

Masterarbeit

Methodenentwicklung zur Vorhersage des Propellerlärms bei Grenzschichteinsaugung im niedrigen Reynoldszahlbereich

Tobias Lade

9. Juni 2023

Erstgutachter Prof. Dr.-Ing. Ennes Sarradj Technische Akustik Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik (ISTA) Technische Universität Berlin

Zweitgutachter

Dr. Sébastien Guérin Triebwerksakustik Institut für Antriebstechnik Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Arbeit selbstständig und eigenhändig sowie ohne unerlaubte fremde Hilfe und ausschließlich unter Verwendung der aufgeführten Quellen und Hilfsmittel angefertigt wurde.

Die selbständige und eigenständige Anfertigung versichert an Eides statt:

Tobias Lade

Berlin, den 9. Juni 2023

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, eine analytische Methode, die eine ausreichend genaue und schnelle Prognose von Propellerlärm bei Grenzschichteinsaugung im niedrigen Reynoldszahlbereich ermöglicht, weiter zu entwickeln und zu testen.

Es wird ein Modell aufgestellt, das sich in Aerodynamik und Aeroakustik aufteilt. Das aerodynamische Modell umfasst die Modellierung des Propellers und der eingesaugten Wandgrenzschicht. Zur Berechnung der Propelleraerodynamik wird die *Blade Element Momentum Theory* (BEMT) verwendet. Zur Bestimmung des Auftriebsverhaltens der 2D-Schnittelemente des Propellers dient das Simulationstool XFOIL. Die anisotropen Wirbelstrukturen in einer turbulenten Wandgrenzschicht werden als zigarrenförmig angenommen. Zur Quantifizierung dieser werden Hitzdrahtmessungen sowie Modellannahmen genutzt.

Für die akustische Modellierung wird ein Ansatz der spektralen, modalen Schalldruckberechnung genutzt. Die Modellierung des tonalen sowie breitbandigen Grenzschicht-Interaktionslärms erfolgt nach Staggat (2021). Dabei wird es angenommen, dass die neuen Schallquellen linear superponiert werden können. Zusätzlich wird Reflexion der Schallwellen mithilfe der Spiegelquellenmethode berücksichtigt.

Messergebnisse zweier Experimentalaufbauten der UBRI und UTWE werden genutzt, die sowohl Aerodynamik als auch Aeroakustik der genutzten Propellergeometrie untersucht haben. Es erfolgt dadurch eine schrittweise Validierung der aufgestellten Modelle. Abschließend werden die Ergebnisse diskutiert und Verbesserungspotenziale des Modells aufgezeigt.

Summary

The aim of this work is to develop and test a method that allows a sufficiently accurate and fast prediction of propeller noise at boundary layer intake in the low Reynolds number range.

A model is set up which is divided into aerodynamics and aeroacoustics. The aerodynamic model includes the modelling of the propeller and the sucked-in wall boundary layer. The *Blade Element Momentum Theory* (BEMT) is used to calculate the propeller aerodynamics. The simulation tool XFOIL is used to determine the lift behaviour of the 2D sectional elements of the propeller. The anisotropic vortex structures in a turbulent wall boundary layer are assumed to be cigar-shaped.

For the acoustic modelling, a spectral modal sound pressure calculation approach is used. The modelling of the tonal as well as broadband boundary layer interaction noise is done according to Staggat (2021). In addition, reflection of the sound waves is taken into account using the mirror source method.

Measurement results of two experimental setups of UBRI and UTWE are used, which investigated both aerodynamics and aeroacoustics of the used propeller geometry. Thus, a step-by-step validation of the established models is carried out. Finally, the results are discussed and potential improvements of the model are identified.

Anmerkungen

Verwendung englischsprachiger Fachbegriffe

In dieser Arbeit werden manche Fachbegriffe nicht in die deutsche Sprache übersetzt. Diese Begriffe sind *kursiv* dargestellt.

Deutung des Begriffs "Lärm"

Die Begriffe "Schall" und "Lärm" werden in dieser Arbeit synonym verwendet. Es liegt hierbei keine psychoakustische Bewertung vor.

${\bf Dezimal trenn zeichen}$

Als Dezimaltrennzeichen wird in dieser Arbeit der Punkt (.) verwendet.

Nomenclature

Akronyme

BEMT	Blade Element Momentum Theory
BPF	Blade Passing Frequency
CFD	$Computational \ Fluid \ Dynamics$
DI	Dickelärm
DNS	Direkte Numerische Simulation
ENODISE	Enabling Optimized Disruptive Airframe-Propulsion Integration Concepts
GRI	${\bf G} renzschicht\text{-}{\bf R} otor\text{-}{\bf I} nteraktions l\"arm$
НК	\mathbf{H} inter \mathbf{k} antenlärm
IA	Instationärere Auftriebslärm
LE	$Leading \ Edge$
LES	$Large \ Eddies \ Simulation$
LSB	$Laminar \ Separation \ Bubble$
LSB	Lattice Boltzmann Method
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes equations
SA	${f S}$ tationärer ${f A}$ uftriebslärm
SPL	Sound Pressure Level
SW	${f S}$ tationärer ${f W}$ iderstandslärm
TE	$Trailing \ Edge$
UBEMT	Unsteady Blade Element Momentum Theory
UBRI	University of Bristol
UTWE	Universiteit Twente

Griechische Symbole

α	Anstellwinkel	0
β	Blattwinkel	0
δ_{99}	Grenzschichtdicke	m
l	Kohärenzlänge	m
η	Wirkungsgrad	_
Λ	integrales Längenmaß	m
Ω	Frequenz der Propellers	s^{-1}
ω	Frequenz der Schallwelle	s^{-1}
ω	Winkelgeschwindigkeit	s^{-1}
ϕ	Fortschrittwinkel	0
ϕ	turbulentes Geschwindigkeitsspektrum	$\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{s}^{-1}$
Φ_{u_n}	modales Spektrum der mittleren Geschwindigkeit	$\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{s}^{-1}$
Φ_{uu}	modales Spektrum der turbulenten Geschwindigkeit	$\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{s}^{-1}$
ψ	Polarwinkel	0
ρ	Abstand zur Quelle	m
$ ho_0$	Luftdichte	${ m kg} \cdot { m m}^{-3}$
Σ	Gewichtungsfunktion	_
σ	akustischer Quellterm	_
σ_F	Rotorflächendichte	_
θ	Azimutwinkel	0
ζ_0	aerodynamische Anregung	

Lateinische Symbole

\overline{t}	mittlere Profildicke	m
\dot{m}	Massenstrom	${ m m}\cdot{ m s}^{-1}$
A	Flächeninhalt der Rotorscheibe	m^2
a, a'	Induktionsfaktor, induction factor	_
В	Blattzahl	_
С	Profilsehnenlänge	m
C_d	Widerstandsbeiwert	_
C_l	Auftriebsbeiwert	_
C_p	Druckbeiwert	_
C_Q	Momentenbeiwert	_
C_T	Schubbeiwert	_
$C_{l\prime}$	instationärer Auftriebsbeiwert	_
D	Durchmesser	m
D	Widerstandskraft	Ν
F	Spitzenverlustfaktor, Tip Loss-Faktor	_
f	Frequenz	s^{-1}
g	Greensche Funktion	_
h	harmonischer Index	_
J	Fortschrittsgrad	_
k	Streuindex	_
k	Wellenzahl	m^{-1}
L	Auftriebskraft	Ν
l	Position entlang Profilsehne	m
l_B	Bogenlänge	m

 Pa^2

m	Azimutalmodenordnung	_
Ma	Mach-Zahl	_
N	Schnittanzahl	_
n	Drehzahl	s^{-1}
N_{krit}	kritischer Verstärkungsfaktor	_
p	Druck	Pa
p_0	statischer Druck	Pa
p_m	modaler Schalldruck	Pa
Q	Drehmoment	$N \cdot m$
R	Effizienz der akustischen Abstrahlung	_
R	Radius	m
r	radiale Position	m
Re	Reynolds-Zahl entlang Sehne	_
S	Propellersteigung	m
S	Sears-Funktion	_
T	Schubkraft	Ν
t	Zeit	s
Tu_{∞}	Turbulenzgrad	_
u	mittlere Geschwindigkeit in x-Richtung	${\rm m}\cdot{\rm s}^{-1}$
u'	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit in x-Richtung	${ m m}\cdot{ m s}^{-1}$
V	Blattzahl des Stators	_
v	mittlere Geschwindigkeit in y-Richtung	$\mathbf{m}\cdot\mathbf{s}^{-1}$
v'	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit in x-Richtung	${\rm m}\cdot{\rm s}^{-1}$
w	mittlere Geschwindigkeit in z-Richtung	${\rm m}\cdot{\rm s}^{-1}$
w'	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit in x-Richtung	${\rm m}\cdot{\rm s}^{-1}$
x	axiale Position	m
z	Wandabstand	

