fandruckverhältnis ist mit einer stärkeren Strömungsumlenkung verknüpft. Um diese größere Strömungsumlenkung ohne eine Strömungsablösung zu bewerkstelligen, muss entweder die Anzahl der Schaufeln oder die Sehnenlänge ver-



**Abbildung 5.16:** Turbulente Schwankungsgeschwindigkeit im Rotornachlauf und resultierendes Spektrum für den breitbandigen Interaktionslärm für einen schwach und einen stark belasteten Rotor.

größert werden. Beides führt zu einer Vergrößerung der reibungsbehafteten umströmten Rotorschaukeloberflächen und dementsprechend zu erhöhter Turbulenz in der Strömung hinter dem Rotor. Die radialen Längenskalen der Turbulenz im Rotornachlauf sind derart klein, dass die diskret an den radialen Schnitten berechneten Dipolquellen als vollständig unkorreliert angenommen werden (siehe Abschnitt 2.3.3). Hieraus resultiert, dass vor allem die Intensität der Turbulenz im Rotornachlauf für die abgestrahlte Schalleistung verantwortlich ist und nicht die Phase, die beim tonalen Interaktionslärm zu den radialen Interferenzen führt. Dementsprechend steigt der breitbandige Interaktionslärm mit zunehmender Schaukelbelastung. Aber auch die relative Zuströmmachzahl der Statorschaufeln steigt mit größer werdender Schaukelbelastung, welche quadratisch in die Berechnung der aerodynamischen Anregung eingeht (siehe Tab. 2.1), was nach Gl. (2.48) ebenfalls zu einer Erhöhung der abgestrahlten Schalleistung führt. In Abbildung 5.16 ist die Erhöhung der Turbulenz durch die erhöhte Schaukelbelastung und das erhöhte Spektrum des breitbandigen Interaktionslärms am Beispiel der beiden Konfigurationen M30029 und M32401 dargestellt. Für die höher belastete Konfiguration M32401 erhöht sich die relative Zuströmmachzahl der Statorschaufeln um ca. 10% gegenüber der weniger belasteten Konfiguration M30029, was allein schon zu einer geschätzten Schalleistungszunahme von ca. 0,8 dB führen sollte. Insgesamt nimmt der breitbandige Interaktionslärm für die höher belastete Konfiguration um 3 dB zu.

Die gefundenen Trends sollen nun mit anderen veröffentlichten Studien verglichen werden. A. Moreau (2017) hat in einer Mittelschnitt-Studie mit *PropNoise* ebenfalls gezeigt, dass der tonale Interaktionslärm mit zunehmender Schaukelbelastung abnimmt ( $-1 \text{ dB}/0.1\psi$ ) und der breitbandige Interaktionslärm zunimmt ( $+1 \text{ dB}/0.1\psi$ ). Dabei sind die Trends allerdings weniger stark ausgeprägt. Die weniger stark ausgeprägten Trends in der 2D-Mittelschnitt-Studie könnten für den tonalen Interaktionslärm auf die vereinfachte radiale Modellierung der Geometrie und Strömung zurückzuführen sein, welche maßgeblich über die radialen Interferenzen den tonalen Interaktionslärm beeinflussen und für den breitbandigen Interaktionslärm auf die Vernachlässigung der Sekundärströmungseffekte, wie dem Blattspitzenwirbel und den Hufeisenwirbel, die mit zunehmender Schaukelbelastung stärker werden.

Die NASA hat in Zusammenarbeit mit GE Aviation am Source Diagnostic Test Fan (SDT)

zwei Rotoren mit 10% unterschiedlicher Drehzahl bei gleichem Fandruckverhältnis von ca. 1.5 akustisch untersucht. Der langsamere Rotor (R4), welcher in Abschnitt 3.3 bereits als Validierungsfall verwendet wurde, zeigte dabei, wie erwartet, geringere Tonallärmpegel. Bei dem schneller drehenden Rotor (M5) mit der geringeren Schaufelbelastung wurde eine Reduktion des Breitbandlärms um 2 bis 3 dB gemessen (Woodward et al., 2002; Podboy et al., 2002a).

Eine ähnliche Studie führte die NASA auch mit Pratt & Whitney durch, in der zwei Fanstufen mit gleichem Fandruckverhältnis von ca. 1.3 mit unterschiedlicher Schaufelbelastung untersucht wurden. Die Messungen zeigten eine Erhöhung des Breitbandlärms für den höher belasteten Rotor bei allen Betriebspunkten und eine Reduktion des tonalen Lärms beim *Approach*-Betriebspunkt (Elliott und Dittmar, 2000; Heidelberg und Elliott, 2000; Topol et al., 2004).

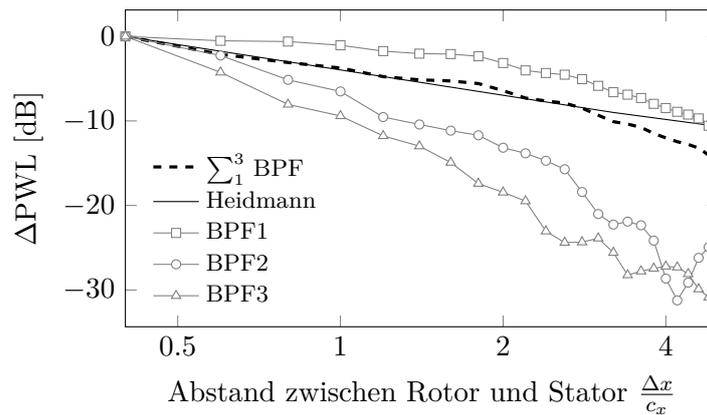
In einem dritten experimentellen Beispiel entwickelte Rolls-Royce plc zusammen mit der Universität Cambridge einen Rotor, der gegenüber der Ausgangsversion bei gleichem Fandruckverhältnis von ca. 1.8 eine um 15% reduzierte Drehzahl hat. Ziel war es, durch die kleinere Drehzahl die Eigenlärmquellen zu unterdrücken. Das Ergebnis war eine Reduktion des Tonalärms um 5 bis 10 dB. Für den Breitbandlärm wurde nahezu keine Änderung gemessen, was mit einer Zunahme des Interaktionslärms bei gleichzeitiger Abnahme der breitbandigen Eigenlärmquellen durch die geringere Drehzahl begründet wurde (Bewick et al., 2001).

Abschließend lässt sich feststellen, dass die Ergebnisse der vorgestellten Studien mit den hier gefundenen Trends übereinstimmen: Tonaler und breitbandiger Interaktionslärm weisen eine gegenläufige Abhängigkeit zur Schaufelbelastung auf, was darauf schließen lässt, dass die optimale Schaufelbelastung in Bezug auf diese beiden Lärmquellen eine Kompromisslösung darstellt.

### 5.3 Einfluss des Schaufelreihenabstandes auf den tonalen Interaktionslärm

Durch eine Vergrößerung des Abstandes zwischen den Schaufelreihen verlängert sich die Konvektionsdistanz der Nachläufe. Dadurch werden die Nachläufe stärker ausgemischt, was zu einer geringeren Amplitude der aerodynamischen Anregung führt. Vor allem werden aber die Nachläufe durch den Drallunterschied über die Kanalhöhe stärker gekrümmt und damit einhergehend treten vermehrt destruktive radiale Interferenzen auf. In Abbildung 5.17 wird am Beispiel der Konfiguration M1509 gezeigt, wie sich eine Variation des Abstandes von Rotor- und Statorschaufelreihe auf den tonalen Interaktionslärm auswirkt.

Die Gesamtschalleistung des tonalen Interaktionslärms nimmt über einen großen Bereich mit 3 dB pro Verdopplung des Abstandes ab. Das entspricht exakt der empirischen Korrelation, die von Heidmann (1979) veröffentlicht wurde und ebenfalls in Abb. 5.17 dargestellt ist. Erst bei sehr großen Abständen wird der mit dem RANS-basierten Ansatz berechnete Abfall der Schalleistung stärker. Gleichzeitig tritt bei den höheren Blattfolgefrequenzen eine Welligkeit in den Ergebnissen auf. Beides könnte ein Indiz dafür sein, dass die Nachläufe bereits so stark gekrümmt sind, dass die verwendete radiale Auflösung von 200 Schnitten nicht mehr ausreicht.



**Abbildung 5.17:** Einfluss des Abstandes zwischen dem Rotor und dem Stator auf die Schalleistung des tonalen Interaktionslärms am Beispiel der Konfiguration M1509 beim *Sideline*-Betriebspunkt. Berechnet mit 200 radialen Schnitten.

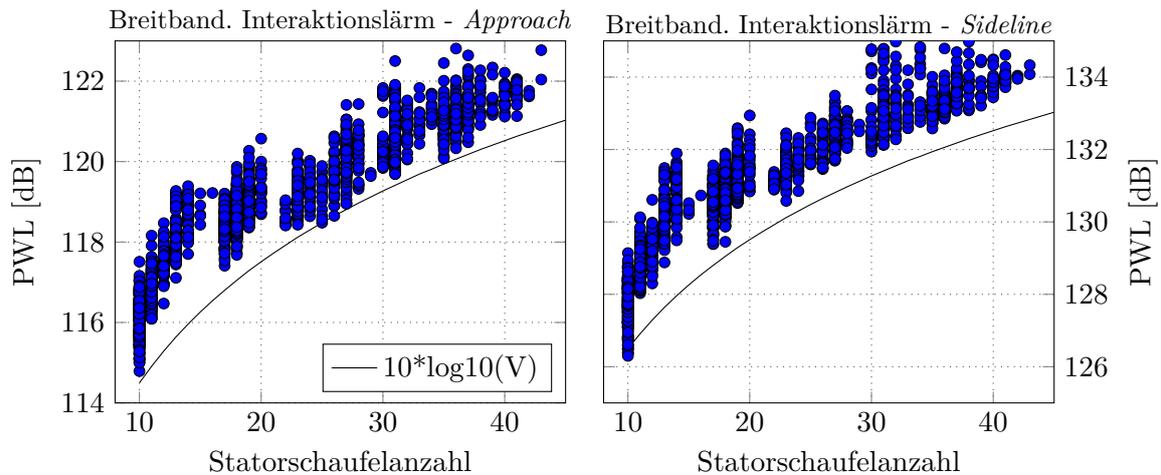
## 5.4 Einfluss der Statorschaufelzahl auf den Interaktionslärm

Die Statorschaufelzahl ist sowohl aus aerodynamischer als auch aus akustischer Sicht ein kritischer Designparameter. Bei einer gegebenen Schaufelbelastung bzw. Umlenkung der Strömung ist bei einer Veränderung der Schaufelanzahl und konstant gehaltener *Solidity* (Kehrwert des Schaufelteilungsverhältnisses) immer auch eine Anpassung der Sehnenlänge notwendig. Dadurch verändert sich das Verhältnis der Schaufelhöhe zur Sehnenlänge (*engl. Aspect Ratio*). Wird dieses Verhältnis kleiner, wird der Einfluss der Sekundärströmungseffekte größer (z. B. von Eckenwirbeln). Gleichzeitig werden aber auch die mechanische und die aerodynamische Stabilität größer, da die Schaufeln weniger zum Schwingen neigen und die Strömung weniger ablösegefährdet ist (Wennerstrom, 1989). Aus akustischer Sicht hat die Statorschaufelanzahl einen entscheidenden Einfluss auf die resultierenden Modenordnungen des tonalen Interaktionslärms. Welchen Einfluss die Schaufelanzahl auf die tonale und breitbandige Schallemission hat, wird in den folgenden beiden Abschnitten anhand der Optimierungsergebnisse der UHBR-Fanstufe aus Kap. 4.3 untersucht.

### Einfluss der Statorschaufelzahl auf den breitbandigen Interaktionslärm

In Abbildung 5.18 ist zu sehen, dass bei konstanter Schaufelbelastung und infolgedessen auch bei nahezu konstanter turbulenter kinetischer Energie der breitbandige Interaktionslärm vorrangig von der Statorschaufelzahl abhängt. Wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, ist die Korrelationslänge der resultierenden Dipolquellen derart klein, dass destruktive Interferenzen nicht auftreten können. Dementsprechend tragen die Quellen immer additiv zur abgestrahlten Schalleistung bei. Eine Verdopplung der Anzahl der Dipolquellen durch eine Verdopplung der Statorschaufelzahl führt demzufolge zu einer Erhöhung der abgestrahlten Schalleistung um 3 dB. Der Gültigkeitsbereich dieser Korrelation beschränkt sich dabei auf den hochfrequenten Bereich der Schaufelantwortfunktion (siehe Abschnitt 2.2). Für niederfrequente Anregungen korreliert der breitbandige Interaktionslärm nicht mehr allein mit der Statorschaufelzahl, sondern mit der *Solidity* der Statorschaufeln.

Der Trend, dass der breitbandige Interaktionslärm mit geringerer Statorschaufelzahl abnimmt, wurde auch experimentell beobachtet. Der NASA Rotor R4 wurde in der Ausgangsversion am



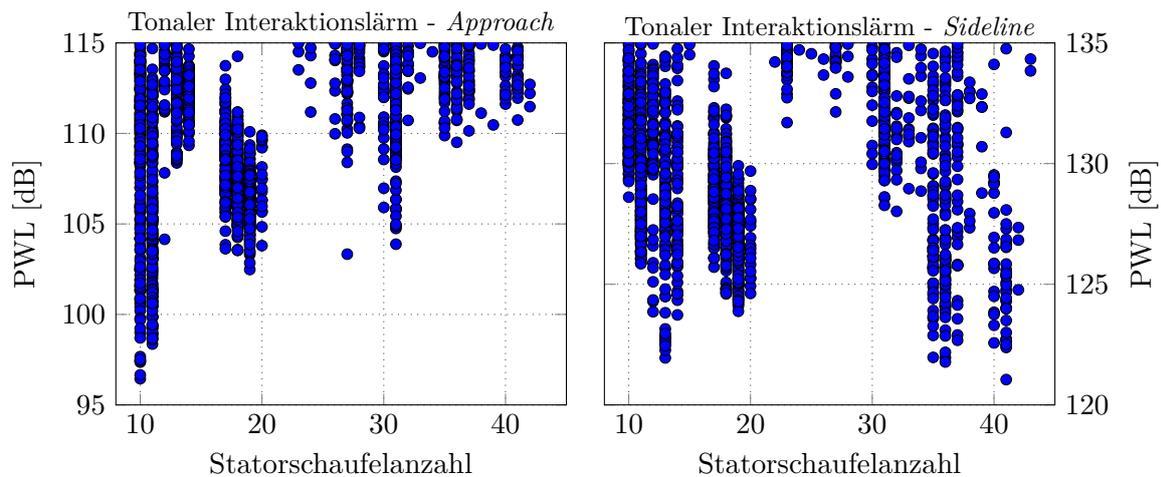
**Abbildung 5.18:** Einfluss der Schaufelzahl auf die Gesamtschalleistung des breitbandigen Interaktionslärms bei einer Schaufelbelastung von  $\psi \sim 0.51$  (1750 1/min).

SDT-Prüfstand zusammen mit einem Stator mit 54 Schaufeln vermessen (siehe Abschnitt 3.3). Durch eine Reduktion der Statorschaufelzahl auf 26 wurde eine deutliche Reduktion des breitbandigen Interaktionslärms erreicht (Nallasamy und Envia, 2005). Diese Reduktion konnte mit dem Verfahren der RANS-basierten analytischen Fanlärmrechnung korrekt wiedergegeben werden, wie Herthum und Jaron (2017) gezeigt haben. Im Rahmen des von der NASA finanzierten Programms AST (Advanced Subsonic Technology) wurde eine Fanstufe der Firma Boeing vermessen. Ziel der Experimente war es, die Entstehungsmechanismen des breitbandigen Fanlärms durch gezielte Parameterstudien zu identifizieren und zu quantifizieren. Dabei wurde auch die Anzahl der Statorschaufeln von 15 auf 30 und 60 erhöht und eine Zunahme des breitbandigen Interaktionslärms gemessen (Ganz et al., 1998). Auch experimentelle Untersuchungen der Firma Rolls-Royce plc bestätigen die Reduktion des breitbandigen Interaktionslärms mit kleiner werdender Statorschaufelzahl (Schwaller et al., 1984).