Subskript

∞	Anströmung
В	Beobachter-Position
disk	Rotorebene
hub	Nabe
i	Zählvariable der 2D-Schnitte
l	Longitudinal-Richtung
rel	Relativgeschwindigkeit
t	Transversal-Richtung
tip	Blattspitze

m

Inhaltsverzeichnis

1	Ein	leitung		1
	1.1	Aufba	u der Arbeit	2
	1.2	Stand	der Forschung	3
2	Aer	odyna	misches Modell	5
	2.1	Prope	llermodell	5
		2.1.1	Momentum Theory	6
		2.1.2	Blade Element Theory	9
		2.1.3	Blade Element Momentum Theory	11
		2.1.4	Tip Loss-Modell	12
	2.2	Model	ll der Profilgrenzschicht	15
		2.2.1	Strömungsphänomene im niedrigen Reynoldszahlbereich $\ .\ .\ .$	15
		2.2.2	Simulation mit XFOIL	16
		2.2.3	e^N -Methode	18
		2.2.4	Kritischer Verstärkungsfaktor N_{krit}	19
	2.3	Model	ll der Wandgrenzschicht	21
		2.3.1	Mittleres Geschwindigkeitsprofil	21
		2.3.2	Turbulente Geschwindigkeitsprofile	21
		2.3.3	Kohärenzlängen	22
		2.3.4	Integrale Längenmaße	23
		2.3.5	Eindimensionale Turbulenzspektren	23
3	Aer	oakust	tisches Modell	25
	3.1	Entste	ehungsmechanismen der Schallquellen am offenen Rotor	25
		3.1.1	Eigenschall	25
		3.1.2	Interaktionsschall	26
	3.2	Analy	tische Schallquellenberechnung	27
		3.2.1	Schallausbreitung	29
		3.2.2	Schallanregung	29
		3.2.3	Schnittstelle zum aerodynamischen Modell	30
	3.3	Grenz	schicht-Rotor-Interaktionsschall	31
		3.3.1	Tonaler Anteil	32
		3.3.2	Breitbandiger Anteil	33
		3.3.3	Wandreflexion	34
	3.4	Schem	natische Modelldarstellung	34

4	Anv	vendur	ng des Modells	36
	4.1	Versuc	hsaufbau	36
		4.1.1	Schema	36
		4.1.2	Propellergeometrie	37
		4.1.3	Messdaten	39
	4.2	Aerody	ynamik	41
	4.3	Aeroal	custik	44
		4.3.1	Stationäre Propellerkonfiguration	45
		4.3.2	Instationäre Propellerkonfiguration	53
5	Zusa	ammer	nfassung und Ausblick	62
Li	terat	ur		64
A	Pro	pellerg	geometrie	68
В	Auf	triebs-	und Widerstandspolare	70
С	Mod	dellvar	iation - integrale Längenmaße	72

Abbildungsverzeichnis

2.1	Stromröhrenkontraktion	6
2.2	Druck- und Geschwindigkeitsannahmen der Momentum Theory	7
2.3	Schnittansicht Propellerblatt mit Kräften, Geschwindigkeiten nach BEMT	10
2.4	<i>Tip Loss</i> -Faktor über Blattradius	13
2.5	Druckverteilung für ein Strömungsprofil mit niedriger Re (XFOIL)	17
2.6	Profilgrenzschichten für ein Strömungsprofil im niedrigen Reynoldszahl-	
	bereich	18
2.7	Druckverteilung in Abhängigkeit N_{krit}	20
2.8	Beispielhaftes Spektrum der Kohärenzlänge	22
2.9	Beispielhaftes Kerschen-Gliebe-Spektrum	24
3.1	Quelle und Beobachter im Koordinatensystem	27
3.2	Beispielhaftes Spektrum des Schalldruckpegels bei Grenzschichteinsaugung	32
3.3	Schematische Darstellung der Modellbildung	35
4.1	Schematischer Versuchsaufbau	37
4.2	Mejzlik-Propeller mit beispielhaftem 2D-Schnitt	38
4.3	Radialer Verlauf einiger Propellergeometrien	38
4.4	Mittleres Strömungsprofil der Grenzschicht	40
4.5	Turbulentes Strömungsprofil der Grenzschicht	40
4.6	Integrale Längenmaße der Grenzschicht (a)	41
4.7	Vergleich Re bei $r/R = 0.75$ der Experimente	42
4.8	Vergleich Propellerleistung Simulation und Experiment	43
4.9	radialer Verlauf der BEMT-Ergebnise für $J=1$	43
4.10	Geschwindigkeitsprofil im Nachlauf des Propellers für $J=1$	44
4.11	Fall I - Schalldruckfeld, $1 \cdot BPF$	47
4.12	Fall I - Richtcharakteristik	48
4.13	Fall II - reales Schalldruckfeld, $1 \cdot BPF$	50
4.14	Fall II - gepegeltes Schalldruckfeld, $1 \cdot BPF$	51
4.15	Fall II - Richtcharakteristik	52
4.16	Fall IIIa - Reales Schalldruckfeld, $1 \cdot BPF$	55
4.17	Fall IIIa - Gepegeltes Schalldruckfeld, $1\cdot BPF$	56
4.18	Fall IIIa - Richtcharakteristik	57
4.19	Fall IVa - Breitbandspektrum	60
4.20	Fall IVa - Richtcharakteristik	61

B.1	Auftriebs- und Widerstandspolare mit XFOIL	71
C.1 C.2	Vergleich verschiedener Modelle der integralen Längenskalen Vergleich der Schalldruckspektren des breitbandigen GRI für verschiedene	73
	Modelle der integralen Längenskalen	74
D.1	Fall I - Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$	76
D.2	Fall I - Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$	77
D.3	Fall I - Druckfeld, $f = 3 \cdot BPF$	78
D.4	Fall I - Richtcharakteristik	79
D.5	Fall II - Reales Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$	80
D.6	Fall II - Gepegeltes Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$	81
D.7	Fall II - Reales Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$	82
D.8	Fall II - Gepegeltes Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$	83
D.9	Fall II - Reales Druckfeld, $f = 3 \cdot BPF$	84
D.10) Fall II - Gepegeltes Druckfeld, $f = 3 \cdot BPF$	85
D.11	Fall II - Richtcharakteristik	86
D.12	2 Fall IIIa - Reales Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$	87
D.13	Fall IIIa - Gepegeltes Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$	88
D.14	Fall IIIa - Reales Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$	89
D.15	Fall IIIa - Gepegeltes Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$	90
D.16	5 Fall IIIa - Reales Druckfeld, $f = 3 \cdot BPF$	91
D.17	'Fall IIIa - Gepegeltes Druckfeld, $f = 3 \cdot BPF$	92
D.18	B Fall IIIa - Richtcharakteristik	93
D.19	Fall IIIb - Richtcharakteristik	94
D.20) Fall IIIc - Richtcharakteristik	95
D.21	Fall IVa - Breitbandspektrum	96
D.22	2 Fall IVa - Richtcharakteristik	97
D.23	Fall IVb - Breitbandspektrum	98
D.24	Fall IVb - Richtcharakteristik	99
D.25	Fall IVc - Breitbandspektrum	100
D.26	Fall IVc - Richtcharakteristik	101

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht Auftriebsparameter in Abhängigkeit von N_{krit}	20
3.1	Anregung der verschiedenen Schallquellen	30
$4.1 \\ 4.2$	Mikrofonposition relativ zur Mittellinie des Windtunnels	41 45
A.1	Tabellarische Übersicht Profilparameter	69

1 Einleitung

Um das Ziel eines CO_2 -neutralen Luftverkehrs bis zum Jahre 2050 zu realisieren, müssen nachhaltigere Lösungen für den Flugverkehr gefunden werden, die den steigenden Anforderungen an Effizienz und Umweltverträglichkeit gerecht werden. In diesem Zusammenhang gewinnen Antriebskonzepte, wie die Grenzschichteinsaugung, offene Rotoren und niedrige Fluggeschwindigkeiten, zunehmend an Bedeutung. Diese Technologien besitzen das Potenzial, den Wirkungsgrad von Flugzeugantrieben zu verbessern und somit einen Beitrag zu einer CO_2 -neutralen Luftfahrt zu leisten.