#### Einfluss der Statorschaufelzahl auf den tonalen Interaktionslärm

Der Einfluss der Statorschaufelzahl auf den tonalen Interaktionslärm bei einer konstanten Schaufelbelastung von  $\psi \sim 0.51$  ist in Abb. 5.19 dargestellt. Bei dieser Schaufelbelastung liegt auch beim *Sideline*-Betriebspunkt eine Unterschallströmung vor. Beim *Approach*-Betriebspunkt scheint eine möglichst geringe Statorschaufelzahl zu geringerer Lärmemission zu führen. Beim *Sideline*-Betriebspunkt ist für hohe Statorschaufelzahlen  $V > 35$  die erste BPF nicht mehr ausbreitungsfähig, was zu einer deutlich geringeren Lärmemission führt. Es zeichnet sich aber noch ein zweiter Bereich bei  $V \sim 12$  ab, bei dem vergleichsweise wenig Schalleistung vorhergesagt wird. Die Trends zwischen der Schaufelzahl und dem tonalen Interaktionslärm sind schwer zu interpretieren, da der Einfluss der Statorschaufelanzahl nicht von anderen Effekten separiert werden kann, wie z. B. den radialen Interferenzen, welche möglicherweise auf Grund des Konvergenzstandes der Optimierung nicht bei allen Schaufelzahlen in vergleichbarer Weise ausgeprägt sind.

Um den Einfluss der Statorschaufelzahl isoliert von anderen Effekten untersuchen zu können, wird eine Konfiguration aus der Optimierung ausgewählt und in einer Parameterstudie ausschließlich die Schaufelzahl variiert. Dazu werden in den Eingangsgrößen der analytischen Lärmrechnung die entsprechenden Parameter mit der Schaufelzahl skaliert. Die radialen



**Abbildung 5.19:** Einfluss der Schaufelzahl auf die Gesamtschalleistung des tonalen Interaktionslärms bei einer Schaufelbelastung von  $\psi \sim 0.51$  (1750 1/min).

Interferenzen werden durch die Skalierung nicht verändert, da die relative Phasenlage zwischen dem Nachlauf und der Statorvorderkante erhalten bleibt.

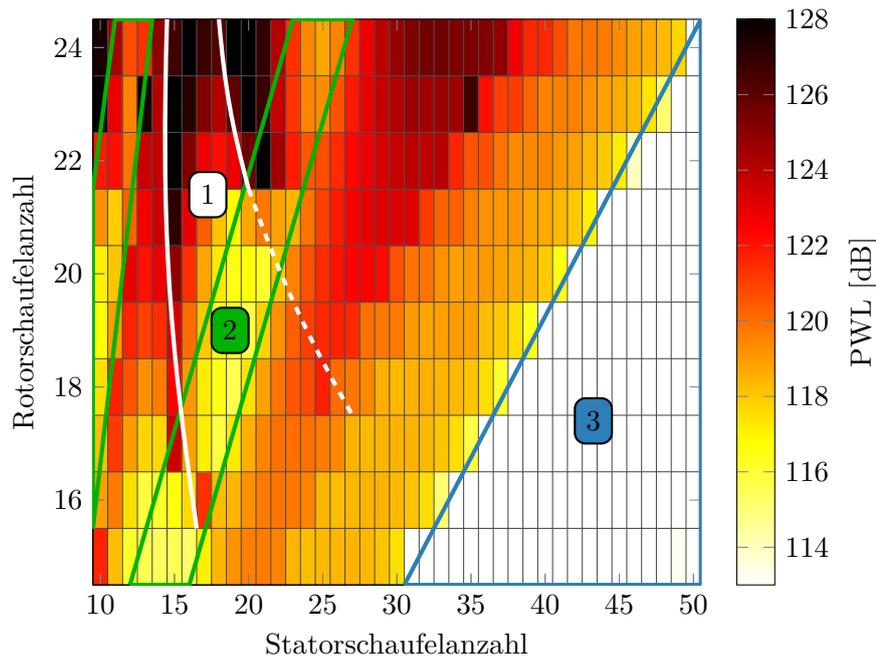
Für die Variation der Statorschaufelzahl wird die Annahme getroffen, dass die *Solidity* bei veränderter Schaufelzahl konstant bleibt. Dadurch wird in guter Näherung die Oberfläche der Schaufeln konstant gehalten und dementsprechend auch die auf die Oberfläche normierte Arbeit bzw. die Schaufelbelastung. Außerdem wird die Position der Vorderkante beibehalten, um den Abstand der Schaufelreihen nicht zu verändern. Dementsprechend werden die Position der Hinterkante und die Schaufelteilung in den Eingangsgrößen für die analytischen Modelle mit der Schaufelzahl skaliert.

Für die Variation der Rotorschaufelzahl wird ebenfalls die Annahme über eine konstante *Solidity* getroffen und die Position der Hinterkante beibehalten. Neben der Skalierung von Vorderkante und Schaufelteilung müssen auch die Nachläufe skaliert werden. Bei konstanter *Solidity* und konstanter Umlenkung der Strömung bleibt auch der Diffusionsfaktor nach Lieblein et al. (1953) konstant und damit auch der Widerstandskoeffizient  $C_D$  (Jaron, 2010).

Die empirischen Nachlaufmodelle von Schlichting (1968), Reynolds et al. (1979) sowie Majjigi und Gliebe (1984) zeigen, dass bei konstanter *Solidity* und konstantem Widerstandskoeffizienten die Nachlauftiefe ebenfalls konstant bleibt. Nur die Nachlaufbreite skaliert mit der Schaufelzahl.

Als Ausgangskonfiguration für diese Studie wird die Konfiguration M1509 (siehe Abb. 5.10) verwendet. In Abbildung 5.20 ist beispielhaft die Schalleistung des tonalen Interaktionslärms bei der ersten BPF stromab der Stufe beim *Sideline*-Betriebspunkt in Abhängigkeit der Schaufelpaarungen dargestellt. Markante Muster, die sich teilweise gegenseitig überlagern, sind in der Abbildung markiert und deren physikalische Ursachen werden im Folgenden diskutiert:

1. Bei Jaron et al. (2017b) wurde gezeigt, dass entlang der weißen Linien zusätzliche Radialmoden gerade *cut-on* werden. Direkt an der Grenze zwischen *Cut-off*- und *Cut-on*-Bereich haben die Moden im Strömungskanal eine deutlich höhere Schalleistung. Die Abstrahlung ins Fernfeld ist bei diesen Moden aber sehr ineffektiv. Dieser Effekt lässt

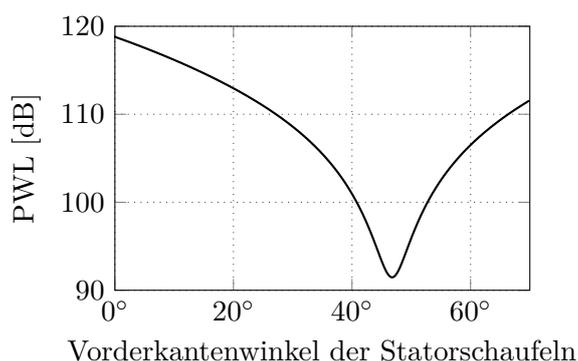


- 1 *Cut-on*-Grenzen von Radialmoden     
 2 Geringe Anregung durch Kongruenz von Ausbreitungswinkel und Vorderkantenwinkel     
 3 *Cut-off*-Bereich

**Abbildung 5.20:** Parameterstudie zum Einfluss der Schaufelanzahlpaarung auf den tonalen Interaktionslärm. Dargestellt ist die Schalleistung bei der ersten BPF stromab der Stufe beim *Sideline*-Betriebspunkt. Ausgangskonfiguration ist M1509.

sich auch experimentell bestätigen, wird aber in den analytischen Modellen durch die Vernachlässigung der akustischen Grenzschicht überschätzt (siehe Abschnitt 2.4).

2. Der grün markierte Bereich entsteht durch Schaufelpaarungen, bei denen Interaktionsmoden entstehen, deren Phasenausbreitungswinkel  $\zeta$  nahezu identisch mit dem Vorderkantenwinkel der Schaufeln ist (siehe Abb. 2.17). In den analytischen Modellen werden die Dipole gerade senkrecht zu dem Vorderkantenwinkel der unendlich dünnen und nicht gekrümmten Platte modelliert. Stehen dabei die Dipole senkrecht zum Ausbreitungswinkel der Moden, werden diese nur sehr schwach angeregt, was durch die Abstrahleffizienz  $\Re = ik_n c$  in Gl. (2.47) modelliert wird, wobei  $k_n$  die akustische Wellenzahl senkrecht zur Platte ist. Der Einfluss des Vorderkantenwinkels der Statorschaufeln auf die analytisch berechnete Schalleistung ist in Abb. 5.21 exemplarisch dargestellt. In diesem Beispiel wird gerade bei ca.  $46^\circ$  der Vorderkantenwinkel kongruent zum Ausbreitungswinkel der dominanten Mode, was sich in einem starken Einbruch der analytisch berechneten Schalleistung bemerkbar macht. In der Realität unterliegen die Dipolquellen einer Verteilung über das gekrümmte Profil, so dass dieser Effekt vermutlich nicht ganz so stark ausgeprägt sein dürfte.
3. Im blau markierten *Cut-off*-Bereich ist die Statorschaufelanzahl im Verhältnis zu der Rotorschaufelanzahl groß genug, so dass die resultierenden Interaktionsmoden nicht mehr ausbreitungsfähig sind.



**Abbildung 5.21:** Einfluss des Vorderkantenwinkels der Statorschaufeln auf die Schalleistung der ausbreitungsfähigen akustischen Moden, wobei die dominante Mode einen Ausbreitungswinkel von ca.  $46^\circ$  hat.

Diese charakteristischen Effekte überlagern sich und führen zu einer diskontinuierlichen Antwortfunktion in Abhängigkeit von der Schaufelzahlpaarung, was das Finden eines globalen Optimums erschwert. Im Hinblick auf die Optimierungsergebnisse in Abb. 5.19 kann mit dieser Studie aber erklärt werden, warum beim *Sideline*-Betriebspunkt die Schalleistung bei hoher und bei niedriger Statorschaufelanzahl geringer ausfällt als in dem Bereich dazwischen.

Dem Autor sind keine experimentellen Studien bekannt, die den Einfluss der Schaufelzahlen derart detailliert validieren könnten, was dem immensen Aufwand geschuldet sein dürfte, den eine solche Studie verursachen würde. Eine experimentelle Studie wurde von Schwaller et al. (1984) veröffentlicht, in der ein Rotor mit 27 Schaufeln mit vier unterschiedlichen Statoren (56, 40, 22 und 10 Schaufeln) vermessen wurde. Schwaller zeigte, dass durch die kleinere Statorschaufelzahl zwar die erste BPF ausbreitungsfähig wurde, jedoch die Konfiguration mit 10 Schaufeln kleinere Pegel bei den höheren Blattfolgefrequenzen aufwies als die Referenzkonfiguration mit 56 Schaufeln. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde im Rahmen des 7. EU-Forschungsrahmenprogramms im Projekt OPENAIR (Optimisation for low Environmental Noise impact AIRcraft) ein Stator aerodynamisch optimiert, dessen Schaufelzahl von 42 auf 14 reduziert wurde. Anschließend wurde mit Hilfe von instationären Simulationen der tonale Interaktionslärm beider Konfigurationen bewertet (Kröger et al., 2012). Durch die Reduktion der Schaufelzahl wurde der tonale Interaktionslärm lediglich um 1 dB lauter. Zwar wurde auch in dieser Studie die erste BPF lauter, aber die höheren Frequenzen zeigten eine reduzierte Schalleistung gegenüber der Ausgangskonfiguration. Eine zusätzliche akustische Optimierung der Vorderkante brachte eine weitere Reduktion des tonalen Interaktionslärms (Giacché et al., 2013).

Abschließend lässt sich feststellen, dass neben den konventionellen *Cut-off*-Designs mit vergleichsweise vielen Statorschaufeln Konfigurationen mit wenigen Statorschaufeln bei geeigneter Optimierung hinsichtlich des tonalen Interaktionslärms eine vielversprechende Alternative darstellen können, die gleichzeitig auch noch eine Reduktion des breitbandigen Interaktionslärms mit sich bringen würden.

## 5.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Ergebnisse aus den akustischen Optimierungen und zweier Parameterstudien dazu verwendet maßgebende Trends zwischen den Designparametern und der Lärmemission der Fanstufen zu identifizieren und die physikalischen Mechanismen dahinter mit Hilfe der analytischen Modelle nachzuvollziehen. Auf Basis dieser Erkenntnisse konnte die physikalische Plausibilität der Ergebnisse des RANS-basierten analytischen Verfahrens der Fanlärmrechnung belegt werden und Designregeln für zukünftige akustische Auslegungen abgeleitet werden. Die wichtigsten Erkenntnisse werden im Folgenden zusammengefasst und diskutiert:

- **Radiale Interferenzeffekte:** Radiale Interferenzen wurden als Schlüsselparame-ter für die Entstehung von tonalem Interaktionslärm identifiziert. Die Auswertung der beiden Opti-mierungen hat gezeigt, dass selbst kleinste Veränderungen in der Form des Nachlaufs zu mehreren Dezibel Unterschied in der Lärmemission führen können. Diese Sensitivität bedeu-tet gleichzeitig eine große Herausforderung für die exakte Rekonstruktion der Nachläufe und für die analytische Modellierung der Lärmmentstehung, aber auch ein erhebliches Poten-tial zur Lärminderung. Eine höhere Phasenverschiebung zwischen Anregungsquelle und Schaufelkante über die Schaufelhöhe und infolgedessen vermehrt destruktive radiale Inter-ferenzen lassen sich durch unterschiedliche Maßnahmen erreichen: Dazu gehört die Neigung der Rotorschau-feln entgegen der Drehrichtung, eine Neigung der Statorschau-feln in Rotor-drehrichtung, das Erhöhen des Dralls durch eine größere Schaufelbelastung, die Pfeilung der Rotorschau-feln entgegen der Strömungsrichtung, die Pfeilung der Statorschau-feln mit der Strömungsrichtung und die Vergrößerung des Abstands zwischen den beiden Schaufelreihen. Mit Hilfe von gezackten, bzw. welligen Hinter- oder Vorderkante lassen sich zusätzlich auch lokale Variationen der Phase und dementsprechend destruktive Interferenzen erzeugen.
- **Einfluss der Schaufelbelastung auf den Interaktionslärm:** Eine Erhöhung der Rotor-schau-felbelastung im Auslegungspunkt durch eine Reduktion der Rotordrehzahl bis zu einer relativen Blattspitzenmachzahl, wo die tonalen Rotoreigenlärmquellen nicht mehr auftre-ten, führt zu einer deutlichen Lärminderung um mehrere Dezibel. Gleichzeitig führt eine Erhöhung der Schaufelbelastung zu erhöhter Turbulenz im Rotornachlauf und infolgedes-sen zu einem Anstieg des breitbandigen Interaktionslärms. Auf der anderen Seite nimmt auch die Krümmung der Rotornachläufe zu, was zu vermehrten destruktiven Interferenzen bei den resultierenden Dipolquellen auf den Statorvorderkanten führt und dementsprechend eine Reduktion des tonalen Interaktionslärms zur Folge hat. Daraus lässt sich ableiten, dass es für die Lärmemission eine optimale Schaufelbelastung mit subsonischer Schaufelumströ-mung gibt, die aber nicht mit dem aerodynamischen Optimum übereinstimmt, das für einen typischen Triebwerksfan bei einer leicht supersonischen relativen Blattspitzenmachzahl liegt.
- **Einfluss der Statorschau-felanzahl auf den tonalen und breitbandigen Interakti-onslärm:** Für den breitbandigen Interaktionslärm führt eine Verdopplung der Schaufelzahl zu einer Erhöhung der Schalleistung um 3 dB. Für den tonalen Interaktionslärm lässt sich kein einfacher Zusammenhang zwischen Schaufelzahl und Lärmemission finden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass beim Tonallärm nur sehr wenige Modenordnungen entstehen und diese sehr sensitiv auf die *Cut-on-* zu *Cut-off-*Grenze, auf radiale Interferenzen und auf den Anstellwinkel der Statorschau-feln reagieren. Es hat sich gezeigt, dass einerseits beson-ders günstige Konfigurationen bei hohen Statorschau-felzahlen im *Cut-off-*Bereich zu finden sind. Andererseits gibt es auch bei geringen Statorschau-felzahlen einen Bereich, in dem die

ausbreitungsfähigen Moden auf Grund der Kongruenz ihres Ausbreitungswinkels mit dem Anstellwinkel der Schaufeln tendenziell schwächer angeregt werden.

## 6 Schlussfolgerungen

### 6.1 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem die Schallemission einer Fanstufe bereits während der Auslegungsphase bewertet werden kann. Ein solches Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und in multidisziplinären Optimierungen dazu genutzt, lärmarme Fanstufen auszulegen und durch die Analyse der Ergebnisse akustische Designrichtlinien abzuleiten.

Sowohl die Weiterentwicklungen im Bereich der automatischen Optimierungsalgorithmen als auch der numerischen Strömungs- und Struktursimulation ermöglichen heutzutage die aerodynamische und strukturmechanische Auslegung einer Fanstufe innerhalb einer Optimierungsprozesskette. Um auch die Akustik in der Auslegung berücksichtigen zu können, wurde ein Verfahren benötigt, welches robust genug und vom Rechenaufwand her geeignet ist, um in Optimierungen Anwendung zu finden, in denen eine große Anzahl an Konfigurationen bewertet werden soll. Vor allem muss dieses Verfahren aber in der Lage sein, die Trends zwischen den Strömungs- und Geometrieigenschaften und der Lärmemission der Fanstufe physikalisch korrekt abzubilden. Ausgangspunkt für die Entwicklung eines solchen Verfahrens war dabei der Ansatz von A. Moreau (2017), in dem die Fanlärmquellen analytisch modelliert werden und die benötigten Eingangsgrößen bezüglich der Fangeometrie und der Strömung auf Basis weniger Informationen entlang des Mittelschnitts modelliert werden. Da die Qualität der analytischen Lärmberechnung maßgeblich von der Qualität der Eingangsgrößen abhängt und in der aerodynamischen Optimierung ohnehin Strömungssimulationen durchgeführt werden, wurde in dieser Arbeit ein Ansatz entwickelt, bei dem alle benötigten Eingangsgrößen für die analytische Fanlärmberechnung aus stationären Strömungssimulationen extrahiert bzw. rekonstruiert werden. Da die Interaktionslärmquellen beim Landeanflug und in zukünftigen Triebwerksgenerationen mit sehr hohem Nebenstromverhältnis möglicherweise auch beim Start die dominanten Lärmquellen darstellen, wurde bei der Weiterentwicklung des Verfahrens der Fokus auf diese Lärmquellen gelegt.

In stationären Strömungssimulationen wird das Strömungsfeld am Interface zwischen den Schaufelreihen in Umfangsrichtung gemittelt. Aus diesem Grund fehlt die Information über die instationäre Anregung an der Position der Schaufelkanten, wo sie aber für die analytische Berechnung des Interaktionslärms benötigt wird. Um den tonalen Interaktionslärm dennoch möglichst exakt auf Basis einer stationären Strömungssimulation berechnen zu können, wurde ein Modell zur Konvektion der Rotornachläufe und Ausbreitung des Potentialfeldes entwickelt, durch welches es möglich wird, die Amplitude und Phasenlage der Strömungsstörungen an den Schaufelkanten zu rekonstruieren. Die relative Phasenlage zwischen der periodischen aerodynamischen Anregung und der Schaufelkante hat sich als äußerst relevant für die Entstehung des tonalen Interaktionslärms herausgestellt, da die resultierenden dipolartigen Quellen über die Schaufelhöhe miteinander interferieren und sich dementsprechend, je nach Phasenlage, konstruktiv oder destruktiv überlagern. Als vorteilhaft erwies sich dabei auch die separate

Rekonstruktion von Nachlauf und Potentialfeld, da auf diese Weise beide Interaktionslärmquellen getrennt voneinander analytisch berechnet und quantifiziert werden können.

Um auch den breitbandigen Interaktionslärm in der Auslegung der Fanstufe berücksichtigen zu können, wurde gezeigt, wie sich basierend auf den modellierten turbulenten Größen der stationären Strömungssimulation das turbulente Geschwindigkeitsspektrum der Rotornachläufe synthetisieren lässt. Hier ist insbesondere die Berücksichtigung der Abhängigkeit der modellierten integralen Längenskala zur Reynoldszahl basierend auf der Taylor-Mikroskala und die neu eingeführte Umfangsmittelung der integralen Längenskala gewichtet mit der turbulenten kinetischen Energie hervorzuheben. Beides führt zu einer deutlich genaueren Berechnung der integralen Längenskala basierend auf den modellierten turbulenten Größen. Anhand der entwickelten Konvektionsmodelle für die turbulente kinetische Energie und die integrale Längenskala kann das turbulente Geschwindigkeitsspektrum an den Schaufelvorderkanten rekonstruiert werden. Anders als beim tonalen Interaktionslärm spielt beim breitbandigen Interaktionslärm die Phase der resultierenden Dipolquellen keine Rolle, da die Korrelationslängen derartig klein sind, dass destruktive Interferenzen nicht aufkommen können. Beim breitbandigen Interaktionslärm determinieren neben der Statorschaufelzahl und der relativen Blattspitzenmachzahl vor allem die Intensität und das Längenmaß der Turbulenz den abgestrahlten Schall.

Das Verfahren wurde vor der Anwendung in einer Optimierung am Beispiel von drei unterschiedlichen, realistischen Fankonfigurationen bei Betriebspunkten im Unterschallbereich mit experimentellen, numerischen und empirischen Ergebnisse verglichen und bewertet. Dabei zeigte sich, dass die Gesamtschalleistung der verschiedenen Lärmquellen mit einer Genauigkeit von ca. 3 Dezibel getroffen wird. Die Abweichung bei einzelnen Frequenzen sowohl beim tonalen als auch beim breitbandigen Interaktionslärm kann dabei deutlich größer ausfallen. In separaten Studien wurde gezeigt, dass die Qualität der Lärmvorhersage maßgeblich von der Qualität der verwendeten Strömungslösung abhängt. Die Gitterauflösung sollte eine möglichst dissipations- und dispersionsfreie numerische Ausbreitung der Strömungsstörungen gewährleisten. Auch die Wahl des Turbulenzmodells kann einen erheblichen Einfluss sowohl auf den breitbandigen als auch auf den tonalen Interaktionslärm haben. Eine Vergleichsstudie ergab, dass das Menter SST-Modell den besten Kompromiss hinsichtlich der Robustheit, der Rechenkosten und der physikalisch korrekten Abbildung der Turbulenz im Vergleich zu den anisotropen Modellen liefert. Durch die inhärente Limitierung der Wirbelviskosität in dem Menter SST-Modell wird keine Erweiterung für den Staupunkt benötigt, welcher zu einer unphysikalisch hohen Dissipationsrate in der Schaufelumgebung führt und infolgedessen die berechnete integrale Längenskala verfälscht. Auch auf die Erweiterung für rotationsbehaftete Strömungen sollte verzichtet werden, da diese innerhalb der gradientbehafteten Rotornachläufe zu einem unphysikalischen Transfer von Energie aus der mittleren Strömung in die turbulente kinetische Energie führt und dementsprechend die berechneten Interaktionstöne zu den höheren Frequenzen hin stark reduziert werden, während die Schalleistung des breitbandigen Interaktionslärm erhöht wird.

Abschließend wurde das Verfahren der RANS-basierten analytischen Fanlärmrechnung für die akustische Optimierung von den Hinterkantenzacken einer gegenläufigen offenen Fanstufe und für die aeroakustischen Auslegung einer ummantelten Fanstufe verwendet. Anhand dieser Optimierungen hat sich gezeigt, dass das Verfahren robust in einem großen Anwendungsbereich physikalisch plausible Ergebnisse liefert. Die Ergebnisse wurden dazu verwendet, den

Einfluss wichtiger Auslegungsparameter der Fanstufe und der Schaufelform auf die Lärmemission zu untersuchen. Dabei wurde besonderes Augenmerk darauf gelegt, die determinierenden Lärminderungsmechanismen zu identifizieren und mögliche Designrichtlinien abzuleiten. Im Folgenden werden die gefundenen Lärminderungsmaßnahmen auch im Hinblick auf ihre mögliche gegenläufige Abhängigkeit zur aerodynamischen Effizienz und der mechanischen Stabilität diskutiert:

- **Fandesign**

- **Einfluss der Schaufelbelastung**

Bei einem festen Fandurchmesser und Fandruckverhältnis lässt sich über die Rotordrehzahl im Auslegungspunkt die Schaufelbelastung festlegen. Die gewählte Schaufelbelastung im Auslegungspunkt stellt dabei immer einen Kompromiss zwischen aerodynamischem Wirkungsgrad, Tonallärm und breitbandigem Interaktionslärm dar. Das aerodynamische Optimum ist bei einer leicht supersonischen Blattspitzenmachzahl als Kompromiss zwischen stärker werdenden Stoßverlusten hin zu kleinen Schaufelbelastungen und zunehmenden Reibungsverlusten für höhere Schaufelbelastungen zu finden. Der breitbandige Interaktionslärm steigt mit größer werdender Rotorschaukelbelastung durch die zunehmende Turbulenz im Rotornachlauf an. Im Gegensatz dazu nimmt der tonale Interaktionslärm mit zunehmender Schaufelbelastung ab, da die Krümmung der Nachläufe zunimmt und damit auch die destruktiven radialen Interferenzen zunehmen. Eine erhebliche Lärmreduktion lässt sich erreichen, wenn durch die gewählte Schaufelbelastung die tonalen Eigenlärmquellen unterdrückt werden.

- **Schaufeldesign**

- **Einfluss der Schaufelzahl**

Seit den 1980er Jahren werden auf Grund verbesserter Fertigungstechnologien und neuer Materialien stärker verwundene Schaufeln mit größeren Profildicken entwickelt, welche durch das günstigere Verhältnis von Schaufelhöhe zur Sehnenlänge weniger zu Schwingungen neigen (Grieb, 2007). Dadurch verringern sich tendenziell die Rotorschaukelzahl und gleichzeitig auch die Statorschaukelzahl, ohne dass das *Cut-off*-Design aufgegeben werden muss. Die Optimierungsergebnisse zeigen, dass neben dem konventionellen *Cut-off*-Design möglicherweise Konfigurationen mit sehr wenigen Statorschaukeln eine vielversprechende Alternative darstellen könnten. Bei geeigneter Wahl der Schaufelzahlpaarung werden die resultierenden Tyler & Sofrin-Moden auf Grund der Kongruenz ihres Ausbreitungswinkels mit dem Anstellwinkel der Statorschaukeln nur schwach angeregt und die Gesamtschalleistung des tonalen Interaktionslärms erreicht ein ähnlich niedriges Niveau wie Konfigurationen mit *Cut-off*-Design. Gleichzeitig wird auf Grund der geringen Statorschaukelzahl der breitbandige Interaktionslärm reduziert.

- **Pfeilung und Neigung der Rotor- und Statorschaukeln**

Durch eine Neigung der Rotorschaukeln entgegen und einer Neigung der Statorschaukeln mit der Rotordrehrichtung wird die relative Phasenverschiebung des Rotornachlaufs zur Statorvorderkante über die Schaufelhöhe vergrößert. Dadurch treten vermehrt destruktive radiale Interferenzen auf und infolgedessen wird der tonale Interaktionslärm reduziert. Dieser Effekt kann noch verstärkt werden, indem die Rotorschaukeln entgegen der Strömungsrichtung und die Statorschaukeln in Strömungsrichtung gepfeilt werden. Hierdurch verlängert sich die Konvektionsdistanz der Nachläufe mit

zunehmender Schaufelhöhe, was zu einer zusätzlichen Phasenverschiebung zwischen Nachlauf und Statorvorderkante führt. Aus aerodynamischer Sicht führt eine Pfeilung der Statorschaufeln in Strömungsrichtung zu einer Verschiebung der aerodynamischen Schaufelbelastung von der Schaufelnabe zur Spitze, was tendenziell zu schwächeren Sekundärströmungseffekten im Nabenbereich und damit zu höheren Wirkungsgraden führt (Wennerstrom, 1984). Eine Pfeilung der Rotorvorderkante entgegen der Strömungsrichtung führt zu einem größeren Pumpgrenzabstand (Grieb, 2007). Zur Unterdrückung der Eigenlärmquellen wäre es bei schwachtranssonischen Rotoren möglicherweise von Vorteil, die Vorderkante in Strömungsrichtung zu pfeilen, um die relative Zuströmmachzahl zu reduzieren. Die Neigung der Schaufeln hat einen Druckgradienten zur Folge, wodurch die Verteilung der aerodynamischen Belastung und der Sekundärströmungseffekte verändert wird. Verschiedene Studien haben allerdings gezeigt, dass der aerodynamische Einfluss der Schaufelneigung eher als gering einzustufen ist (Harrison, 1989; Denton und Xu, 2002). Restringsiert wird die Neigung und Pfeilung der Schaufeln durch ihre mechanische Stabilität.

### – **Abstand der Schaufelreihen**

Eine Vergrößerung des Abstands der Schaufelreihen führt zu einer größeren Konvektionsdistanz der Nachläufe, was auf Grund des Drallunterschieds über die Kanalhöhe zu stärker gekrümmten Nachläufen führt und dementsprechend vermehrt destruktive radiale Interferenzen auftreten. Während sich die aerodynamische Performance durch diese Maßnahme nur geringfügig reduziert, führt die Vergrößerung des Stufenabstands zu einem größeren Bauraumbedarf und infolgedessen zu einem größeren und schwereren Triebwerk, was wiederum den Gesamtwirkungsgrad reduziert.

### – **Wellige oder gezackte Schaufelkanten**

Wellige oder gezackte Schaufelkanten können dazu verwendet werden, lokal Einfluss auf die Phasenlage des Nachlaufs zu nehmen und so die ungestörte Phasenlage mit einer Oszillation zu überlagern und dadurch vermehrt destruktive radiale Interferenzen herbeizuführen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass gezackte oder wellige Schaufelkanten zum einen zu größeren Nachläufen, wenn sie stumpf ausgeführt werden und zum anderen zu einer Fehlumlenkung und Fehlinzidenz bei der stromab liegenden Schaufelreihe und folglich zu einem leicht verminderten Wirkungsgrad und möglicherweise erhöhtem Breitbandlärm führen können.

Viele der dargestellten Designmaßnahmen zur Lärmreduktion stehen im Zielkonflikt mit kritischen Designzielgrößen eines Triebwerks. Insbesondere dann, wenn durch die Designmaßnahmen die aerodynamische Performance reduziert wird, z. B. durch eine Vergrößerung der Schaufelbelastung. A. Moreau (2017) hat in einer Parameterstudie mit einem Mittelschnittansatz ebenfalls den Einfluss der Schaufelbelastung auf die Interaktionslärmquellen untersucht und dieselben Trends gefunden wie in der hier gezeigten 3D-Optimierung, aber weniger stark ausgeprägt. Der Vorteil des RANS-basierten Ansatzes liegt darin, dass auch kleinste Änderungen der Schaufelgeometrie innerhalb einer akustischen Optimierung bewertet werden können. Die Optimierungsergebnisse haben gezeigt, dass mitunter nur geringfügige Änderungen an der Schaufelgeometrie, welche verstärkte destruktive radiale Interferenzen zur Folge haben, die Lärmemission um mehrere Dezibel reduzieren können. Den Erkenntnissen aus dieser Arbeit zufolge liegt das größte Potential zur Lärmreduktion über einen breiten Arbeitsbereich der Fanstufe, mit einem nur geringen Einfluss auf die aerodynamische Performance, in der Neigung und Pfeilung der Schaufeln.

## 6.2 Ausblick

Das Verfahren der RANS-basierten analytischen Fanlärmrechnung selbst, aber auch im Kontext der Anwendung innerhalb einer Optimierung, bietet an verschiedenen Stellen Weiterentwicklungs- und Verbesserungspotential. Eine Auswahl wird im Folgenden kurz dargestellt:

- **Strömungslösung und Rekonstruktion der aerodynamischen Anregungsquellen**

- **Rekonstruktion von Sekundärströmungseffekten**

Die Modelle zur Rekonstruktion des instationären Strömungsfeldes berücksichtigen ausschließlich die Konvektion der Nachläufe und Ausbreitung des Potentialfeldes. Die Abbildung von Sekundärströmungseffekten, wie z. B. Eckenwirbeln und Blattspitzenwirbeln ist dementsprechend nur eingeschränkt möglich. Insbesondere der Blattspitzenwirbel stellt mitunter eine wichtige Lärmquelle dar. Eine separate Rekonstruktion könnte die Vorhersagegenauigkeit erhöhen und würde auch die akustische Bewertung der Sekundärströmungseffekte ermöglichen. Für offene Rotoren wurde von S. Moreau et al. (2015) bereits ein Modell zur Ausbreitung des Blattspitzenwirbels vorgestellt.

- **Einfluss anisotroper Turbulenzmodellierung**

In dieser Arbeit wurde der Einfluss der unterschiedlichen Turbulenzmodelle auf die Vorhersage des Breitbandlärms untersucht. Dabei wurden allerdings die zusätzlichen Informationen über die richtungsabhängigen Schwankungsgeschwindigkeiten und Schubspannungen aus den anisotropen Modellen nicht verwendet, sondern zu einer richtungsunabhängigen turbulenten kinetischen Energie verrechnet. Dazu könnte weiterführend untersucht werden, inwiefern die Informationen über die stark anisotrope Turbulenz im Rotornachlauf für eine höhere Vorhersagegenauigkeit genutzt werden können.