Die Grenzschichteinsaugung beschreibt den Ansatz, das Fluid, das durch die Umströmung des Rumpfes oder Flügels verlangsamt wurde, in den Antriebsrotor einzusaugen. Dies bietet die Möglichkeit, den Vortriebswirkungsgrad

$$\eta = \frac{2 u_0}{u_0 + u_e} \tag{1.1}$$

im Vergleich zu klassischen Flugzeugtriebwerken zu verbessern. u_e beschreibt hier die Strahlgeschwindigkeit des Antriebs und u_0 die Fluggeschwindigkeit. η strebt gegen 1, wenn u_e gegen u_0 strebt. Der Nachlauf eines Triebwerks ohne Grenzschichteinsaugung zeichnet sich durch die Bildung eines Geschwindigkeitsdefizits durch die Grenzschicht des Rumpfes oder der Tragfläche sowie durch eine Geschwindigkeitsüberhöhung durch den Strahl des Triebwerks aus. Das Konzept der Grenzschichteinsaugung zielt darauf ab, die beiden genannten Effekte auszugleichen. Durch die Beschleunigung des verlangsamten Fluids durch den Rotor kommt es zu einer homogeneren Geschwindigkeitsverteilung im Nachlauf und zu einer geringeren Differenz zwischen u_e und u_0 . Dadurch kann durch die effizientere Nutzung der Energie bei gleichen Betriebspunkten ein zusätzlicher Schub am Rotor erzeugt und somit ein höherer Vortriebswirkungsgrad erreicht werden, wie Studien von Hall u. a. (2017) belegen. Insbesondere im niedrigen Reynolds- und Machzahlbereich kann dies von Vorteil sein, da die Grenzschicht hier einen signifikanten Anteil am Gesamtwiderstand des Flugzeugs beiträgt, wie Alves, Silvestre und Gamboa (2020) zeigen. Eine weitere Möglichkeit der Effizienzsteigerung zum herkömmlichen Strahltriebwerk stellt die Nutzung von offenen Propellern dar, die einen höheren Vortriebswirkungsgrad bei niedrigen Fluggeschwindigkeiten vorweisen.

Eine entscheidende Frage bei der Umsetzung dieser Konzepte ist jedoch die Lärmbelastung, insbesondere während Start- und Landevorgängen, die sowohl für die Menschen an Bord als auch für die Umwelt eine enorme Belastung darstellt. Die Untersuchung der Schallabstrahlung dieser Konzepte dient dazu, ein Verständnis der schallanregenden Mechanismen zu gewinnen, kritische Parameter zu identifizieren und Minderungsstrategien zu entwickeln. Im Rahmen des EU-Forschungsprojektes ENODISE wurden Experimente mit geringem technologischem Reifegrad durchgeführt, um die Potenziale der genannten Ansätze zu untersuchen. Begleitend zur experimentellen Arbeit sollen physikalische Modelle erstellt werden, um die Ergebnisse besser interpretieren zu können und eventuell auf realistischere Fälle zu extrapolieren. Ziel der Arbeit soll es sein, eine schnelle, modellbasierte Methode zur effizienten Prognose von Propellerlärm im niedrigen Reynoldszahlbereich mit Grenzschichteinsaugung zu entwickeln und zu testen.

1.1 Aufbau der Arbeit

Der Schwerpunkt der folgenden Arbeit teilt sich in zwei Teile auf: Zunächst wird ein physikalisches Modell der betrachteten Propellerkonfiguration aufgestellt, welches im zweiten Teil an ein realistisches Szenario angewandt wird. Es soll damit untersucht werden, ob die genutzte Methode eine ausreichend genaue und schnelle Prognose von Propellerlärm mit Grenzschichteinsaugung ermöglicht. Darüber hinaus sollen mögliche Verbesserungspotenziale der Methode aufgezeigt werden.

Die physikalische Modellbildung beginnt mit der Aerodynamik. Hierbei ist die Modellierung des Propellers und der eingesaugten Wandgrenzschicht von Interesse. Für ersteres wird die Blade Element Momentum Theory genutzt. Diese ist eine Kombination zweier Ansätze; der Momentum Theory, mit der die Geschwindigkeit berechnet werden kann, die durch den Propeller auf das Fluid induziert wird, sowie der Blade Element Theory zur Bestimmung der Kräfteverteilung am Rotorblatt. Für letztere wird eine weitere Methode zur Berechnung der Druckverteilung um das angeströmte Blattprofil benötigt. Diese ist im betrachteten niedrigen Reynoldszahlbereich stark abhängig von Transitionseffekten, wie der laminaren Ablöseblase. Es wird mit XFOIL eine Methode genutzt, die in Kombination mit der e^N -Methode eine zuverlässige Berechnung des Transitionspunktes ermöglicht.

Ein weiterer wichtiger Teil der aerodynamischen Modellbildung ist die Beschreibung der turbulenten Wandgrenzschicht, die sich durch die Bildung von anisotropen Wirbelstrukturen auszeichnet. Es wird die Annahme zigarrenförmiger Wirbelstrukturen gemacht und die spektrale Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht nach Kerschen und Gliebe (1981) genutzt. Die Kohärenzlängen werden nach Haxter und Spehr (2017) modelliert, während die integralen Längenmaße über Experimentaldaten ermittelt werden. Es werden verschiedenen Modellansätze und Experimentaldaten genutzt, um die räumlich und zeitlich variierenden Strömungsgeschwindigkeiten zu quantifizieren. Aufbauend auf das aerodynamische Modell wird das akustische Modell beschrieben. Es treten mehrere Schallquellen an der zu untersuchende Propellerkonfiguration auf, deren physikalischen Entstehungsmechanismen zunächst erklärt werden. Die Berechnung des Schalldrucks beruht auf zwei Arbeiten: Moreau (2017) stellte einen Ansatz zur analytischen Modellierung des spektralen, modalen Schalldrucks vieler Schallquellen vor, der von Staggat (2021) um den Aspekt der Grenzschichteinsaugung erweitert wurde. Dieser teilt sich auf in tonalen instationären Auftriebslärm sowie breitbandigen Grenzschicht-Interaktionslärm. Hier wird Linearität angenommen: Die Grenzschicht wird als Störung des mittleren Zustands modelliert. Außerdem wird die Reflexion der Schallwellen an der angrenzenden Wand mithilfe Guérin und Tormen (2022) berücksichtigt.

Im Anschluss wird das aufgestellte Modell angewendet. Es werden zwei Versuchsaufbauten der UBRI und UTWE vorgestellt und Simulationen angefertigt, deren Randbedingungen denen im Experiment nachempfunden werden. Die Ergebnisse werden mit den Messdaten verglichen, um Aussagen über die Validität des genutzten Modells zu treffen und mögliche Verbessungspotenziale aufzuzeigen.

1.2 Stand der Forschung

Die akustische Analyse der Grenzschichteinsaugung liegt im Fokus vieler aktueller Forschungsarbeiten. Im Folgenden werden sowohl analytische als auch experimentelle Ansätze vorgestellt.

Experimentelle Arbeiten Im Rahmen des ENODISE-Forschungsprojekts werden unterschiedliche Versuche an der University of Bristol UBRI und Universiteit Twente UTWE zur Untersuchung der Akustik eines offenen Propellers bei Grenzschichteinsaugung durchgeführt. Zaman, Falsi u. a. (2023a), (2023b) untersuchen den Einfluss der Tiefe der Eintauchung des Rotors in die Grenzschicht auf die Schallabstrahlung. Es wurde ein Rotor schrittweise tiefer in eine Grenzschicht eingetaucht und festgestellt, dass die breitbandige Schallabstrahlung im Frequenzbereich $f \in [10^2, 10^4]$ Hz mit sinkendem Wandabstand steigt. Für die tonale Schallabstrahlung hingegen konnte ein Maximum des gemessenen Schalldrucks bei einem bestimmten Wandabstand festgestellt werden.