- **Analytische Modellierung der Schallentstehung und -ausbreitung**

- **Antwortfunktion der Schaufeln**

In den analytischen Modellen werden die Dipolquellen für den Interaktionslärm entlang einer angestellten, flachen Platte modelliert. Die Berücksichtigung eines gekrümmten und dickenbehafteten Profils hätte sowohl Einfluss auf die Interferenzeffekte als auch auf die Abstrahlrichtung und würde somit die Vorhersagegenauigkeit erhöhen und möglicherweise die Sensitivität des tonalen Interaktionslärms auf den Anstellwinkel der modellierten Platten und die radialen Interferenzeffekte reduzieren. Erste Ansätze, die Profildicke für die analytische Lärmvorhersage zu berücksichtigen, sind bei Grace (2015) und Lysak (2011) zu finden. Die Krümmung der Profile wird z. B. von Laborerie et al. (2015) analytisch berücksichtigt.

- **Transmission und Reflexion**

Beim Passieren einer Schaufelreihe werden akustische Moden in Abhängigkeit ihrer Drehrichtung zum Teil reflektiert und der andere Teil transmittiert. Auch die Absorption durch einen Transfer der akustischen Energie in Wirbel ist möglich. Sind in der Schaufelreihe zusätzlich auch Verdichtungsstöße vorhanden, werden die Schallwellen teilweise oder vollständig blockiert. Eine Modellierung dieser Effekte ist für eine korrekte Vorhersage der Aufteilung der Schalleistung stromauf und stromab der Fanstufe notwendig. Envia (2016) hat die analytische Vorhersage der Transmissions- und

Reflexionseffekte nach Verdon (2001) mit numerischen und experimentellen Ergebnisse verglichen und dabei festgestellt, dass das Streuen der akustischen Moden bei der Transmission und Reflexion ein wichtiger Effekt ist. Ein alternatives analytisches Verfahren haben Roger und François (2017) vorgestellt, bei dem die Moden separat vor, innerhalb und hinter der Schaufelpassage ausgebreitet und an den Schnittstellen miteinander abgeglichen werden.

### – **Weitere Lärmquellen**

In dieser Arbeit wurden vor allem die Interaktionsschallquellen untersucht, welche bei subsonischer Rotorumströmung im Normalfall die dominanten Lärmquellen darstellen. Für eine vollständige Bewertung des Fanlärms sollten aber möglichst alle auftretenden Quellen berücksichtigt werden. Eine besonders hohe Priorität haben hier die tonalen Eigenlärmquellen, die bei supersonischer Schaufelumströmung ausbreitungsfähig werden. Eine weitere Lärmquelle, deren Berechnung noch Weiterentwicklungsbedarf hat, ist der breitbandige Hinterkantenlärm. Zwar wurde in dieser Arbeit dargelegt, wie sich die Grenzschichtdicke an der Hinterkante der Schaufeln aus einer Strömungssimulation extrahieren lässt, um den breitbandigen Hinterkantenlärm analytisch berechnen zu können, allerdings hat sich gezeigt, dass die notwendige Genauigkeit bei der Bestimmung der Grenzschichtdicke mit diesem Verfahren nicht erreicht werden kann. Möglicherweise könnte die Verwendung eines alternativen Verfahrens z. B. von Remmler et al. (2010), welches bei der Modellierung des Druckspektrums nicht auf die Grenzschichtdicke angewiesen ist, eine verbesserte Vorhersagegenauigkeit liefern. Zukünftig könnte auch die Berücksichtigung von Einlaufstörungen auf Grund der kürzer werdenden Triebwerkseinläufe und dem Bestreben, Triebwerke zum Absaugen der Rumpfgrenzschicht zu verwenden, von besonderem Interesse sein. Die inhomogene Zuströmung des Rotors verursacht durch die Interaktion mit dem Rotor selbst Lärm, modifiziert aber auch die Schallquellen, die sich durch den Einlauf ausbreiten (Staggat et al., 2017).

### – **Statorschaufeln im Kerntriebwerk und Bifurkationen**

Mitunter können die Töne aus der Interaktion des Rotornachlaufs mit den Statorschaufeln im Kerntriebwerk die gleichen oder sogar stärkere Pegel erreichen wie die Töne aus der Interaktion mit den Schaufeln im Nebenstromkanal (Holewa et al., 2016). Typischerweise folgen in einem Triebwerk hinter der Fanstufe im Nebenstromkanal die Bifurkationen, welche auf Grund ihrer großen Verdrängungswirkung ein starkes Potentialfeld induzieren und dadurch die Ausbreitung der Rotornachläufe und infolgedessen auch den Interaktionslärm modifizieren (Holewa, 2017). Eine Berücksichtigung dieser Quellen ist momentan weder im Postprozessing der Strömungssimulation noch in den analytischen Modellen enthalten, würde aber sowohl die Vergleichbarkeit mit Messdaten als auch die akustische Bewertung der Fanstufe als integrativer Bestandteil des Triebwerks verbessern.

### – **Akustische Grenzschicht**

Bei der Entwicklung der Modelle zur Ausbreitung der akustischen Wellen in einem Rohrsegment wurde bereits darauf hingewiesen, dass die analytischen Gleichungen den Einfluss der akustischen Grenzschicht vernachlässigen. Bei der Transmission über den Umkehrpunkt, wo die Modenamplituden sehr groß werden, trägt die akustische Grenzschicht maßgeblich zur Dämpfung der Amplituden bei und sollte deshalb für eine höhere Vorhersagegenauigkeit berücksichtigt werden (Rienstra, 2000).

– **Modellierung von Linern**

Liner tragen maßgeblich zur Reduktion des abgestrahlten Lärms bei, dämpfen aber prinzipbedingt effektiver den tonalen als den breitbandigen Schall. Für eine aussagekräftige Gewichtung der Lärmquellen zueinander, z. B. innerhalb einer Optimierung, sollte der Einfluss der Liner berücksichtigt werden. Ein erster analytischer Ansatz zur Berechnung der Dämpfung mit Hilfe der *Ray Theory* ist bei A. Moreau et al. (2009) zu finden.

• **Anwendung des Verfahrens zur akustischen Auslegung einer Fanstufe**

– **Schaufelparametrisierung**

Für zukünftige Optimierungen des tonalen Interaktionslärms bietet die Parametrisierung und Freigabe der Neigung und Pfeilung der Schaufeln ein großes Potential zur Lärminderung. Insbesondere bei der Schaufelneigung könnte eine große Anzahl an radial verteilten Stützstellen durch lokale Einflussnahme auf die Phasenlage der resultierenden Dipolquellen zu vermehrten destruktiven Interferenzen führen.

– **Optimierung des Lärmteppichs**

In der vorgestellten akustischen Optimierung der modernen Fanstufe wurde die Schallleistung innerhalb des Strömungskanals reduziert. Für die akustische Zertifizierung von Flugzeugen ist aber der am Boden gemessene Schall relevant. Auf Grund der unterschiedlichen Abstrahlcharakteristik und -effizienz der Schallwellen in Abhängigkeit ihrer Modenordnungen (Guérin, 2017) könnte sich durchaus das Optimierungsergebnis verändern, wenn die Reduktion des Lärmteppichs am Boden als Zielgröße verwendet würde.

– **Radiale Interferenzen in Abhängigkeit der Modenordnung:** In dieser Arbeit wurde der Effekt der radialen Interferenzen ausschließlich anhand der aerodynamischen Anregungsquelle untersucht. Der Einfluss der radialen Interferenzen kann aber mitunter von der Modenordnung der angeregten Schallwellen abhängig sein (Elhadidi, 2006). Im Sinne von allgemeingültigen Designrichtlinien wäre es von großem Interesse, hierzu eine Gesetzmäßigkeit zwischen den Modenordnungen und der potentiellen Lärminderung durch radiale Interferenzen zu entwickeln.

– **Quantifizierung der Unsicherheit**

In dem hier gezeigten Verfahren können an unterschiedlichen Stellen Unsicherheiten auftreten, die es gilt zu quantifizieren und möglichst zu reduzieren, um ein robustes Design auslegen zu können. Diese Unsicherheiten lassen sich grob in drei Kategorien einteilen:

1. Unsicherheiten in den Eingangsgrößen: Hier birgt vor allem die Qualität der Strömungslösung eine Unsicherheit, die nachweislich einen Einfluss auf die Ergebnisse der Lärmvorhersage hat.
2. Unsicherheiten durch idealisierte Parameter: Während in diesem Verfahren beispielsweise die Geometrie der Fanstufe idealisiert berücksichtigt wird, liegen in der Realität fertigungsbedingte Abweichungen vor. Unterschiede in der Schaufelgeometrie können z.B. einen Einfluss auf die aerodynamische Performance und die Lärmentstehung haben (Schnell et al., 2014; Staggat et al., 2017). Eine weitere Idealisierung liegt in der Annahme eines stationären und umfangsperiodischen

Strömungszustandes in der Fanstufe. In der Realität ist die Strömung stark inhomogen und weist aperiodische Störungen in Umfangsrichtung auf. Beides hat einen Einfluss auf die angeregten Moden.

3. Unsicherheiten in der Modellierung: Sowohl die Rekonstruktion der aerodynamischen Anregungsquellen als auch die analytische Beschreibung der Entstehung und Ausbreitung der Schallquellen bedienen sich einiger vereinfachender Annahmen. Solange diese Vereinfachungen die physikalischen Trends korrekt wiedergeben können, stellen sie für den Auslegungsprozess einer Fanstufe kein Problem dar. Führen die Vereinfachungen allerdings zu einem unstetigen Verhalten oder zu unnatürlich starken Gradienten (*Cut-on-* zu *Cut-off-Grenze*), kann dies mitunter zu einer verfälschten Vorhersage der Lärmemission führen.

Der Fragestellung, wie sich Unsicherheiten im Auslegungsprozess berücksichtigen lassen, um ein robustes Design auszulegen, widmet sich zunehmend die Forschungslandschaft im Bereich der Flugzeugtriebwerke (siehe Shahrokh (2017) von *Rolls Royce* und Nigro (2017) von *NUMECA*).

### 6.3 Schlussbemerkung

Bislang wurde die Lärmemission einer Fanstufe vorwiegend in der Vorauslegung berücksichtigt, wo kritische Designgrößen, wie z. B. die Schaufelzahl, das Fandruckverhältnis und die Rotordrehzahl festgelegt werden. Für die Berechnung der Lärmemission basierend auf diesen Designgrößen wurden zumeist empirische, vereinzelt auch analytische Verfahren verwendet. Für die Bewertung der Lärmemission während des formgebenden Designprozesses der Schaufeln gab es bisher kein praxistaugliches Verfahren. Nur durch Messungen oder sehr aufwändige Simulationen ausgewählter Auslegungszwischenergebnisse war überhaupt eine Bewertung realisierbar. Durch das hier vorgestellte Verfahren wird es dem Designer ermöglicht, die Lärmemission innerhalb einer multidisziplinären Optimierung zu bewerten und die mögliche Lärmreduktion in Relation zu anderen Designzielen, wie z. B. der aerodynamischen Effizienz und der mechanischen Stabilität zu setzen und so den besten Kompromiss hinsichtlich aller Disziplinen zu generieren. Auf diese Weise können zukünftige Generationen von Fandesigns gleichzeitig effizienter und deutlich leiser ausgelegt werden und so ein Beitrag zu den ACARE-Zielen *Vision 2020* und *Flightpath 2050* geleistet werden.

# A Anhang

## A.1 Turbulenzmodellierung in numerischen Strömungssimulationen

Die direkte Simulation der turbulenten Strömung ist in vielen Anwendungsfällen nicht mit einem vertretbaren Aufwand realisierbar. Eine rechengünstigere Alternative ist das Lösen der Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)-Gleichungen. Die Strömungsgeschwindigkeit wird dabei in einen Mittelwert (Reynolds Averaged) und einen Schwankungswert aufgeteilt ( $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ ), wobei der Mittelwert numerisch simuliert und die Schwankungsanteile stochastisch modelliert werden. Eingesetzt in die Navier-Stokes-Gleichungen entsteht der Reynolds-Spannungstensor  $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$ . Durch die zusätzlich auftretenden Terme in dem Spannungstensor ist das RANS-Gleichungssystem nicht mehr geschlossen. Aufgabe der Turbulenzmodelle ist es, durch zusätzliche Gleichungen und Annahmen das Gleichungssystem zu schließen. Dabei lassen sich die Turbulenzmodelle nach der Ordnung des Schließungsansatzes unterscheiden. Bei Modellen, die einen Schließungsansatz 1. Ordnung verfolgen, werden vereinfachende Annahmen getroffen, so dass sich der Spannungstensor mit null bis zwei zusätzlichen Transportgleichungen modellieren lässt. Bei den Modellen mit Schließungsansatz 2. Ordnung wird der Spannungstensor durch Verwendung von sieben zusätzlichen Gleichungen direkt gerechnet (Franke et al., 2010).

### A.1.1 Lineare Wirbelviskositätsmodelle - Schließungsansatz 1. Ordnung

Die linearen Wirbelviskositätsmodelle bedienen sich zur Modellierung des Reynolds-Spannungstensors der Boussinesq-Hypothese (Boussinesq, 1877), welche besagt, dass die turbulenten Spannungen proportional zu dem mittleren Dehnungsgeschwindigkeitstensor  $S_{ij}$  sind:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij}, \quad (\text{A.1})$$

mit

$$S_{ij} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2}, \quad (\text{A.2})$$

wobei  $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$  die turbulente kinetische Energie ist und  $\delta_{ij}$  das Kronecker-Symbol, für das gilt  $\delta_{ij} = 1$  bei  $i = j$  und andernfalls  $\delta_{ij} = 0$ . D. h. die Einträge auf der Hauptdiagonalen des Spannungstensors, auch als Normalspannungen bezeichnet, werden identisch groß mit der turbulenten kinetischen Energie modelliert. Die spurfreien Anteile des Reynolds-Spannungstensors werden mit den mittleren Geschwindigkeitsgradienten und der skalaren Wirbelviskosität  $\mu_t$  modelliert. Dahinter verbirgt sich die vereinfachende Annahme, dass alle Scherspannungen gleich groß sind. Die Turbulenzmodelle, denen die Boussinesq-Hypothese

zugrunde liegt, unterscheiden sich durch die Modellierung der Wirbelviskosität. Die Nullgleichungsmodelle liefern eine algebraische Gleichung zur Modellierung der Wirbelviskosität. Bekannte Nullgleichungsmodelle sind das Cebeci-Smith-Modell (Cebeci und Smith, 1974) und das Baldwin-Lomax-Modell (Baldwin und Lomax, 1978). Nullgleichungsmodelle können ausschließlich einfache Strömungen, wie z. B. Plattenströmungen, brauchbar modellieren. Ablösungen können überhaupt nicht abgebildet werden (Paschereit, 2015). Zu den erfolgreichsten Eingleichungsmodellen zählt das Spalart-Allmaras-Modell (Spalart und Allmaras, 1992), bei dem die Wirbelviskosität durch eine zusätzliche Transportgleichung modelliert wird. Dieses Modell kommt vor allem in der Simulation der Außenaerodynamik, wie der Umströmung von Tragflügeln, zum Einsatz. Transsonische Strömungen und Ablösungen können korrekt berechnet werden. Schnelle Änderungen des turbulenten Längenmaßes, wie sie beim Übergang von freien Scherschichten in Grenzschichten entstehen, können nicht abgebildet werden. Für die Simulation von Verdichterstufen werden hauptsächlich die Zweigleichungsmodelle verwendet. Bei diesen Modellen wird die turbulente Wirbelviskosität durch zwei Transportgleichungen modelliert. In den  $k - \epsilon$ -Modellen wird die Wirbelviskosität durch die turbulente kinetische Energie  $k$  und die Dissipationsrate  $\epsilon$  modelliert:

$$\mu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (\text{A.3})$$

mit der Konstante  $C_\mu = 0.09$ . Die turbulente kinetische Energie und die Dissipationsrate werden jeweils mit einer Transportgleichung berechnet. Während das  $k - \epsilon$ -Modell in wandfernen Gebieten gute Resultate liefert, erzeugt das  $k - \omega$ -Modell, z. B. von Wilcox (1988), in wandnahen Bereichen bessere Ergebnisse. Die spezifische Dissipationsrate  $\omega$ , auch als charakteristische Frequenz bezeichnet, berechnet sich dabei wie folgt:

$$\omega = \frac{1}{C_\mu} \frac{\epsilon}{k}. \quad (\text{A.4})$$

Menter (1992) vereinte in seinem Shear-Stress-Transport-Modell (SST) die Vorteile beider Modelle durch Umschalten der Modellierung zwischen wandnaher und wandferner Strömung. Außerdem wird die Vorhersagegenauigkeit von druckinduzierter Strömungsablösung durch eine Limitierung der Wirbelviskosität verbessert.