L. A. Castelucci, Venner und Santana (2023) untersuchten dieselbe Propellergeometrie und verglichen die Schallabstrahlung im Falle der Grenzschichteinsaugung im Vergleich mit einer uniformen Anströmung. Im Vergleich zum Versuchsaufbau der UBRI wurde hier ein anderer *Trip* genutzt, um die Grenzschichtbildung auszulösen. Dadurch bilden sich unterschiedliche Strömungsparameter innerhalb der Grenzschicht aus. Es konnte einen Anstieg der Schallabstrahlung um 6 dB festgestellt werden. Insbesondere die Schallabstrahlung stromaufwärts ist betroffen. Stromabwärts konnte eine Lärmminderung beobachtet werden.

Analytische Arbeiten Es werden zwei analytische Ansätze zur Modellierung der Schallabstrahlung eines Rotors mit Grenzschichteinsaugung vorgestellt. Karve, Angland und Nodé-Langlois (2018) schlug ein Modell vor, das auf Amiet (1976) beruht. Dieses Modell ermöglicht die Berechnung der breitbandigen Schallabstrahlung bei Grenzschichteinsaugung im Frequenzbereich unter Berücksichtigung der Korrelation von aufeinander folgenden Schaufelblättern. Es wurde der Ansatz um folgende Aspekte erweitert:

- Die Turbulenz der Grenzschicht wird als axial-symmetrisch angenommen und die spektrale Geschwindigkeitverteilung nach Kerschen und Gliebe (1980), (1981) modelliert.
- Die Reflexion der Schallwellen wurde durch die Spiegelquellenmethode berücksichtigt.

Staggat (2021) verfolgt einen ähnlichen Ansatz. Er schlug vor, die Schallentstehung bei Grenzschichteinsaugung als Interaktionsschall zu modellieren. Die aerodynamische Anregung erfolgt hierbei in Form von Azimutalmoden, die die kohärente Strukturen der Grenzschicht abbilden. Die turbulenten Wirbelstrukturen werden hier ebenfalls als axial-symmetrisch nach Kerschen und Gliebe (1980), (1981) modelliert. Der Ansatz ermöglicht die Prognose von tonaler als auch breitbandiger Schallabstrahlung und wird in dieser Arbeit genutzt. Das Modell wird in Kapitel 3 genauer erläutert.

2 Aerodynamisches Modell

Die Aerodynamik eines Rotors stellt die Grundlage der Aeroakustik dar, da durch aerodynamische Mechanismen Schallquellen angeregt werden. Besonders die Strömungsfelder vor und hinter der Rotorebene sowie die wirkenden Kräfte zwischen Fluid und Rotor sind hierfür maßgebliche Aspekte. Im folgenden Kapitel wird das in dieser Arbeit genutzte Modell zur analytischen Berechnung der Aerodynamik des Propellers beschrieben, die *Blade Element Momentum Theory* (BEMT). Insbesondere muss das geometrische Strömungsprofil des Rotors hinsichtlich seines Auftriebsverhaltens untersucht werden, wofür das Tool XFOIL genutzt wird.

Ein weiterer wichtiger Aspekt der aerodynamischen Modellierung ist die turbulente Wandgrenzschicht, die vom Propeller eingesaugt wird. Verschiedene Modelle und Annahmen werden genutzt, die im folgenden Kapitel vorgestellt werden.

2.1 Propellermodell

Die BEMT wurde zuerst von Glauert (1926) vorgestellt und findet bis heute viel Anwendung in der Vorauslegung von Propellern, sowohl in der Luftfahrt-, Schiffs- als auch Windkrafttechnik. Mit dieser Methode lassen sich in vernachlässigbarer Rechenzeit näherungsweise die aerodynamischen Kräfte und Anströmbedingungen entlang eines Rotorblatts berechnen. Es werden vereinfachende Annahmen getroffen, wie Stationarität und Axialsymmetrie. Verschiedene Korrekturmodelle können genutzt werden, um realistischere Ergebnisse zu erhalten. Die Methode stellt eine Kombination aus zwei Ansätzen dar: der *Momentum Theory* und der *Blade Element Theory*, welche im Folgenden erläutert werden. Beide Ansätze liefern jeweils die Möglichkeit, Vorschub sowie Drehmoment eines Rotors in Abhängigkeit seiner Geometrie und der Geschwindigkeit des umgebenen Fluids zu berechnen. Durch das Gleichsetzen beider Ansätze in Abschnitt 2.1.3 wird das Gleichungssystem geschlossen und es können die wirkenden Kräfte als auch die Geschwindigkeitserhöhungen des Fluids, die sogenannten *induction factors*, ermittelt werden. Außerdem wird auf das genutzte Korrekturmodell, das *Tip-Loss*-Modell, eingegangen.

2.1.1 Momentum Theory

Die Momentum Theory geht zurück auf Rankine (1865). Grundlage dieser ist die Betrachtung des Propellers als eine unendlich dünne Scheibe, die eine Schubkraft T und ein Moment Q auf ein Fluid ausübt, und dadurch zu einem Drucksprung Δp sowie zu einer Beschleunigung des Fluids führt. Es wird angenommen, dass axiale und tangentiale Geschwindigkeiten dominieren und die radiale Komponente vernachlässigt werden kann. Des Weiteren wird Inkompressibilität angenommen, was für Ma < 0, 3 eine plausible Annahme darstellt. Aufgrund der Kontinuität des Fluids kommt es zu einer Kontraktion der Stromröhre, welche in Abbildung 2.1 dargestellt ist.



Abbildung 2.1: Stromröhrenkontraktion

Es werden vier Positionen betrachtet:

- 1. weit stromauf der Rotorebene
- 2. unmittelbar vor der Rotorebene
- 3. unmittelbar hinter der Rotorebene
- 4. weit stromab der Rotorebene

Es wird angenommen, dass an Position 1 und 4 atmosphärischer Druck p_{∞} vorliegt, während an der Rotorebene der Drucksprung Δp geschieht. Ebenso steigt die axiale Geschwindigkeit u des Fluids von 1 nach 4 kontinuierlich und kann an Position 2 und 3 als gleich angenommen werden. Die tangentiale Geschwindigkeit v hingegen fällt sprunghaft über die Rotorebene und kann stromauf und -ab der Scheibe jeweils als gleich angesehen werden. Eine Übersicht des Druckes und der Geschwindigkeiten im



Absolutsystem an den vier Positionen ist in Abbildung 2.2 gegeben. Gestrichelt ist die Rotorebene markiert.

Abbildung 2.2: Druck- und Geschwindigkeitsannahmen der Momentum Theory

Die Geschwindigkeit in der Rotorebene können als Mittelwert der Positionen 2 und 3 bestimmt werden:

$$u_{disk} = u_{\infty} + \Delta u_1 , \qquad (2.1)$$

$$v_{disk} = -\Delta v \ . \tag{2.2}$$

Diese Geschwindigkeiten sind in der *Blade Element Theory* relevant, da die Strömungsgeschwindigkeiten direkt am Propellerblatt betrachtet werden.

Um den Betrag der Geschwindigkeitserhöhungen und Kräfte in der Rotorebene zu ermitteln, wird nach Bernoulli die Energie an den Punkten 1 und 2

$$p_{\infty} + \frac{\rho_0}{2}u_{\infty}^2 = p_2 + \frac{\rho_0}{2}\left(u_{\infty} + \Delta u_1\right)^2 \tag{2.3}$$

sowie 3 und 4 bilanziert

$$p_{2} + \Delta p + \frac{\rho_{0}}{2} \left((u_{\infty} + \Delta u_{1})^{2} + (-2\Delta v)^{2} \right) = p_{\infty} + \frac{\rho_{0}}{2} \left((u_{\infty} + \Delta u_{2})^{2} + (-2\Delta v)^{2} \right)$$

$$\Rightarrow p_{2} + \Delta p + \frac{\rho_{0}}{2} \left(u_{\infty} + \Delta u_{1} \right)^{2} = p_{\infty} + \frac{\rho_{0}}{2} \left(u_{\infty} + \Delta u_{2} \right)^{2}.$$
(2.4)

Nach Addition von (2.3) und (2.4) ergibt sich die Druckerhöhung

$$\Delta p = \frac{\rho_0}{2} \left(2u_\infty + \Delta u_2 \right) \Delta u_2, \tag{2.5}$$

welche nach Siekmann und Thamsen (2009) zur Schubkraft

$$T = A\Delta p$$

$$\Rightarrow T = \frac{A}{2}\rho_0 \left(2u_\infty + \Delta u_2\right)\Delta u_2$$
(2.6)

führt. $A = \pi R^2$ beschreibt hier den Flächeninhalt der Scheibe mit dem Radius R. Außerdem kann die Schubkraft als Impulsänderung des Fluids

$$T = \dot{m}\Delta u_2 \tag{2.7}$$

mit dem Massenstrom

$$\dot{m} = A\rho_0 \left(u_\infty + \Delta u_1 \right) \tag{2.8}$$

bestimmt werden:

$$T = A\rho_0 \left(u_\infty + \Delta u_1\right) \Delta u_2 . \tag{2.9}$$

Gleichsetzen von (2.6) und (2.9) führt zu dem Verhältnis der Geschwindigkeitserhöhungen an der Rotorebene und weit stromab:

$$\Delta u_2 = 2\Delta u_1 \ . \tag{2.10}$$

Aus den getroffenen Annahmen kann also abgeleitet werden, dass an der Scheibe genau die Hälfte der gesamten axialen Geschwindigkeitserhöhung vorliegt.

Um nun die tangentiale Geschwindigkeitserhöhung zu bestimmen, kann die Rotation des Fluids betrachtet werden. Das Momentengleichgewicht $\sum_i Q_i = 0$ in der Rotorebene mit dem Massenstrom aus (2.8) wird für jede radiale Position $r \leq R$ aufgestellt:

$$Q = 2\dot{m}\Delta vr$$

$$\Rightarrow Q = 2A\rho_0 \left(u_\infty + \Delta u_1\right)\Delta vr .$$
(2.11)

Die Verhältnisse der axialen und tangentialen Geschwindigkeitserhöhung an der Rotorebene werden als *induction factors*

$$a = \frac{\Delta u_1}{u_\infty} , \qquad (2.12)$$

$$a' = \frac{\Delta v}{\omega r} \tag{2.13}$$

bezeichnet. Diese stellen ein Maß für die Beschleunigung des Fluids im Relativsystem des Rotors mit der Winkelgeschwindigkeit ω dar. Die Bestimmung dieser Faktoren findet sich in Abschnitt 2.1.3. Eingesetzt in (2.6) ergibt sich der Schub sowie das Drehmoment

$$T = 2A\rho_0 (1+a) a u_\infty^2 , \qquad (2.14)$$

$$Q = 2A\rho_0 \left(1+a\right) u_\infty a' \omega r^2 \,. \tag{2.15}$$

Diese Kräfte können ebenfalls über den Ansatz der *Blade Element Theory* nach Froude (1878) bestimmt werden. Diese wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

2.1.2 Blade Element Theory

Die Blade Element Theory nach Froude (1878) beschreibt das Blatt eines Propellers als eine finite Summe von N unabhängigen 2D-Blattelementen der Breite Δr an den radialen Positionen r_i . Diese werden mit den resultierenden Geschwindigkeiten der Rotorebene (siehe (2.1), (2.2)) im Relativsystem

$$w_{rel} = \sqrt{u_{rel}^2 + v_{rel}^2} \tag{2.16}$$

 mit

$$u_{rel} = u_{disk}$$

$$\Rightarrow u_{rel} = (1+a) u_{\infty} , \qquad (2.17)$$

$$v_{rel} = \omega r_i + v_{disk}$$

$$\Rightarrow v_{rel} = (1 - a') \,\omega r_i , \qquad (2.18)$$

angeströmt und erzeugen eine Auftriebskraft ΔL sowie Widerstandskraft ΔD

$$\Delta L = \sigma_F \pi \rho_0 \ w_{rel}^2 \ C_l(\alpha) \ r_i \ \Delta r \ , \tag{2.19}$$

$$\Delta D = \sigma_F \pi \rho_0 \ w_{rel}^2 \ C_d \left(\alpha \right) r_i^2 \ \Delta r \ . \tag{2.20}$$

Die Propellergeometrie wird definiert über die Rotorflächendichte $\sigma_F = \frac{Bc}{2\pi r_i}$ mit der Sehnenlänge c, die Blattzahl B und den Radius des Propellers R. C_l und C_d sind die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte, des jeweiligen Strömungsprofils des Blattelements. Diese werden mithilfe des Tools XFOIL in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α bestimmt. Eine ausführlichere Erläuterung hierzu ist in Abschnitt 2.2 gegeben. Vorschub ΔT sowie Drehmoment ΔQ eines Blattelements

$$\Delta T = \Delta L \cos(\phi) - \Delta D \sin(\phi) \tag{2.21}$$

$$\Delta Q = \Delta L r_i \sin(\phi) + \Delta D r_i \sin(\phi) \tag{2.22}$$



Abbildung 2.3: Schnittansicht Propellerblatt mit Kräften, Geschwindigkeiten nach BEMT

können durch Rotation bestimmt werden, wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Es ist eine Übersicht der angreifenden Kräfte, der anliegenden Geschwindigkeiten und Winkel in einer Schnittansicht am Radius r_i eines Propellers dargestellt.

 ϕ beschreibt hier den Winkel der Anströmung zur Rotorebene, den Fortschrittswinkel

$$\tan(\phi) = \frac{(1+a)\,u_{\infty}}{(1-a')\,\omega r} \tag{2.23}$$

mit dem der Anstellwinkel des Profils $\alpha = \beta - \phi$ über dem Blattwinkel β bestimmt werden kann. Dieser ergibt sich als Winkel zwischen Sehne des Strömungsprofils und der Rotorebene.

Es ist anzumerken, dass nach Stoevesandt u. a. (2022) viele BEMT-Modelle für rein turbulente Strömungen die Widerstandskraft vernachlässigen. Da in dieser Arbeit hauptsächlich teil-laminare Strömungen betrachtet werden, wird der Einfluss der Widerstandskraft nicht als vernachlässigbar angenommen.

2.1.3 Blade Element Momentum Theory

Die zuvor beschriebenen Modelle liefern jeweils die Möglichkeit, die Kräfte zwischen Propellerblatt und Fluid in Abhängigkeit der Propellergeometrie, der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte, des Betriebspunktes des Propellers (u_{∞}, ω) sowie der *induction factors* zu ermitteln. Während die Propellergeometrie und der Betriebspunkt gegeben sind, werden Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte über das Tool XFOIL ermittelt. Um die letzte Unbekannte, die *induction factors*, zu bestimmen, werden die genannten Ansätze gleichgesetzt.

Zunächst müssen die Kräftegleichungen der *Momentum Theory* (2.14) und (2.15) in Teilkräfte beziehungsweise -momente aufgeteilt werden:

$$\Delta T = 4\pi\rho_0 r_i \left(1+a\right) a u_\infty^2 \Delta r \tag{2.24}$$

$$\Delta Q = 4\pi\rho_0 r_i^3 \left(1+a\right) u_\infty a' \omega \Delta r \tag{2.25}$$

Diese wirken auf ein Kreissegment an der Position r_i mit der Breite Δr und der Fläche $\Delta A = 2\pi r_i \Delta r$, analog zu den Blattelementen der Blade Element Theory. Werden sie nun mit (2.21) und (2.22) gleichgesetzt, können die induction factors

$$a = \frac{1}{\kappa - 1} \tag{2.26}$$

$$a' = \frac{1}{\kappa' + 1} \tag{2.27}$$

 mit

$$\kappa = \frac{4\sin^2(\phi)}{\sigma_F (C_l \cos(\phi) - C_d \sin(\phi))}$$
(2.28)

$$\kappa' = \frac{4\sin(\phi)\cos(\phi)}{\sigma_F (C_l \sin(\phi) + C_d \cos(\phi))}$$
(2.29)

je Blattsegment bestimmt werden.

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt mit (2.30). Diese Gleichung wird Null gesetzt und der Winkel ϕ , der das Gleichungssystem mit (2.26) und (2.27) löst, iterativ bestimmt:

$$0 = \tan(\phi) - \frac{(1+a)u_{\infty}}{(1-a')\omega r}$$
(2.30)

Werden die Teilkräfte aller Segmente über den Radius aufsummiert, kann der Gesamtvorschub T und das Moment Q des Propellers bestimmt werden. Die entdimensionalisierte Kraftwirkung mit dem Schubbeiwert

$$C_T = \frac{T}{\rho_0 n^2 D^4}$$
(2.31)

und Momentenbeiwert

$$C_Q = \frac{Q}{\rho_0 n^2 D^5} \tag{2.32}$$

bestimmt. Außerdem kann der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{u_{\infty}T}{2\pi nQ} \tag{2.33}$$

berechnet werden.