Durch die Boussinesq-Approximation werden die Normalspannungen des Reynolds-Spannungstensors als identisch groß modelliert, was nicht zu verwechseln ist mit isotroper Turbulenz, welche rotationsinvariant ist und dementsprechend keine Schubspannungsanteile vorhanden sind. Die Schubspannungsanteile werden aber durch die Boussinesq-Approximation mit Hilfe der isotropen Wirbelviskosität und der Geschwindigkeitsgradienten modelliert. Die Boussinesq-Annahme wird in Strömungen verletzt, in denen die Normalspannungen in die drei Raumrichtungen stark unterschiedlich sind und in denen die Wirbelviskosität richtungsabhängig wird, was in beschleunigten oder verlangsamten und rotationsbehafteten Strömungen der Fall ist. Da dies typische Strömungszustände in Turbomaschinen sind, wurden unterschiedliche Erweiterungen für die Zweigleichungsmodelle entwickelt. Für Simulationen mit dem *TRACE*-Löser lassen sich folgenden Erweiterungen für die Zweigleichungsmodelle hinzuschalten:

- **Rotationseffekte:** Um den Einfluss gekrümmter Stromlinien und Rotationseffekte auf die Produktion der turbulenten kinetischen Energie trotz der Boussinesq-Approximation

berücksichtigen zu können, lässt sich in *TRACE*, wie von Bardina et al. (1985) vorgeschlagen, ein Destruktionsterm in der Transportgleichung für die Dissipation aktivieren. Dies hat zur Folge, dass die Produktion der turbulenten kinetischen Energie in den betreffenden Strömungsgebieten stärker ausfällt.

- **Staupunkt Fix:** Strahle (1985) sowie Kato und Launder (1992) haben gezeigt, dass Zweigleichungsmodelle im aerodynamischen Staupunkt, z. B. an der Vorderkante der Schaufeln, auf Grund der Boussinesq-Approximation durch die sehr großen Geschwindigkeitsgradienten eine unphysikalisch große Produktion von turbulenter kinetischer Energie aufweisen. Kato und Launder (1993) schlugen eine Modifikation des Produktionsterms der  $k$ -Gleichung vor, um die Generierung von turbulenter kinetischer Energie im Staupunkt zu limitieren. Der Produktionsterm repräsentiert den Energietransfer von der mittleren Strömung in die Schwankungsanteile. Da aber keine entsprechende Kompensation in der Energiegleichung eingeführt wurde, verletzt der Ansatz von Kato und Launder die Energieerhaltung (Kozulovic et al., 2004). Durbin (1996) hat darüber hinaus gezeigt, dass der Ansatz von Kato und Launder zu einer überhöhten Produktion von turbulenter kinetischer Energie in rotierenden oder verwirbelten Strömungen führt. Durbin (1996) schlägt seinerseits eine Begrenzung der Produktion der turbulenten kinetischen Energie basierend auf der Cauchy-Schwarz-Ungleichung vor. In *TRACE* ist dieser Begrenzungsterm nach dem Vorschlag von Rung (1998) implementiert. Das Menter SST-Modell benötigt durch die im Modell vorgesehene Limitierung der Wirbelviskosität keinen zusätzlichen Staupunkt Fix.
- **Transitionsmodell:** Die Modellierung der Transition von einer laminaren in eine turbulente Strömung ist im strengen Sinne keine Erweiterung des Turbulenzmodells, sondern ein eigenständiges Modell. Optional lässt sich in *TRACE* das  $\gamma - Re_\Theta$ -Modell aktivieren, das von Langtry und Menter (2005) entwickelt und von Marciniak et al. (2010) in *TRACE* implementiert wurde.

### A.1.2 Turbulenzmodelle mit Schließungsansatz 2. Ordnung

Turbulenzmodelle mit Schließungsansatz 2. Ordnung bedienen sich nicht der Boussinesq-Annahme, sondern berechnen die Einträge des Reynolds-Spannungstensors direkt durch sieben stark gekoppelte Transportgleichungen. Bezeichnet werden diese Modelle auch als Reynolds-Spannungstransportmodelle (RSTM), welche in der Lage sind, die Anisotropie der Strömung wiederzugeben. Zu dieser Gruppe gehört auch das sogenannte SSG/LRR-Modell (Eisfeld, 2010), welches von Morsbach et al. (2015) in *TRACE* implementiert und auch angewendet wurde. Da die RSTM-Modelle sieben zusätzliche Gleichungen benötigen und die stabilisierende Wirkung durch die Wirbelviskosität in den Transportgleichungen fehlt (Franke et al., 2010), gibt es noch eine weitere Gruppe von Turbulenzmodellen, welche zwar auch nur zwei Transportgleichungen verwenden, bei denen aber die Boussinesq-Approximation durch eine zusätzliche algebraische Gleichung modelliert wird:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} - \rho k a_{ij}^{(ex)}, \quad (\text{A.5})$$

wobei  $a_{ij}^{(ex)}$  als Extraanisotropie bezeichnet wird. Dieser Ansatz gehört zu der Gruppe der Expliziten Algebraischen Reynolds-Spannungs-Modelle (EARSM), welche auch als nicht-

lineare Wirbelviskositätsmodelle bezeichnet werden. Mit diesen Modellen ist es möglich, alle Einträge des Reynolds-Spannungstensors anisotrop zu berechnen, allerdings nur schwach anisotrop, da die Anisotropie mit nur einer Gleichung modelliert wird. In *TRACE* wurde von Franke et al. (2010) das von Hellsten (2005) entwickelte EARSIM implementiert. Da die Modelle mit Schließungsansatz 2. Ordnung alle Einträge des Spannungstensors berechnen und deswegen ohne die Boussinesq-Approximation auskommen, sind auch die Erweiterungen für den Staupunkt und rotationsbehafteten Strömungen nicht notwendig.

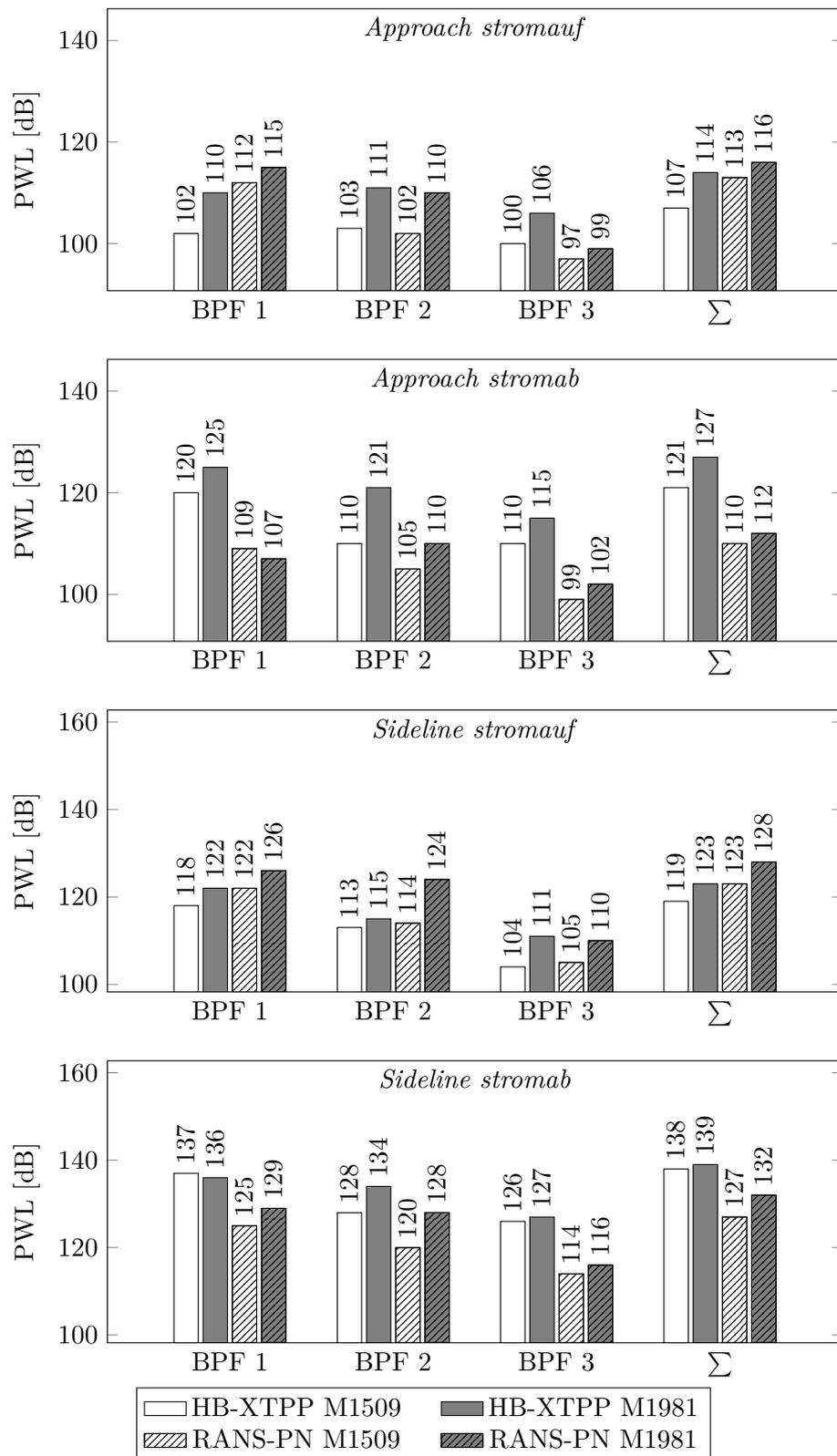
## A.2 Extraktion von Strömungsdaten aus dem numerischen Gitter

Bei der Aufarbeitung der Strömungsdaten aus der numerischen Strömungslösung werden oftmals Informationen an Auswertepunkten benötigt, die nicht mit einem Gitterpunkt zusammenfallen. Hierfür wird eine trilineare Interpolation von den benachbarten Gitterpunkten auf den Auswertepunkt durchgeführt. Diese Interpolation ist insofern exakt, als die Ortsdiskretisierung der konvektiven Terme in dem Strömungslöser mit dem MUSCLE-Ansatz zweiter Ordnung genau erfolgt. Das bedeutet, dass innerhalb der Zellen, wie auch bei der trilineare Interpolation, ein linearer Verlauf der Strömungsgrößen angenommen wird. Da die Interpolation gegenüber der Ausgangslösung exakt ist, wird auch durch eine höhere Auflösung an Auswertepunkten, als Zellen im originalen Gitter vorhanden sind, unabhängig von der Raumrichtung, keine zusätzliche Information hinzugefügt. Der Vollständigkeit halber sei aber erwähnt, dass die Ordnung der Ortsdiskretisierung in Strömungsbereichen mit starken Gradienten, z. B. im Bereich von Verdichtungsstößen, zu Gunsten der numerischen Robustheit reduziert wird und hier die Interpolation in der Aufarbeitung dann gegenüber der Strömungslösung nicht mehr exakt ist.

Allgemein kann davon ausgegangen werden, dass eine zu niedrige Auflösung der Auswertepunkte, bei der nicht in allen Zellen mindesten ein Auswertepunkt liegt, zu einem größeren Fehler führt als eine sehr hohe Auflösung, bei der durchaus auch mehrere Auswertepunkte in einer Zelle liegen können. Dies gilt auch für die gewählte Anzahl an Stromlinien im Vergleich zu der Gitterauflösung in radialer Richtung.

## A.3 Validierungsergebnisse der Konfigurationen M1509 und M1981

In Abschnitt 5.1.3 werden zwei Konfigurationen aus der Optimierung miteinander verglichen, die bei identischem Schub, identischer Schaufelzahl und identischer Rotordrehzahl deutliche Unterschiede in der Lärmemission aufweisen. Es konnte gezeigt werden, dass diese Lärmreduktion auf eine künstlich herbeigeführte Krümmung des Rotornachlaufs zurückzuführen ist. Für beide Konfigurationen wurden instationäre Simulationen durchgeführt und mit dem *XTPP*-Verfahren (siehe Weckmüller (2013)) ausgewertet. Die Ergebnisse sind im Vergleich zu den analytischen Ergebnissen in Abb. A.1 zu sehen.



**Abbildung A.1:** Vergleich der Schalleistungspegel der Konfigurationen M1509 und M1981, berechnet mit dem RANS-basierten analytischen Verfahren und instationär simuliert.



## Literatur

- AIRBUS (2013). *Getting to Grips with Aircraft Noise*.
- Akkermans, R. A., A. W. Stuermer und J. Delfs (2013). “Assessment of Front-Rotor Trailing-Edge-Blowing for the Reduction of Open Rotor Noise Emissions”. In: 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Berlin, Germany. DOI: 10.2514/6.2013-2200.
- Amiet, R. K. (1974). “Compressibility Effects in Unsteady Thin-Airfoil Theory”. In: *AIAA Journal* 12.2, S. 252–255. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.49212.
- (1975). “Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream”. In: *Journal of Sound and Vibration* 41.4, S. 407–420. DOI: 10.1016/S0022-460X(75)80105-2.
- (1976). “High frequency thin-airfoil theory for subsonic flow”. In: *AIAA Journal* 14.8, S. 1076–1082. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.7187.
- Aulich, M., C. Voß und T. Raitor (2014). “Optimization Strategies demonstrated on a Transonic Centrifugal Compressor”. In: 15th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery. Honolulu, Hawaii, USA.
- Baldwin, B. und H. Lomax (1978). “Thin-layer approximation and algebraic model for separated turbulentflows”. In: *16th Aerospace Sciences Meeting*. DOI: 10.2514/6.1978-257.
- Bardina, J., J. H. Ferziger und R. S. Rogallo (1985). “Effect of rotation on isotropic turbulence - Computation and modelling”. In: *Journal of Fluid Mechanics* 154, S. 321–336. DOI: 10.1017/S0022112085001550.
- Becker, K., K. Heitkamp und E. Kügeler (2010). “Recent Progress in a Hybrid Grid CFD Solver for Turbomachinery Flows”. In: V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010. Lisbon, Portugal.
- Becker, R. G., S. Reitenbach, C. Klein, T. Otten, M. Nauroz und M. Siggel (2015). “An Integrated Method for Propulsion System Conceptual Design”. In: *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition*. DOI: 10.1115/GT2015-43251.
- Behn, M., L. Klähn, P. Puttkammer und U. Tapken (2018). *Analytische Modellierung der Schalltransmission durch Statorschaufelreihen*. Techn. Ber. DLR-IB-AT-BC-2018-12.
- Berton, J. J. (2015). “System Noise Prediction of the DGEN 380 Turbofan Engine”. In: 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Dallas, Texas, USA. DOI: 10.2514/6.2015-2516.
- Bewick, C., M. Adams, P. Schwaller und L. Xu (2001). “Noise and aerodynamic design and test of a low tip speed fan”. In: 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference 28. Maastricht, Netherlands. DOI: 10.2514/6.2001-2268.
- Blandeau, V., P. Joseph und B. Tester (2009). “Broadband Noise Prediction from Rotor-Wake Interaction in Contra-Rotating Propfans”. In: 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Miami, Florida, USA. DOI: 10.2514/6.2009-3137.
- Bouley, S., B. François, M. Roger, H. Posson und S. Moreau (2017). “On a two-dimensional mode-matching technique for sound generation and transmission in axial-flow outlet guide vanes”. In: *Journal of Sound and Vibration* 403, S. 190–213. DOI: 10.1016/j.jsv.2017.04.031.
- Boussinesq, J. (1877). “Essai sur la théorie des eaux courantes”. In: *Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences* 23, S. 1–680.

- Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz, Bau und Reaktorsicherheit (2007). *Der Flugverkehr und das Klima*. URL: [www.bmub.bund.de/N40194/](http://www.bmub.bund.de/N40194/).
- Bundesregierung (2014). *Die Luftfahrtstrategie der Bundesregierung*. URL: <https://www.bmwi.de/Redaktion/DE/Publikationen/Technologie/luftfahrtstrategie-der-bundesregierung.html>.
- Carazo, A., M. Roger und M. Omais (2011). “Analytical Prediction of Wake-Interaction Noise in Counter-Rotation Open Rotors”. In: 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Portland, Oregon. DOI: 10.2514/6.2011-2758.
- Casalino, D., A. Hazir und A. Mann (2016). “Turbofan Broadband Noise Prediction using the Lattice Boltzmann Method”. In: 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Lyon, France. DOI: 10.2514/6.2016-2945.
- Cebeci, T. und A. Smith (1974). *Analysis of turbulent boundary layers*. Academic Press. ISBN: 0-12-164650-5.
- Cooper, A. J. und N. Peake (2006). “Rotor-Stator Interaction Noise in Swirling Flow: Stator Sweep and Lean Effects”. In: *AIAA Journal* 44.5, S. 981–991. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.5857.
- Crichton, D. (2007). “Fan Design and Operation for Ultra Low Noise”. Dissertation. University of Cambridge.
- Cumpsty, N. (1989). *Compressor Aerodynamics*. Harlow, UK: Longman Scientific & Technical.
- (2010). “Preparing for the Future: Reducing Gas Turbine Environmental Impact—IGTI Scholar Lecture”. In: *Journal of Turbomachinery* 132. DOI: 10.1115/1.4001221.
- Daggett, D., S. Brown und R. Kawai (2003). *Ultra-efficient Engine Diameter Study*. Techn. Ber. NASA/CR-2003-212309.
- Denton, J. und U. Singh (1979). “Time marching methods for turbomachinery flow calculations”. In: *VKI Lecture Series*.
- Denton, J. und L. Xu (2002). “The Effects of Lean and Sweep on Transonic Fan Performance”. In: ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air. DOI: 10.1115/GT2002-30327.
- Dittmar, J. H., B. G. Elliott und R. J. Jeracki (1988). *The Effect of Front-to-Rear Propeller Spacing on the Interaction Noise at Cruise Conditions of a Model Counterrotation Propeller having a Reduced Diameter Aft Propeller*. Techn. Ber. NASA TM-101329.
- Doering, C. R. und C. Foias (2002). “Energy dissipation in body-forced turbulence”. In: *Journal of Fluid Mechanics* 467. ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112002001386.
- Donzis, D. A., K. R. Sreenivasan und P. K. Yeung (2005). “Scalar dissipation rate and dissipative anomaly in isotropic turbulence”. In: *Journal of Fluid Mechanics* 532, S. 199–216. ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112005004039.
- Durbin, P. A. (1996). “On the k-3 stagnation point anomaly”. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 17.1, S. 89–90. ISSN: 0142727X. DOI: 10.1016/0142-727X(95)00073-Y.
- Eisfeld, B. (2010). “Reynolds stress modelling for complex aerodynamic flows”. In: V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010. Lisbon, Portugal.
- Ekoule, C., M. Kingan, A. McAlpine, N. Sohoni und A. Parry (2015). “Hybrid Use of CFD and Analytical Methods for the Prediction of Advanced Open Rotor Tone Noise”. In: 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Dallas, Texas, USA. DOI: 10.2514/6.2015-2357.
- Ekoule, C., A. McAlpine, A. Parry, M. Kingan und N. Sohoni (2017). “Development of a Hybrid Method for the Prediction of Advanced Open Rotor Tone Noise”. In: 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Denver, Colorado, USA. DOI: 10.2514/6.2017-3870.
- Elhadidi, B. (2006). “Passive Noise Ccontrol by Vane Lean and Sweep”. In: *Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines*. Hrsg. von K. C. Hall, R. E.

- Kielb und J. P. Thomas. Springer Netherlands, S. 233–245. ISBN: 978-1-4020-4605-6. DOI: 10.1007/1-4020-4605-7\_18.
- Elliott, D. M. und J. H. Dittmar (2000). “Some acoustic results from the NASA/Pratt and Whitney Advanced Ducted Propulsor model”. In: 38th Aerospace Sciences Meeting. Reno, Nevada, USA. DOI: 10.2514/6.2000-351.
- Engel, K. (1997). *Numerische Simulation der instationären Strömung in Turbomaschinenkomponenten*. DLR Forschungsbericht 97-19. DLR Köln, Institut für Antriebstechnik.
- Enghardt, L., P. Kausche, A. Moreau und T. H. Carolus (2015). “Active Control of Fan Tones by Means of Trailing Edge Blowing”. In: 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Dallas, Texas (USA). DOI: 10.2514/6.2015-2828.
- Envia, E. (2016). “Acoustic Power Transmission Loss Through a Ducted Fan”. In: Hrsg. von E. Envia. 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Lyon, France. DOI: 10.2514/6.2016-3064.
- Envia, E. und M. Nallasamy (1999). “Design Selection and Analysis of a Swept and Leaned Stator Concept”. In: *Journal of Sound and Vibration* 228.4, S. 793–836. DOI: 10.1006/jsvi.1999.2441.
- Envia, E., D. Tweedt, R. Woodward, D. Elliott, E. Fite, C. Hughes, G. Podboy und D. Sutliff (2008). “An Assessment of Current Fan Noise Prediction Capability”. In: 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Vancouver, British Columbia, Canada. DOI: 10.2514/6.2008-2991.
- Eulitz, F. (2000). *Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen*. DLR-Forschungsbericht. 2000-05. DLR Köln, Institut für Antriebstechnik.
- Europäische Kommission (2001). *European aeronautics: a vision for 2020*. Luxembourg: Europäische Kommission. ISBN: 978-92-894-0559-1.
- (2011). *Flightpath 2050: Europe’s vision for aviation*. Luxembourg: Europäische Kommission. ISBN: 978-92-79-19724-6.
- Ewert, R., A. Neifeld und A. Fritzsche (2011). “A 3-D modal stochastic jet noise source model”. In: 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Portland, Oregon, USA. DOI: 10.2514/6.2011-2887.
- Farassat, F. (1987). “Quadrupole source in prediction of the noise of rotating blades - A new source description”. In: 11th AIAA Aeroacoustics Conference. Sunnyvale, California, USA. DOI: 10.2514/6.1987-2675.
- Ffowcs Williams, J. E. und D. L. Hawkings (1969). “Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion”. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 264.1151, S. 321–342. ISSN: 1364-503X. DOI: 10.1098/rsta.1969.0031.
- Finez, A., M. Jacob, M. Roger und E. Jondeau (2011). “Broadband Noise Reduction Of Linear Cascades With Trailing Edge Serrations”. In: 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference 32nd. Portland, Oregon, USA. DOI: 10.2514/6.2011-2874.
- Fournier, F. und M. Roger (1989). “Prediction of the interaction noise emitted by helicopter fenestrans”. In: *Journal d’Acoustique* 2, S. 393–399.
- Franke, M., E. Kügeler und D. Nürnberger (2005). *Das DLR-Verfahren TRACE: Moderne Simulationstechniken für Turbomaschinenströmungen*.
- Franke, M., T. Röber, E. Kügeler und G. Ashcroft (2010). “Turbulence Treatment in Steady and Unsteady Turbomachinery Flows”. In: ECCOMAS CFD 2010 - Book of Abstracts vol.II. Lisbon, Portugal.

- Frey, C., G. Ashcroft und H. P. Kersken (2015). “Simulations of Unsteady Blade Row Interaction Using Linear and Non-Linear Frequency Domain Methods”. In: ASME Turbo Expo 2015. Montréal, Canada. DOI: 10.1115/GT2015-43453.
- Frey, C., G. Ashcroft, H. Kersken und C. Voigt (2014). “A Harmonic Balance Technique for Multistage Turbomachinery Applications”. In: ASME Turbo Expo 2014. Düsseldorf, Germany. DOI: 10.1115/GT2014-25230.
- Frisch, U. und A. N. Kolmogorov (1995). *Turbulence: The legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge und New York: Cambridge University Press. ISBN: 0521457130.
- Gamard, S. und W. K. George (2000). “Reynolds Number Dependence of Energy Spectra in the Overlap Region of Isotropic Turbulence”. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 63.1/4, S. 443–477. DOI: 10.1023/A:1009988321057.
- Ganz, U. W., P. D. Joppa, T. J. Patten und D. Scharpf (1998). *Boeing 18-Inch Fan Rig Broadband Noise Test*. Techn. Ber. CR-208704. NASA.
- Geiger, D. H. (2004). “Comparative Analysis of Serrated Trailing Edge Designs on Idealized Aircraft Engine Fan Blades for Noise Reduction”. Masterarbeit. Virginia Polytechnic Institute.
- Gerolymos, G. A., G. J. Michon und J. Neubauer (2002). “Analysis and Application of Choro-chronic Periodicity in Turbomachinery Rotor/Stator Interaction Computations”. In: *Journal of Propulsion and Power* 18.6, S. 1139–1152. ISSN: 0748-4658. DOI: 10.2514/2.6065.
- Giacché, D., T. Hynes, S. Baralon, J. Coupland, N. Humphreys und P. Schwaller (2013). “Acoustic Optimization of Ultra-Low Count Bypass Outlet Guide Vanes”. In: 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Berlin, Germany. DOI: 10.2514/6.2013-2295.
- Giesing, J. P., W. P. Rodden und B. Stahl (1970). “Sears function and lifting surface theory for harmonic gust fields”. In: *Journal of Aircraft* 7.3, S. 252–255. DOI: 10.2514/3.44155.
- Glegg, S. und C. Jochault (1998). “Broadband Self-Noise from a Ducted Fan”. In: *AIAA Journal* 36.8, S. 1387–1395. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/2.559.
- Gliebe, P. R., R. Mani, H. Shin, B. Mitchell, G. Ashford, S. Salamah und S. Connell (2000). *Aeroacoustic Prediction Codes*. Techn. Ber. NASA/CR-2000-210244. NASA Glenn Research Center.
- Goldstein, M. (1974). “Unified approach to aerodynamic sound generation in the presence of solid boundaries”. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 56.2, S. 497. ISSN: 00014966. DOI: 10.1121/1.1903283.
- (1976). *Aeroacoustics*. McGraw-Hill. ISBN: 0070236852.
- Grace, S. (2015). “Further Investigations Into a Low-Order Model of Fan Broadband Noise”. In: 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Dallas, Texas, USA. DOI: 10.2514/6.2015-3283.
- Grace, S., J. Maunus und D. L. Sondak (2011). “Effect of CFD Wake Prediction in a Hybrid Simulation of Fan Broadband Interaction Noise”. In: 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Oregon, Portland, USA. DOI: 10.2514/6.2011-2875.
- Grasso, G., J. Christophe und C. Schram (2015). “Prediction of low-speed fan trailing-edge noise based on RANS and on scale resolved simulations”. In: 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Dallas, Texas, USA. DOI: 10.2514/6.2015-2669.
- Grasso, G., J. Christophe, C. Schram und T. Verstraete (2014). “Influence of the noise prediction model on the aeroacoustic optimization of a contra-rotating fan”. In: 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Atlanta, Georgia, USA. DOI: 10.2514/6.2014-2611.

- Grasso, G., S. Moreau und C. Schram (2017). “Multi-disciplinary optimization of a counter-rotating fan”. In: 21st Workshop of the Aeroacoustics Specialists Committee of the CEAS. Dublin, Ireland.
- Grieb, H. (2007). *Verdichter für Turbo-Flugtriebwerke*. Springer. ISBN: 978-3-540-34374-5.
- Gruber, M., P. Joseph und T. Chong (2012). “Experimental Investigation of Airfoil Self Noise and Turbulent Wake Reduction by the use of Trailing Edge Serrations”. In: 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Stockholm, Sweden. DOI: 10.2514/6.2010-3803.
- Guérin, S. (2017). “Farfield Radiation of Induct-Cutoff Pressure Waves”. In: 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Denver, Colorado, USA. DOI: 10.2514/6.2017-4037.
- Guérin, S. und A. Moreau (2010). “Accounting for sweep and lean in the design-to-noise of rotor-stator stages”. In: DAGA 2010 Conference. Berlin, Germany.
- Guérin, S., A. Moreau, C. Menzel und C. Weckmüller (2012). “Open-rotor noise prediction with a RANS-informed analytical method”. In: Proceedings of the 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Colorado Springs, Colorado, USA. DOI: 10.2514/6.2012-2303.
- Guérin, S., R. Schnell und R. G. Becker (2014). “Performance prediction and progress towards multi-disciplinary design of contra-rotating open rotors”. In: *The Aeronautical Journal* 118.1208, S. 1159–1179.
- Guttman, A. (1984). “R-Trees: A Dynamic Index Structure for Spatial Searching”. In: ACM SIGMOD International Conference on Management of Data. DOI: 10.1145/602259.602266.
- Hall, C., A. Zachariadis, T. Brandvik und N. Sohoni (2014). “How to improve open rotor aerodynamics at cruise and take-off”. In: *The Aeronautical Journal* 118.1208, S. 1103–1123.
- Hanson, D. (1980). “Influence of Propeller Design Parameters on Far-Field Harmonic Noise in Forward Flight”. In: *AIAA Journal* 18.11, S. 1313–1319.
- Hanson, D. und M. Fink (1979). “The Importance of Quadrupole Sources in Prediction of Transonic Tip Speed Propeller Noise”. In: *Journal of Sound and Vibration* 62.1, S. 19–38. DOI: 10.1016/0022-460X(79)90554-6.
- Harrison, S. (1989). “The influence of blade stacking on aerodynamic losses in turbine blade rows”. Dissertation. Cambridge University.
- Heidelberg, L. und D. M. Elliott (2000). “A comparison of measured tone modes for two low noise propulsion fans”. In: 6th Aeroacoustics Conference & Exhibit. Lahaina, Hawaii, USA. DOI: 10.2514/6.2000-1989.
- Heidmann, M. F. (1979). *Interim prediction method for fan and compressor source noise*. Techn. Ber. NASA Technical Memorandum X-71763.
- Hellsten, A. K. (2005). “New Advanced k-w Turbulence Model for High-Lift Aerodynamics”. In: *AIAA Journal* 43.9, S. 1857–1869. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.13754.
- Herthum, H. (2017). “Einfluss der Turbulenzmodellierung auf die RANS-basierte analytische Vorhersage von Fanlärm eines Flugzeugtriebwerks”. Masterarbeit. Technische Universität Berlin.
- Herthum, H. und R. Jaron (2017). *Einfluss unterschiedlicher Turbulenzmodelle auf die Vorhersage von Breitbandinteraktionslärm mit PropNoise*. Techn. Ber. IB 2017-24. Berlin, Germany: Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V.
- Holewa, A. (2017). “Die Wirkung von Bifurkationen auf die Fantöne in Flugzeugtriebwerken”. Dissertation. Technische Universität Berlin.

- Holewa, A., S. Guérin, L. Neuhaus, L. Danwang und T. Huimin (2016). “Tones from an Aero-Engine Fan: Comparison between Harmonic-Balance Simulation and Experiment”. In: 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Lyon, France. DOI: 10.2514/6.2016-3060.
- Holewa, A., S. Lesnik, G. Ashcroft und S. Guérin (2017). “CFD-Based Investigation of Turbine Tonal Noise Induced by Steady Hot Streaks”. In: *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power* 2.1, S. 3. ISSN: 2504-186X. DOI: 10.3390/ijtp2010003.
- Holewa, A., C. Weckmüller und S. Guérin (2014). “Impact of Bypass Duct Bifurcations on Fan Noise”. In: *Journal of Propulsion and Power* 30.1, S. 143–152. ISSN: 0748-4658. DOI: 10.2514/1.B34957.
- Holste, F. (1995). “Ermittlung der aerodynamischen Lärmquellen und Berechnung des abgestrahlten Schallfeldes mittels der im Nahfeld gemessenen Druckschwankungen am Beispiel eines Triebwerksmodells”. Dissertation. Technische Universität Berlin.
- Howe, M. S. (1978). “A Review of the Theory of Trailing Edge Noise”. In: *Journal of Sound and Vibration* 61 (3), S. 437–465. DOI: 10.1016/0022-460X(78)90391-7.
- (1991). “Aerodynamic noise of a serrated trailing edge”. In: *Journal of Fluids and Structures* 5.1, S. 33–45. ISSN: 08899746. DOI: 10.1016/0889-9746(91)80010-B.
- Huff, D. (2007). *Noise Reduction Technologies for Turbofan Engines*. Techn. Ber. NASA/TM-2007-214495.
- ICAO (2011). “Environmental Protection, Volume I: Aircraft Noise”. In: Annex 16 to the Convention on International Civil Aviation.
- Jaron, R. (2010). “Vorauslegung einer Rotor-Stator Stufe mit Hilfe von semi-analytischen Tools”. Studienarbeit. Technische Universität Berlin.
- Jaron, R., H. Herthum, M. Franke, A. Moreau und S. Guérin (2017). “Impact of Turbulence Models on RANS-Informed prediction of Fan Broadband Interaction Noise”. In: 12th European Turbomachinery Conference. ETC2017-067. Stockholm, Sweden.
- Jaron, R., A. Moreau und S. Guérin (2017b). *Quantitative Bestimmung der Rotor-Stator-Interaktionsmoden verschiedener FAN/OGV Konfigurationen*. Techn. Ber. DLR-IB-92517-17/VIB8.
- (2014). “RANS-Informed Fan Noise Prediction: Separation and Propagation of Rotor Wake and Potential Field”. In: 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Atlanta, Georgia, USA. DOI: 10.2514/6.2014-2946.
- (2015). “Extrapolation of RANS flow data for improved analytical fan tone prediction”. In: 21th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Dallas, Texas, USA. DOI: 10.2514/6.2015-2515.
- Joseph, P., K. E. Britchford und P. Loheac (2003). “A model of fan broadband noise due to rotor-stator interaction”. In: 5th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics. Prague, Czech Republic.
- Kamruzzaman, M., T. Lutz, A. Herrig und E. Krämer (2012). “Semi-Empirical Modeling of Turbulent Anisotropy for Airfoil Self-Noise Predictions”. In: *AIAA Journal* 50.1, S. 46–60. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.J050805.
- Kaplan, B., E. Nicke und C. Voß (2006). “Design of a Highly Efficient Low-Noise Fan for Ultra-High Bypass Engines”. In: ASME Turbo Expo Conference. Barcelona, Spain. DOI: 10.1115/GT2006-90363.
- Kato, M. und B. E. Launder (1992). *Modelling flow-induced oscillations in turbulent flow around a square cylinder*. University of Manchester, Institute of Science and Technology.
- (1993). “The Modeling of Turbulent Flow Around Stationary and Vibrating Square Cylinders”. In: Proc. 9th Symposium on Turbulent Shear Flows. Kyoto, Japan.