Es ist darauf hingewiesen, dass die vorgestellte Theorie lediglich für eine uniforme turbulenzfreie Anströmung gilt. Diese Annahme ist insbesondere für eine Grenzschichteinsaugung nicht gegeben. Ansätze für die *Unsteady Blade Element Theory* (UBEMT) können in Scholz (2022) und Silva und Donadon (2016) für Windturbinen gefunden werden.

2.1.4 Tip Loss-Modell

Wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, wird der Propeller in der *Momentum Theory* als eine Scheibe angenommen; er kann also wie ein Propeller mit einer unendlichen Anzahl an Blättern betrachtet werden. Um das wahre Verhalten eines Propellers mit einer finiten Anzahl von Blättern besser abbilden zu können, schlug Prandtl (1921) ein Korrektur-Modell vor. Es wurde beobachtet, dass entgegen der idealisierten Annahme im Rankine-Froud-Modell die Zirkulation zur Spitze eines Propellerblattes gegen null geht. Als Grund dafür wird der Druckausgleich zwischen Saug- und Druckseite des Propellerblattes über die Blattspitze gesehen, wodurch sogenannte Blattspitzenwirbel entstehen können. Dies wird durch eine Verringerung des Vorschubes T sowie Moments Q durch einen *Tip Loss*-Faktor

$$F_{tip} = \frac{a}{a_{Blatt}} = \frac{a'}{a'_{Blatt}}$$
(2.34)

zwischen 0 und 1 dargestellt. Es wird somit zwischen der gemittelten Induktion über die Propellerringfläche a, a' und der lokalen am Blattsegment $(a, a')_{Blatt}$ unterschieden. Dieser Faktor beträgt nach Prandtl

$$F_{tip} = \frac{2}{\pi} \arccos\left(e^{-f_{tip}}\right) \tag{2.35}$$

 mit

$$f_{tip} = \frac{B}{2} \frac{R-r}{r\sin\left(\phi\right)} \,. \tag{2.36}$$

Nach Prandtls Modell wird dieser Faktor in die Impulsänderung des Fluids (2.7), jedoch nicht in den Massenstrom (2.8) eingebracht. Laut diesem Modell wird somit im Vergleich zur ursprünglichen Formulierung der BEMT bei gleichbleibendem Massenstrom eine geringere Kraft auf das Fluid ausgeübt, um den Einfluss der Blattspitzenverluste einzubeziehen.

Moriarty und Hansen (2005) schlug außerdem ein ähnliches Modell für die Verluste, die an der Nabe durch Wirbelablösung entstehen, vor. Der Korrekturfaktor beträgt analog zum Verlust an der Blattspitze

$$F_{hub} = \frac{2}{\pi} \arccos\left(e^{-f_{hub}}\right) \tag{2.37}$$

 mit

$$f_{hub} = \frac{B}{2} \frac{r - R_{hub}}{r \sin(\phi)} \,.$$
(2.38)

Es ergibt sich der Gesamtverlustfaktor

$$F = F_{hub} \cdot F_{tip}. \tag{2.39}$$

In Abbildung 2.4 ist beispielhaft ein Verlauf des Gesamtverlustfaktors über den relativen Blattradius gegeben. Es ist zu erkennen, wie zur Blattspitze und Nabe der Faktor gegen null strebt.



Abbildung 2.4: Tip Loss-Faktor über Blattradius

Eingefügt in die Kraft- und Momentengleichung der Momentum Theory

$$\Delta T = 4\pi\rho_0 r_i \left(1+a\right) a F u_\infty^2 \Delta r , \qquad (2.40)$$

$$\Delta Q = 4\pi \rho_0 r_i^3 \left(1+a\right) F u_\infty a' \omega \Delta r , \qquad (2.41)$$

führt dies zu einer Änderung der induction factors

$$a = \frac{1}{\kappa - 1} , \qquad (2.42)$$

$$a' = \frac{1}{\kappa' + 1} \tag{2.43}$$

 mit

$$\kappa = \frac{4F\sin^2(\phi)}{\sigma_F \left(C_l \cos(\phi) - C_d \sin(\phi)\right)} , \qquad (2.44)$$

$$\kappa' = \frac{4F\sin(\phi)\cos(\phi)}{\sigma_F \left(C_l\sin(\phi) + C_d\cos(\phi)\right)} . \tag{2.45}$$

Es gibt eine Vielzahl von Interpretationen und Erweiterungen des Prandtl-Modells. Insbesondere über den Nenner von (2.36) herrscht Uneinigkeit und wird von vielen Quellen unterschiedlich ausgelegt. Der Hauptunterschied liegt hierbei, ob für die Berechnung des *Tip Loss*-Faktors an einer Stelle entlang des Rotorblattes $F(r_i)$ die Fortschrittswinkel ϕ und die Radien lokal (r_i) oder an der Blattspitze (R) genutzt werden sollten.

Ramdin (2017) führte eine Parameteriteration über 72 mögliche Interpretationen des Prandtl-Modells durch. Hierbei wurde in (2.35)

$$f_{tip} = \frac{B}{2} \frac{R-r}{r_2 \sin\left(\phi\right)} \tag{2.46}$$

 mit

$$\sin(\phi) = \frac{\sqrt{u_{rel}^2 + v_{rel}^2}}{u_{rel}} , \qquad (2.47)$$

$$u_{rel} = (1 + a(r_4))u_{\infty} , \qquad (2.48)$$

$$v_{rel} = (1 - a'(r_5))\omega r_3$$
 (2.49)

die Radien $r_{2,3,4,5}$ nach r_i und R variiert und die Ergebnisse mit CFD-Daten verglichen. Die besten Übereinstimmungen wurden festgestellt, wenn $r_2 = r_4 = r_i$, während r_3 , r_5 einen vernachlässigbaren Einfluss zeigten. Eine der Konfigurationen mit den besten Resultaten ist die lokale Betrachtung aller Radien:

$$f_{tip}(r_i) = \frac{B}{2} \frac{R - r_i}{r_i \sin(\phi(r_i))} .$$
 (2.50)

Diese wurde in dieser Arbeit ebenfalls genutzt.

Es existieren zahlreiche weitere Modifikationen des Prandtl-Modells, beispielsweise in Wilson und Lissaman (1974), die vorschlugen, den Verlustfaktor auch in den axialen Massenstrom einzubeziehen, während Vries (1979) diesen sowohl im axialen als auch tangentialen Massenfluss vorsieht. Diese Modelle führen Anpassungen vonseiten der *Momentum Theory* durch. Shen u. a. (2005), Lindenburg (2003) und Maniaci und Schmitz (2016) erweiterten dies um einen weiteren Faktor vonseiten der *Blade Element Theory*. Dieser soll den Auftriebsverlust des Profils durch den Druckausgleich zur Blattspitze darstellen, indem die Auftriebskoeffizienten der Profile angepasst werden. Jedes dieser Modelle hat seine spezifischen Vor- und Nachteile, die in Branlard (2017) zusammengefasst und verglichen werden. In dieser Arbeit wird das Prandtl-Modell verwendet, da die vorgenommenen Anpassungen nur geringfügige Verbesserungen bieten, die in dieser Arbeit als vernachlässigbar betrachtet werden können.

2.2 Modell der Profilgrenzschicht

Der Hauptaspekt der Blade Element Theory ist es, die Kraftwirkung zwischen Blattelement und dem umgebenden Fluid zu bestimmen. Einen großen Einfluss darauf hat das Auftriebs- und Widerstandsverhalten des jeweiligen Strömungsprofils des Blattelements. Durch die Modellierung der Profilgrenzschicht kann bei einer gegebenen Anströmung die Druckverteilung um das Profil berechnet und damit die gesuchten Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten in Abhängigkeit des Anstellwinkels $C_l(\alpha), C_d(\alpha)$ bestimmt werden.

Es treten im niedrigen Reynoldzahlregime verschiedene Strömungsphänomene auf, die diese Kraftwirkung beeinflussen und abgebildet werden müssen. Diese Phänomene werden zunächst erläutert, bevor das genutzte Tool XFOIL und das dahinter stehende Modell vorgestellt wird.