- Kemp, N. H. und W. R. Sears (1955). “The Unsteady Forces Due to Viscous Wakes in Turbomachines”. In: *Journal of the Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences)* 22.7, S. 478–483. ISSN: 1936-9956. DOI: 10.2514/8.3376.
- Kerrebrock, J. L. (1977). “Small Disturbances in turbomachine Annuli with Swirl”. In: *AIAA Journal* 15.6, S. 794–803. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.7370.
- Kim, H. D. (2010). “Distributed Propulsion Vehicles”. In: 27TH International Congress of the Aeronautical Sciences. Nice, Frankreich.
- Kingan, M. (2013). “Open rotor broadband interaction noise”. In: *Journal of Sound and Vibration* 332.17, S. 3956–3970. DOI: 10.1016/j.jsv.2013.03.014.
- Kingan, M. und R. Self (2009). “Counter-Rotation Propeller Tip Vortex Interaction Noise”. In: 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Miami, Florida, USA. DOI: 10.2514/6.2009-3135.
- Kontos, K. B., R. E. Kraft und P. R. Gliebe (1996). *Improved NASA-ANOPP noise prediction computer code for advanced subsonic propulsion systems*. Techn. Ber. NASA CR-202309. Cincinnati, Ohio, USA.
- Kozulovic, D., T. Röber und D. Nürnberger (2004). “Modifications of a Two-Equation Turbulence Model for Turbomachinery Fluid Flows”. In: DGLR-2004-229a. Dresden, Germany.
- Krige, D. (1951). “A Statistical Approach to Some Basic Mine Valuation Problems on the Witwatersrand”. In: *Journal of the Chemical, Metallurgical and Mining Society of South Africa* 6.6, S. 119–139. DOI: 10.2307/3006914.
- Kröger, G., R. Schnell und N. D. Humphreys (2012). “Optimised Aerodynamic Design of an OGV With Reduced Blade Count for Low Noise Aircraft Engines”. In: ASME Turbo Expo 2012. Copenhagen, Denmark. DOI: 10.1115/GT2012-69459.
- Kucukcoskun, K., J. Christophe, C. Schram, A. Idier, P. Laffay und S. Moreau (2015). “Experimental Validation of a Semi-Analytical Trailing-Edge Noise Model Including Broadband Scattering”. In: 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Dallas, Texas, USA. DOI: 10.2514/6.2015-2531.
- Laborderie, J. d., V. Blandeau, T. Node-Langlois und S. Moreau (2015). “Extension of a Fan Tonal Noise Cascade Model for Camber Effects”. In: *AIAA Journal* 53.4, S. 863–876. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.J053266.
- Lallier-Daniels, D., M. Piellard, B. Coutty und S. Moreau (2017). “Aeroacoustic study of an axial engine cooling module using lattice-Boltzmann simulations and the Ffowcs Williams and Hawkings’ analogy”. In: *European Journal of Mechanics / B Fluids* 61, S. 244–254. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2016.10.008.
- Langtry, R. und F. R. Menter (2005). “Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics”. In: 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. Reno, Nevada, USA. DOI: doi.org/10.2514/6.2005-522.
- Lengyel-Kampmann, T. (2015). *Vergleichende aerodynamische Untersuchungen von gegenläufigen und konventionellen Fanstufen für Flugtriebwerke*. DLR-Forschungsbericht. 2015-26. DLR Köln, Institut für Antriebstechnik.
- Leonard, L., M. Sanjose und S. Moreau (2016). “Large Eddy Simulation of a scale-model turbofan for fan noise source diagnostic”. In: 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Lyon, France. DOI: 10.2514/6.2016-3000.
- Lieblein, S., F. Schwenk und R. Broderick (1953). *Difusion factor for estimating losses and limiting blade loadings in axial-flow-compressor blade elements*. Techn. Ber. NACA RM E53D01.
- Liepmann, H. W. (1952). “On the Application of Statistical Concepts to the Buffeting Problem”. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 19.12, S. 793–800. DOI: 10.2514/8.2491.

- Lighthill, M. J. (1952). “On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory”. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 211.1107, S. 564–587. ISSN: 1364-5021. DOI: 10.1098/rspa.1952.0060.
- (1954). “On Sound Generated Aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound”. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 222.1148, S. 1–32. DOI: 10.1098/rspa.1954.0049.
- Lufthansa Group (2013). “Politikbrief 3/2013”. In:
- Lysak, P. (2011). “Unsteady Lift of Thick Airfoils in Incompressible Turbulent Flow”. Dissertation. Pennsylvania State University.
- Majjigi, R. K. und P. R. Gliebe (1984). *Development of a Rotor Wake/Vortex Model*. Techn. Ber. NASA-CR-174849. Washington DC, USA.
- Marciniak, V., E. Kügeler und M. Franke (2010). “Predicting Transition on Low-Pressure Turbine Profiles”. In: ECCOMAS CFD. Lisbon, Portugal.
- Menter, F. R. (1992). *Improved Two-Equation  $k$ - $\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows*. Techn. Ber. NASA-TM-103975.
- Menter, F. R., M. Kuntz und R. Langtry (2003). “Ten years of industrial experience with the SST turbulence model”. In: *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 4, S. 625–632.
- Meyer, H. und E. Envia (1996). *Aeroacoustic Analysis of Turbofan Noise Generation*. Techn. Ber. NASA-CR 4715.
- Michel, U. (2011). “The Benefits of Variable Area Fan Nozzles on Turbofan Engines”. In: 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Orlando, Florida, USA. DOI: 10.2514/6.2011-226.
- Moreau, A. (2017). “A unified analytical approach for the acoustic preliminary design of modern aero-engin turbofans”. Dissertation. Technische Universität Berlin.
- Moreau, A. und S. Guérin (2010). “Development and Application of a New Procedure for Fan Noise Prediction”. In: Proceedings of the 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Stockholm, Sweden. DOI: 10.2514/6.2010-4034.
- (2011). “Similarities of the free-field and in-duct formulations in rotor noise problems”. In: 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Oregon, Portland, USA. DOI: 10.2514/6.2011-2759.
- (2016). “The Impact of Low-Speed Fan Design on Noise: An Exploratory Study”. In: *Journal of Turbomachinery* 138.8, S. 081006. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.4032678.
- Moreau, A., S. Guérin und S. Busse (2009). “A method based on the ray structure of acoustic modes for predicting the liner performance in annular ducts with flow”. In: Proceedings of the NAG/DAGA. Rotterdam, Netherlands.
- Moreau, A. und R. Jaron (2017). “Sensitivity of rotor tonal noise to radial interferences”. In: 21st Workshop of the Aeroacoustics Specialists Committee of the CEAS. Dublin, Ireland.
- Moreau, A. und S. Oertwig (2013). “Measurements compared to analytical prediction of the sound emitted by a high-speed fan stage”. In: 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Berlin, Germany. DOI: 10.2514/6.2013-2047.
- Moreau, S., M. Quaglia und R. Fernando (2015). “A 3D analytical approach for Open rotor Blade Vortex Interaction (BVI) tonal noise”. In: 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Dallas, Texas, USA. DOI: 10.2514/6.2015-2984.
- Moreau, S. und M. Roger (2007). “Competing Broadband Noise Mechanisms in Low-Speed Axial Fans”. In: *AIAA Journal* 45.1, S. 48–57. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.14583.
- Morfey, C. L. (1971). “Sound transmission and generation in ducts with flow”. In: *Journal of Sound and Vibration* 14.1, S. 37–55. DOI: 10.1016/0022-460X(71)90506-2.

- (1973). “Amplification of aerodynamic noise by convected ow inhomogeneities”. In: *Journal of Sound and Vibration* 31.4, S. 391–397. DOI: 10.1016/S0022-460X(73)80255-X.
- Morsbach, C., M. Franke und F. Di Mare (2015). “Application of a Low Reynolds Differential Reynolds Stress Model to a Compressor Cascade Tip-Leakage Flow”. In: *Differential Reynolds Stress Modeling for Separating Flows in Industrial Aerodynamics*. Hrsg. von B. Eisfeld. Springer International Publishing, S. 1–17. ISBN: 978-3-319-15639-2. DOI: 10.1007/978-3-319-15639-2\_1.
- Nallasamy, M. und E. Envia (2005). “Computation of rotor wake turbulence noise”. In: *Journal of Sound and Vibration* 282.3-5, S. 649–678. DOI: 10.1016/j.jsv.2004.03.062.
- Nigro, R. (2017). “Manufacturing Uncertainties on a Compressor Blade”. In: 12th European Turbomachinery Conference. ETC2017-411. Stockholm, Sweden.
- Nürnberg, D. (2004). *Simulation der instationären Strömung in Turbomaschinen mit impliziten Zeitintegrationsmethoden*. DLR Forschungsbericht 2004-27. DLR Köln, Institut für Antriebstechnik.
- Otten, T. und T. Lengyel-Kampmann (2016). “Mission Based Comparison of Single- and Counter-Rotating Fan Designs”. In: 30th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences. Daejeon, Südkorea.
- Pagano, A., M. Barbarino, D. Casalino und L. Federico (2009). “Tonal and Broadband Noise Calculations for Aeroacoustic Optimization of Propeller Blades in a Pusher Configuration”. In: 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Miami, Florida, USA. DOI: 10.2514/1.45315.
- Paschereit, C. (2015). *Turbulenz und Strömungskontrolle*. Vorlesungsskript.
- Paterson, R. W. und R. K. Amiet (1976). *Acoustic Radiation and Surface Pressure Characteristics of an Airfoil due to Incident Turbulence*. Techn. Ber. NASA CR-2733.
- Peake, N. und A. B. Parry (2012). “Modern Challenges Facing Turbomachinery Aeroacoustics”. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 44.1, S. 227–248. ISSN: 0066-4189. DOI: 10.1146/annurev-fluid-120710-101231.
- Philbrick, D. A. und D. A. Topol (1993). “Development of a fan noise design system Part 1: Design system and source modeling”. In: 15th AIAA Aeroacoustics Conference. Long Beach, California, USA. DOI: 10.2514/6.1993-4415.
- Podboy, G., M. Krupar, S. Helland und C. Hughes (2002). “Steady and unsteady flow field measurements within a NASA 22 inch fan model”. In: 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. DOI: 10.2514/6.2002-1033.
- Podboy, G., M. Krupar, C. Hughes und R. Woodward (2002a). “Fan Noise Source Diagnostic Test- LDV Measured Flow Field Results”. In: 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Breckenridge, Colorado, USA. DOI: 10.2514/6.2002-2431.
- Pope, S. B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge und New York: Cambridge University Press. ISBN: 0521598869.
- Reboul, G. (2010). “Modélisation du bruit à large bande de soufflantes de turboréacteurs”. Dissertation. École centrale de Lyon.
- Remmler, S., J. Christophe, J. Anthoine und S. Moreau (2010). “Computation of Wall Pressure Spectra from Steady Flow Data for Noise Prediction”. In: *AIAA Journal* 48.9, S. 1997–2007. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.J050206.
- Reynolds, B. (1979). “Characteristics of the Wake of a Lightly Loaded Compressor or Fan Rotor”. In: AIAA 15th Annual Meeting and Technical Display. Washington DC, USA. DOI: 10.2514/6.1979-550.

- Reynolds, B., B. Lakshminarayana und A. Ravindranath (1979). “Characteristics of the Near Wake of a Compressor of a Fan Rotor Blade”. In: *AIAA Journal* 17.9, S. 959–967. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.61258.
- Rienstra, S. W. (1999). “Sound transmission in slowly varying circular and annular lined ducts with flow”. In: *Journal of Fluid Mechanics* 380, S. 279–296. ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112098003607.
- (2000). “Cut-on, cut-off transition of sound in slowly varying flow ducts”. In: *Aerotecnica - Missili e Spazio, special issue in memory of David Crighton* 79, S. 93–97.
- Roger, M. und B. François (2017). “Combined analytical models for sound generation and transmission in cambered axial-flow outlet guide vanes”. In: *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 61, S. 218–225. ISSN: 09977546. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2016.10.006.
- Roger, M. und S. Moreau (2015). “Towards Cascade Trailing-Edge Noise Modeling Using a Mode-Matching Technique”. In: 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Dallas, Texas, USA. DOI: 10.2514/6.2015-2541.
- Roger, M., S. Moreau und A. Guedel (2006). “Broadband Fan Noise Prediction Using Single-Airfoil Theory”. In: *Noise Control Engineering Journal* 54. DOI: 10.3397/1.2888773.
- Rozenberg, Y., M. Roger und S. Moreau (2008). “Fan Blade Trailing-Edge Noise Prediction Using RANS Simulations”. In: Acoustics’08. Paris, France.
- Rung, T. (1998). “Realizability linearer Stress-Strain Beziehungen”. In: Institutsbericht 04/98. Technische Universität Berlin.
- (2003). “Statistische Turbulenzmodellierung”. In: Vorlesungsskript. Technische Universität Berlin.
- Santana, L. D., C. Schram und W. Desmet (2016). “Low-frequency extension of Amiet’s theory for compact airfoil noise predictions”. In: *Journal of Sound and Vibration* 372, S. 342–356. DOI: 10.1016/j.jsv.2016.02.033.
- Schlichting, H. (1968). *Boundary-Layer Theory*. McGraw-Hill series in mechanical engineering. New York: McGraw-Hill. ISBN: 978-0070553347.
- Schmitz, A. (2013). “Entwicklung eines objektorientierten und parallelisierten Gradient Enhanced Kriging Ersatzmodells”. Masterarbeit. FernUniversität Hagen.
- Schnell, R. (2004). *Numerische Simulation des akustischen Nahfeldes einer Triebwerksgebläsestufe*. DLR Forschungsbericht 2004-23. Köln-Porz: Institut für Antriebstechnik.
- Schnell, R., T. Lengyel-Kampmann und E. Nicke (2014). “On the Impact of Geometric Variability on Fan Aerodynamic Performance, Unsteady Blade Row Interaction, and Its Mechanical Characteristics”. In: *Journal of Turbomachinery* 136.9, S. 091005. ISSN: 0889504X. DOI: 10.1115/1.4027218.
- Schnell, R., J. Yin, C. Voss und E. Nicke (2010). “Assessment And Optimization of the Aerodynamic and Acoustic Characteristics of a Counter Rotating Open Rotor”. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010. Glasgow, UK. DOI: 10.1115/1.4006285.
- Schwaller, P. J., A. B. Parry, M. J. Oliver und A. Eccleston (1984). “Far-field Measurements and Mode Analysis of the Effects of Vane/Blade Ratio on Fan Noise”. In: 9th Aeroacoustics Conference. Williamsburg, Virginia, USA. DOI: 10.2514/6.1984-2280.
- Sears, W. R. (1941). “Some Aspects of Non-Stationary Airfoil Theory and Its Practical Application”. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 8.3, S. 104–108. ISSN: 1936-9956. DOI: 10.2514/8.10655.
- Shahrokh, S. (2017). “Application of UQ Techniques to Turbomachinery Test Cases”. In: 12th European Turbomachinery Conference. ETC2017-413. Stockholm, Sweden.