2.2.1 Strömungsphänomene im niedrigen Reynoldszahlbereich

Es werden in dieser Arbeit Strömungen im Bereich von $Re \in [5 \cdot 10^4...10^5]$ betrachtet, in denen verschiedene Transitionseffekte auftreten können. Wang u. a. (2014) konnten bei einem NACA012-Profil in diesem Reynoldszahl-Regime bei einer Variation des Anstellwinkels $\alpha \in [0^\circ...10^\circ]$ vier Strömungsbilder mit folgenden Phänomenen beobachten:

- 1. laminare Grenzschichtablösung
- 2. laminare Grenzschichtablösung und -wiederanlegung mit laminarer Ablöseblase, Transition nach Wiederanlegung
- 3. laminare Grenzschichtablösung, Transition in der abgelösten Schicht, Wiederanlegung mit teils-laminarer Ablöseblase
- 4. laminare Grenzschichtablösung, turbulente Transition ohne Wiederanlegung

Strömt die laminare Grenzschicht gegen hohen Druckgradienten, führt dies zu einer Grenzschichtablösung. Legt sich diese Grenzschicht wieder an das Profil an, bildet sich ein Rückströmgebiet, das laminare Ablöseblase oder auch *Laminar Separation Bubble* (LSB) genannt wird. Diese können sich komplett laminar ausbilden, wenn der Strömungsumschlag erst nach dem Wiederanlegen geschieht, oder teil-laminar, wenn die Transition in der abgelösten Grenzschicht passiert. Eine umfangreiche Ausführung zur Entstehung der LSB findet sich in Jahanmiri (2011). Istvan (2017) betrachtete in seiner

Arbeit den Einfluss des Turbulenzgrades der Anströmung auf die Bildung der LSB und deren Einfluss auf das Auftriebsverhalten.

Die ausgeprägten Strömungsphänomene bestimmen maßgeblich die Druckverteilung um das Profil und daher den induzierten Auftrieb und Widerstand. Soll dies korrekt bestimmt werden, benötigt es eine genaue Modellierung der genannten Mechanismen und eine exakte Bestimmung des Umschlagpunktes der Strömung. Mit einer LES- oder DNS-Simulation könnte man dies zwar darstellen, jedoch weder zeit- noch kosteneffizient. Andere Methoden wie RANS-Simulationen sind nicht in der Lage, dies zuverlässig abzubilden nach Menter, Langtry und Völker (2006) und Carvalho und Carvalho Brito (2019). Ein weitverbreitetes Tool zur schnellen und genauen Simulation der Druckverteilung um ein angeströmtes 2D-Profil, das in der Lage ist, die gewünschten Transitionsphänomene zeit- und kostengünstig mit ausreichender Genauigkeit darzustellen, ist XFOIL von Mark Drela. Carvalho und Carvalho Brito (2019) und Morgado u. a. (2016) haben in ihren Arbeiten die Druckverteilung um ein angeströmtes Profil im niedrigen Reynoldszahlbereich mit RANS-Simulationen mit verschiedenen Transitionsmodellen verglichen. XFOIL konnte in beiden Arbeiten exaktere Resultate bei erheblich geringeren Rechenzeiten liefern (Argus, Ament und Koning (2020): um einen Faktor >100).

2.2.2 Simulation mit XFOIL

Im Folgenden wird das genutzte Tool zur Berechnung der Profilgrenzschicht XFOIL genauer beleuchtet. XFOIL nutzt eine Panel-Methode, die mittels einer linearen Wirbelstromfunktion und der Kutta-Joukowski Bedingung eine reibungsfreie Lösung berechnet. Die Kompressibilität kann mithilfe Karman-Tsien Korrektur einbezogen werden. Eine genaue Herleitung des Lösungsverfahrens ist in Drela (1989) gegeben. Auf Grundlage dessen kann auch eine viskose Lösung bestimmt werden. Die Grenzschicht sowie die Nachlaufströmung werden mit zwei Dissipationsintegralen bestimmt, wie in Drela (1990) beschrieben. Mit diesem Ansatz lassen sich die in Abschnitt 2.2.1 genannten Strömungsphänomene darstellen. Es ist beispielhaft ein 2D-Schnittprofil aus der in Abschnitt 4.1.2 vorgestellten Propellergeometrie für $Re = 5 \cdot 10^4$ und $\alpha = 5^{\circ}$ gerechnet. Die Verteilung des Druckkoeffizienten C_p über die normierte Sehnenlänge x/c ist in Abbildung 2.5 gegeben.

Es ist die reibungsfreie Lösung mit der gestrichelten Linie der viskosen Lösung mit durchgezogener Linie gegenübergestellt. Es ist zu erkennen, wie sich nahe der Profilnase eine Druckdifferenz zwischen Saug- und Druckseite aufbaut, die sich zur Profilhinterkante ausgleicht. An der Saugseite findet am Punkt A eine Ablösung der Grenzschicht statt, was zu einer Stagnation des Druckkoeffizienten C_p führt. Erst am Punkt *B* kommt es zu einem Strömungsumschlag und die Grenzschicht legt sich wieder an das Profil an. Es



Abbildung 2.5: Druckverteilung für ein Strömungsprofil mit niedriger Re (XFOIL)

bildet sich eine teil-laminare Ablöseblase aus. Das entstehende Rückströmgebiet lässt sich mithilfe der berechneten Profilgrenzschichten visualisieren. In Abbildung 2.6 ist das simulierte Profil sowie vier ausgewählte Grenzschichten der Saugseite gezeigt. Die blaue Linie kennzeichnet hier die Verdrängungsdicke δ_1 während in Lila das mittlere Strömungsprofil parallel zur Wand u über den Wandabstand z gegeben ist. Es ist zu erkennen, wie sich ein Rückstromgebiet auf- und wieder abbaut. Dieses Rückströmgebiet stellt die LSB dar.

Es wurde für jedes Schnittprofil des Propellerblattes die C_p -Verteilung in Abhängigkeit von Re(w) und α bestimmt. Es wurde eine Anströmung $w = \sqrt{u_{\infty}^2 + (\omega r)^2}$ angenommen. Eine Integration des Druckbeiwertes über die Schnenlänge führt zum Auftriebsbeiwert

$$C_l = \int_0^c C_p(l) \, \mathrm{d}l \; . \tag{2.51}$$

Dies wurde für eine Vielzahl von Anstellwinkel α durchgeführt, um die Auftriebspolare des jeweiligen Strömungsprofils zu erhalten. Einige der Ergebnisse sind in Anhang B dargestellt.

Es wird abschließend noch auf Einschränkungen des genutzten Tools eingegangen. Laut Drela (2001) besteht eine Divergenz dieses Ansatzes für $Re < 10^4$ und es wird ein Ansatz höherer Ordnung für diesen Fall vorgeschlagen. Dieser ist bereits in XFOIL implementiert und sollte in diesem Reynoldszahlbereich genutzt werden. In dieser Arbeit ist dies nicht notwendig, da $Re > 5 \cdot 10^4$. Des Weiteren ist zu beachten, dass die Grenzschichtberechnung des Programmes scheitern kann, sollte die Grenzschicht sich stark vom Profil trennen. Sehr hohe Anstellwinkel sind somit nicht mehr zuverlässig simulierbar nach Drela und Youngren (2023).





2.2.3 e^N -Methode

Der Hauptgrund für die Verwendung von XFOIL in dieser Arbeit liegt neben der kurzen Rechenzeit in der zuverlässigen Bestimmung des Transitionspunktes im niedrigen Reynoldszahlbereich. Hierfür wird die e^{N} -Methode genutzt, welche in Ingen (2008) umfassend erläutert wird.

In der e^{N} -Methode wird die Verstärkung der Tollmien-Schlichting-Wellen (TS-Wellen) in der Grenzschicht als Transitions-Kriterium betrachtet. Laut der linearen Stabilitätstheorie handelt es sich bei den TS-Wellen um Druck- und Geschwindigkeitsstörungen, die sich von der Vorderkante des Profils in der Grenzschicht ausbreiten und dabei anwachsen, wie Schlichting (2006) erläutert. Übersteigt die Verstärkung dieser Wellen einen Schwellwert N_{krit} , kommt es zur Transition. N_{krit} beschreibt somit ein Maß für die Verstärkung der Störungen in einer laminaren Strömung, die benötigt wird, um einen Strömungsumschlag zu initiieren. Andere Transitionseffekte werden nicht berücksichtigt, können jedoch durch eine Anpassung von N_{krit} angenähert werden. Sollte der Umschlagspunkt durch etwa Experimentaldaten oder gezwungener Transition bekannt sein, kann auch direkt der Transitionspunkt in XFOIL vorgegeben werden.