- Silverstein, A., S. Katzoff und W. K. Bullivant (1938). *Downwash and wake behind plain and flapped airfoils*. Techn. Ber. NACA-TR-651. National Advisory Committee for Aeronautics.
- Simmendinger, und. Kügeler (2010). “Hybrid Parallelization of a Turbomachinery CFD Code: Performance Enhancements on Multicore Architectures”. In: ECCOMACS CFD. Lisbon, Portugal.
- Sinayoko, S., M. Azarpeyvand und B. Lyu (2014). “Trailing edge noise prediction for rotating serrated blades”. In: 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Atlanta, Georgia, USA. DOI: 10.2514/6.2014-3296.
- Spalart, P. und S. Allmaras (1992). “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows”. In: *30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*. DOI: 10.2514/6.1992-439.
- Stadler, M., M. B. Schmitz und W. Laufer (2014). “GPGPU Based Aeroacoustic Optimization of a Contra-Rotating Fan”. In: ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition. Düsseldorf, Germany. DOI: 10.1115/GT2014-26048.
- Staggat, M., S. Guérin, A. Moreau und A. Holewa (2017). “Numerical study on Multiple Pure Tones in a thin annular duct with impact of inflow distortion”. In: 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Denver, Colorado, USA. DOI: 10.2514/6.2017-3847.
- Staggat, M., A. Moreau und S. Guérin (2016). “Boundary Layer induced Rotor noise using an Analytical Modal Approach”. In: 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Lyon, France. DOI: 10.2514/6.2016-2997.
- Strahle, W. C. (1985). “Stagnation point flows with freestream turbulence - The matching condition”. In: *AIAA Journal* 23.11, S. 1822–1824. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.9176.
- Tapken, U. (2016). “Analyse und Synthese akustischer Interaktionsmoden von Turbomaschinen”. Dissertation. Technische Universität Berlin.
- Tapken, U., T. Raitor und L. Enghardt (2009). “Tonal Noise Radiation from an UHBR Fan - Optimized In-Duct Radial Mode Analysis”. In: 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Miami, Florida, USA. DOI: 10.2514/6.2009-3288.
- Topol, D. A., C. L. Ingram, M. J. Larkin, C. H. Roche und R. D. Thulin (2004). *Advanced Subsonic Technology (AST) 22-Inch Low Noise Research Fan Rig Preliminary Design of ADP-Type Fan 3*. Techn. Ber. NASA/CR-2004-212718.
- Tyler, J. M. und T. G. Sofrin (1962). *Axial Flow Compressor Noise Studies*. Warrendale, Pennsylvania, USA: SAE International. DOI: 10.4271/620532.
- Ventres, C., M. Theobald und W. Mark (1982a). *Turbofan Noise Generation, Volume 2: Computer Programs*. Techn. Ber. NASA-CR 167952.
- (1982). *Turbofan Noise Generation, Volume 1: Analysis*. Techn. Ber. NASA-CR 167951.
- Verdon, J. M. (2001). *Linearized Unsteady Aerodynamic Analysis of the Acoustic Response to Wake/Blade-Row Interaction*. Techn. Ber. NASA/CR-2001-210713.
- Voß, C., M. Aulich, B. Kaplan und E. Nicke (2006). “Automated Multiobjective Optimisation in Axial Compressor Blade Design”. In: ASME Turbo Expo. Barcelona, Spain. DOI: 10.1115/GT2006-90420.
- Voß, C., M. Aulich und T. Raitor (2014). “Metamodel Assisted Aeromechanical Optimization of a Transonic Centrifugal Compressor”. In: 15th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery. Honolulu, Hawaii, USA.
- Voß, C. und E. Nicke (2008). *Automatische Optimierung von Verdichterstufen*. Techn. Ber. DLR-Forschungsbericht.
- Weckmüller, C. (2013). “Hybride Verfahren zur Berechnung der tonalen Schallerzeugung von Turbomaschinen”. Dissertation. Technische Universität Berlin.

- Weckmüller, C., A. Fritzsche und S. Guérin (2009). “Extended Multi-Plane Pressure Mode Matching for CFD / CAA Coupling”. In: Proceedings of the NAG/DAGA 2009. Rotterdam, Netherlands.
- Weckmüller, C. und S. Guérin (2012). “On the influence of trailing-edge serrations on open-rotor tonal noise”. In: 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Colorado Springs, Colorado, USA. DOI: 10.2514/6.2012-2124.
- Weng, C. und F. Bake (2016). “An Analytical Model for Boundary Layer Attenuation of Acoustic Modes in Rigid Circular Ducts With Uniform Flow”. In: *Acta Acustica united with Acustica* 102.6, S. 1138–1141. ISSN: 16101928. DOI: 10.3813/AAA.919025.
- Wennerstrom, A. (1984). “Experimental Study of a High-Throughflow Transonic Axial Compressor Stage”. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 106.3, S. 552–560. DOI: 10.1115/1.3239606.
- (1989). “Low Aspect Ratio Axial Flow Compressors: Why and What It Means”. In: *Journal of Turbomachinery* 111.4, S. 357–365. DOI: 10.1115/1.3262280.
- Wilcox, D. C. (1988). “Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models”. In: *AIAA Journal* 26.11, S. 1299–1310. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.10041.
- Willmarth, W. W. und F. W. Roos (1965). “Resolution and structure of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer”. In: *Journal of Fluid Mechanics* 22.01, S. 81. ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112065000599.
- Wohlbrandt, A. (2017). “Stochastisches Verfahren zur Simulation von Breitbandschall in Triebwerkfans”. Dissertation. Technische Universität Berlin.
- Woodward, R., D. M. Elliott, C. E. Hughes und J. J. Berton (1999). “Benefits of Swept and Leaned Stators for Fan noise Reduction”. In: 37th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. Reno, Nevada, USA. DOI: 10.2514/2.2883.
- Woodward, R. und E. Gordon (1988). “Noise of a model counterrotation propeller with reduced aft rotor diameter at simulated takeoff/approach conditions (F7/A3)”. In: AIAA 26th Aerospace Sciences Meeting. Reno, Nevada, USA. DOI: 10.2514/6.1988-263.
- Woodward, R., C. Hughes, R. Jeracki und C. Miller (2002). “Fan Noise Source Diagnostic Test – Far-field Acoustic Results”. In: 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference & Exhibit. Breckenridge, Colorado, USA. DOI: 10.2514/6.2002-2427.
- Yang, H., D. Nürnberger und H.-P. Kersken (2006). “Toward Excellence in Turbomachinery Computational Fluid Dynamics: A Hybrid Structured-Unstructured Reynolds-Averaged Navier-Stokes Solver”. In: *Journal of Turbomachinery* 128.2, S. 390. ISSN: 0889504X. DOI: 10.1115/1.2162182.

Anzahl an Literaturstellen: 208.

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Entwicklungsfortschritt der Lärmemission von Flugzeugen . . . . .	2
1.2	Aufteilung der Lärmquellen an einem Flugzeug. . . . .	3
1.3	Der Rolls-Royce UltraFan mit einem Nebenstromkanalverhältnis von 15:1. . . . .	4
1.4	Elektrisches 5-Personenflugzeug mit 36 verteilten Fanstufen. . . . .	5
1.5	Prinzipskizze des charakteristischen Spektrums einer Fanstufe . . . . .	5
1.6	Darstellung unterschiedlicher Modenordnungen. . . . .	6
1.7	Interaktion einer Schaufelreihe mit umfangsperiodischen Störungen. . . . .	6
1.8	Nachlaufkonvektion und resultierende Dipolquellen. . . . .	7
1.9	Entstehungsmechanismus des Hinterkantenlärms. . . . .	8
1.10	Simulationsaufwand mit unterschiedlichen CFD-Lösern. . . . .	11
1.11	Prozesskette in <i>PropNoise</i> . . . . .	13
2.1	Prozesskette der RANS-basierten analytischen Fanlärmberechnung. . . . .	17
2.2	Extraktion der Geometrie- und Strömungsgrößen aus der RANS-Simulation. . . . .	18
2.3	Rechengebiet für die RANS-Simulation einer Fanstufe. . . . .	20
2.4	Notwendigkeit eines Extrapolationsmodells. . . . .	21
2.5	Veränderung der Nachlauform in Abhängigkeit zur Konvektionsdistanz. . . . .	22
2.6	Vergleich der simulierten Nachlauform mit einer Gauß-Verteilung . . . . .	23
2.7	Entwicklung der Umfangsharmonischen der Strömungsgeschwindigkeit. . . . .	24
2.8	Geschwindigkeitsverteilung und erste Umfangsharmonische. . . . .	25
2.9	Ausbreitungsrichtung von Nachlauf und Potentialfeld. . . . .	26
2.10	Vergleich von simuliertem und modelliertem instationärem Strömungsfeld. . . . .	31
2.11	Extrapolation der Harmonischen und Form des turb. Nachlaufs. . . . .	34
2.12	Proportionalitätsfaktor $C_\lambda$ . . . . .	35
2.13	Extrahierte und extrapolierte integrale Längenskala. . . . .	36
2.14	Visualisierung der Profilgrenzschicht. . . . .	38
2.15	Reduzierte Auftriebsfunktion $g(\tilde{K}^*)$ . . . . .	39
2.16	Unterschiedliche aeroakustische Transferfunktionen im Vergleich. . . . .	41
2.17	Modellierung der Profile und Dipolquellen. . . . .	44
2.18	Ausbreitung von Schallwellen im Triebwerk. . . . .	46
2.19	Verschiebung der <i>Cut-on</i> -Grenze in einer drallbehafteten Strömung. . . . .	46
2.20	Umkehrpunkt, an dem die einfallende Mode nicht mehr ausbreitungsfähig ist. . . . .	47
2.21	Modellierte <i>Cut-on</i> - zu <i>Cut-off</i> -Transition. . . . .	49
2.22	Modellierte <i>Cut-off</i> - zu <i>Cut-on</i> -Transition. . . . .	49
3.1	DLR UHBR-Fan im M2VP. . . . .	52
3.2	Numerisches Rechengebiet des DLR UHBR-Fans . . . . .	53
3.3	Gittertopologie der Rotorpassage. . . . .	54
3.4	Numerische Dämpfung durch dissipatives Gitter. . . . .	55
3.5	Strakverlauf des DLR UHBR-Fans mit Auswerteebenen. . . . .	55
3.6	Validierung des rekonstruierten Strömungsfeldes des UHBR-Fans. . . . .	56

---

3.7	Vergleich der Schalleistungspegel der 2.-4. BPF des UHBR-Fans. . . . .	58
3.8	Vergleich der Gesamtschalleistung des UHBR-Fans. . . . .	58
3.9	Gegenläufiger offener Rotor AI-PX 7. . . . .	59
3.10	Numerisches Rechengitter des AI-PX 7. . . . .	60
3.11	Rekonstruiertes Strömungsfeld nahe der Vorderkante des zweiten Rotors. . . .	61
3.12	Rekonstruiertes Strömungsfeld an der Hinterkante des ersten Rotors. . . . .	62
3.13	Richtcharakteristiken des Eigenlärms der beiden Rotoren vom AI-PX 7. . . . .	64
3.14	Richtcharakteristik der Interaktionstöne des AI-PX 7. . . . .	64
3.15	Totallärm des AI-PX 7 beim <i>Takeoff</i> -Betriebspunkt. . . . .	64
3.16	SDT-Prüfstand im LSWT-Windkanal des NASA Glenn Research Center. . . . .	65
3.17	Messpositionen im Strakverlauf der SDT-Fanstufe. . . . .	66
3.18	Numerisches Rechengitter für den SDT-Fan. . . . .	66
3.19	Tonale Schalleistungspegel des SDT-Fans. . . . .	67
3.20	Schwankungsgeschwindigkeit und Längenskala im Rotornachlauf des SDT-Fans. .	68
3.21	Breitbandiger Interaktionslärm des SDT-Fans beim Landeanflug. . . . .	69
3.22	Breitbandiger Interaktionslärm des SDT-Fans. . . . .	70
3.23	Krümmung der Nachläufe an der <i>Mixing Plane</i> und an der Statorvorderkante. .	71
3.24	Dipolquellen auf dem UHBR-Stator. . . . .	72
3.25	Krümmung der Nachläufe an der <i>Mixing Plane</i> und an der Statorvorderkante. .	72
3.26	Einfluss der Extrapolation des Strömungsfeldes auf die Schalleistung. . . . .	73
3.27	Einfluss der radialen Auflösung auf die berechnete Schalleistung. . . . .	74
3.28	Turbulente Größen im Bereich der SDT-Rotorschaukel. . . . .	76
3.29	Einfluss der Turbulenzmodelle auf die umfangsgemittelten turbulenten Größen. .	78
3.30	Einfluss der Mittelungsmethode auf die integrale Längenskala. . . . .	78
3.31	Einfluss des Turbulenzmodells auf die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit. .	78
3.32	Einfluss der Turbulenzmodelle auf die berechneten Spektren. . . . .	79
3.33	Einfluss der Turbulenzmodelle auf den berechneten tonalen Interaktionslärm. .	81
4.1	Verwendete Prozesskette für die multidisziplinäre Optimierung. . . . .	84
4.2	Gegenläufiger offener Rotor AI-PX 7 mit optimierten Hinterkantenzacken. . . .	86
4.3	Netz auf der Schaukeloberfläche mit optimierten Hinterkantenzacken. . . . .	87
4.4	Reduktion des Tonallärms durch Hinterkantenzacken. . . . .	88
4.5	Veränderung der radialen Schubverteilung durch die Hinterkantenzacken. . . .	89
4.6	Einfluss der optimierten Hinterkantenzacken auf die tonalen Lärmquellen. . . .	89
4.7	Tonaler Interaktionslärm mit und ohne Hinterkantenzacken. . . . .	90
4.8	Entwicklung des Szenarios für die Optimierung der Fanstufe. . . . .	91
4.9	Kennfeld Betriebspunkte für die Optimierung . . . . .	93
4.10	Parametrisierung der Profile (links) und Schaukeln (rechts) für die Optimierung. .	94
4.11	Parametrisierung des Strakverlaufs für die Optimierung. . . . .	95
4.12	Rechengitter für die Strömungssimulation in der Optimierung. . . . .	97
4.13	Aerodynamische Ergebnisse der Optimierung. . . . .	98
4.14	Pareto-Fronten der drei Zielfunktionen. . . . .	99
5.1	Nachlauform in Abhängigkeit der Schaukelbelastung. . . . .	103
5.2	Lärminderung durch stärkere Nachlaufkrümmung. . . . .	104
5.3	Aerodynamische Anregung in Abhängigkeit der Schaukelbelastung. . . . .	104
5.4	Pareto-Front zwischen aerodyn. Wirkungsgrad und emittierter Schalleistung. .	105
5.5	Schaukelgeometrie und Nachlauform der Konfigurationen M1981 und M1509. .	106

5.6	Hinterkantenwinkel und Totaldruckverhältnis der Rotorschaukeln . . . . .	106
5.7	Lärmreduktion durch radiale Interferenzen auf Grund der Schaufelneigung. . .	107
5.8	Vergleich der Amplitude und der Phase der aerodynamischen Anregung. . . .	107
5.9	Validierung der berechneten Lärmreduktion durch die Schaufelneigung. . . . .	108
5.10	Darstellung der Konfiguration M1509. . . . .	109
5.11	Einfluss der Hinterkantenzacken auf die Nachlauform. . . . .	110
5.12	Reduktion der Schalleistung durch die Hinterkantenzacken. . . . .	110
5.13	Amplitude und Phase der aerodynamischen Anregung. . . . .	111
5.14	Radiale Interferenzen durch Hinterkantenzacken. . . . .	112
5.15	Einfluss der Schaufelbelastung auf den Interaktionslärm. . . . .	113
5.16	Einfluss der Schaufelbelastung auf die Turbulenz im Rotornachlauf. . . . .	114
5.17	Einfluss des Rotor-Stator-Abstandes auf den tonalen Interaktionslärm. . . . .	116
5.18	Einfluss der Schaufelzahl auf den breitbandigen Interaktionslärm. . . . .	117
5.19	Einfluss der Schaufelzahl auf den tonalen Interaktionslärm. . . . .	118
5.20	Einfluss der Schaufelzahlpaarung auf den tonalen Interaktionslärm. . . . .	119
5.21	Einfluss des Vorderkantenwinkels auf die angeregte Schalleistung. . . . .	120
A.1	Validierung der berechneten Lärmreduktion durch die Schaufelneigung. . . . .	135

## Tabellenverzeichnis

2.1	Aerodynamische Anregung $\zeta$ . . . . .	43
3.1	Kennzahlen des DLR UHBR-Fans beim <i>Approach</i> -Betriebspunkt. . . . .	52
3.2	Umfangsmoden, angeregt durch die Rotor-Statorinteraktion. . . . .	52
3.3	Betriebspunktparameter des NASA SDT-Fans. . . . .	65
3.4	Einfluss der Erweiterungen der Zweigleichungsmodelle auf den Breitbandlärm. .	80
4.1	Parameterraum für die Optimierung der Hinterkantenzacken. . . . .	86
4.2	Aerodynamische Performance mit und ohne Hinterkantenzacken. . . . .	88
4.3	Definition der Betriebspunkte, die in der Optimierung berücksichtigt werden. .	92
5.1	Performance der Konfigurationen M1509 und M1981. . . . .	105