2.2.4 Kritischer Verstärkungsfaktor N_{krit}

Die korrekte Bestimmung des Auftriebs und Widerstands eines Profils, ist zur Berechnung vieler Schallquellen bedeutend, wie in Abschnitt 3.2.2 weiter ausgeführt wird. Einen maßgeblichen Einfluss darauf hat der kritische Verstärkungsfaktor N_{krit} .

Nach Drela (1998) beträgt N_{krit} in Abhängigkeit des Turbulenzgrades der Anströmung Tu_{∞} wie folgt:

$$N_{krit}(Tu_{\infty}) = -8,43 - 2,4\ln\left(2,7\tanh\left(\frac{Tu_{\infty}}{2,7}\right)\right).$$
(2.52)

Üblicherweise nutzt XFOIL einen $N_{krit} = 9$, was einem Turbulenzgrad $Tu_{\infty} = 0,07\%$ entspricht. Eine unmittelbare Transition kann mit $N_{krit} < 1$ modelliert werden. Dieser Wert sollte mit Vorsicht gewählt werden, da mit diesem signifikant das gesuchte Strömungsbild beeinflusst werden kann. Dies ist exemplarisch in Abbildung Abbildung 2.7 anhand einer Druckverteilung um ein Profil in Abhängigkeit verschiedener N_{krit} gezeigt. Es ist ein Schnitt an der Stelle r/R = 0,75 des in Abschnitt 4.1.2 vorgestellten Propellers beim Betriebspunkt mit einem Fortschrittsgrad J = 1 gewählt. Es liegen folgende Strömungsgrößen vor: $Re_c \approx 10^5$; $Ma \approx 0, 2$; $\alpha \approx 7^\circ$. Es ist zu erkennen, wie sich bei allen Simulationen die laminare Grenzschicht bei $x/c \approx 0,3$ ablöst, in eine turbulente Grenzschicht umschlägt und sich wieder anlegt (vgl. Abbildung 2.5). Wird N_{krit} erhöht, was einer Verringerung des Turbulenzgrades in der Anströmung entspricht, verzögert sich die Transition und die axiale Koordinate der Transition x_{Tr} verschiebt sich in Richtung der Hinterkante des Profils. Dies vergrößert die ausgebildete LSB und erhöht den Widerstand des Profils. Eine Auflistung der entsprechenden Turbulenzgrade, Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten sowie des Transitionspunktes zu den jeweiligen Simulationen ist in Tabelle Tabelle 2.1 gegeben.



Abbildung 2.7: Druckverteilung in Abhängigkeit N_{krit}

N_{krit}	Tu_{∞}	C_l	C_d	L/D	x_{Tr}/c
5	0,37%	$1,\!1915$	0,02212	$53,\!87$	0,4127
7	0,16%	1,2136	0,02233	$54,\!34$	$0,\!4650$
9	0,07%	$1,\!2305$	0,02343	$52,\!52$	$0,\!5012$
11	0,03%	$1,\!2415$	$0,\!02545$	48,78	$0,\!5315$
13	0,01%	1,2312	0,02962	41,57	0,5581

Tabelle 2.1: Übersicht Auftriebsparameter in Abhängigkeit von N_{krit}

Es wurde zur Darstellung r/R = 0,75 gewählt, da dies für Propellerkonfigurationen eine übliche repräsentative Schnittstelle ist. Es sei darauf hingewiesen, dass mit $Re \approx 10^5$ jedoch für die betrachtete Propellerkonfiguration eine hohe Reynoldszahl vorliegt. In niedrigeren Reynoldszahlbereichen, in denen mehr Transitionseffekte zu erwarten sind, ist davon auszugehen, dass sich der Einfluss N_{krit} auf das Strömungsprofil weiter erhöht.

Argus, Ament und Koning (2020) zeigten den Einfluss des N_{krit} -Parameters auf eine Propellerkonfiguration im niedrigen Reynoldszahlbereich und stellten einen signifikanten Einfluss auf den Wirkungsgrad des Rotors fest. Zudem wurde empfohlen, nicht nur den Turbulenzgrad der Anströmung, sondern ebenfalls Faktoren wie Oberflächengüte, Rotorvibration und aeroelastische Effekte bei der Wahl von N_{krit} zu berücksichtigen. Es existieren viele unterschiedliche Erweiterungen des Modells, die in Ingen (2008) ausführlich diskutiert werden.
2.3 Modell der Wandgrenzschicht

Ein weiterer kritischer Aspekt der aerodynamischen Modellierung ist die turbulente Wandgrenzschicht, die vom Rotor eingesaugt wird. Die Reibung eines Fluids mit einer Oberfläche führt zu einem Geschwindigkeitsdefizit in Wandnähe und zur Bildung von turbulenten Wirbelstrukturen. Im Vergleich zur annähernd homogenen Anströmung, die ein Windtunnel generiert, liegen in der Wandgrenzschicht starke räumliche und zeitliche Schwankungen der Strömungsgrößen vor, deren analytische Modellierung eine große Herausforderung darstellt. Es werden verschiedene Modelle genutzt, um die turbulenten Phänomene der Wandgrenzschicht zu quantifizieren. Von Interesse für die Schalldruckberechnung sind hierbei die Profile der Strömungsgeschwindigkeit im Mittel (u, v, w) und deren Schwankung (u', v', w'), sowie die Kohärenzlängen ℓ_l , ℓ_t und integralen Längenmaße Λ_l , Λ_t . Die genutzten Modelle und Annahmen werden im Folgenden vorgestellt.

Es wird lediglich die uneingesaugte, voll ausgebildete Grenzschicht, also ohne Einfluss des Propellers untersucht. Der Einfluss des Propellers auf die Grenzschichtparameter findet sich in der Anpassung der Kohärenzlängen wieder, wie in Abschnitt 2.3.3 erläutert.

2.3.1 Mittleres Geschwindigkeitsprofil

Wie erwähnt bildet sich in einer turbulenten Wandgrenzschicht ein Defizit der mittleren Strömung in Wandnähe aus. Es wird angenommen, dass das mittlere Geschwindigkeitsprofil u(z) der Grenzschicht über den Wandabstand z lediglich eine Komponente in Axialrichtung vorweist. Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Größe experimentell ermittelt und nicht modelliert. Dieses Profil stellt eine wichtige Größe in der Modellierung des tonalen instationären Auftriebslärm dar, der bei der Einsaugung einer Grenzschicht auftritt und in Abschnitt 3.3.1 vorgestellt wird.

2.3.2 Turbulente Geschwindigkeitsprofile

Die Turbulenzbildung in der Grenzschicht äußert sich durch Geschwindigkeitsfluktuationen in alle drei Raumrichtungen u', v' und w'. In dieser Arbeit werden hierfür Experimentaldaten genutzt. Da nicht alle Raumrichtungen vermessen wurden, ergeben sich die fehlenden Größen nach Chassaing (1999). Dieser zeigte, dass die drei Komponenten folgendem Verhältnis entsprechen:

$$v'^2 = \frac{1}{2} \, {u'}^2 \,, \tag{2.53}$$

$$w'^2 = \frac{3}{4} \, {u'}^2 \,. \tag{2.54}$$

Diese Parameter stellt einen bedeutenden Faktor in der breitbandigen Schallabstrahlung eines Propellers bei Grenzschichteinsaugung dar, wie genauer in Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

2.3.3 Kohärenzlängen

In einer eingesaugten Grenzschicht liegt keine isotrope Turbulenz vor. Die Wirbel werden in Hauptströmungsrichtung gestreckt und weisen dadurch eine längere Ausdehnung in Longitudinal- als in Transversalrichtung vor, woher auch die Bezeichnung "zigarrenförmig" stammt. Die Kohärenzlänge ist ein Maß, das die räumliche Ähnlichkeit oder Kohärenz der Wirbelstrukturen beschreibt. Es können die Wirbelstrukturen als axialsymmetrisch mit Kohärenzlängen in Longitudinal- und Transversalrichtung $\ell_l > \ell_t$ angenommen werden. Zur Schalldruckberechnung müssen diese in spektraler Form gegeben werden.

Die Berechnung erfolgt in dieser Arbeit wie in Staggat (2021) nach Haxter und Spehr (2017). Das genutzte Modell stellt eine Modifikation dessen nach Efimtsov (1982) dar. Ein exemplarisches Spektrum der Kohärenzlängen findet sich in Abbildung 2.8.



durchgezogen: $\ell_l,$ Punkt-Strich: ℓ_t

Abbildung 2.8: Beispielhaftes Spektrum der Kohärenzlänge

Die Längenmaße der Wirbel werden durch die Stromröhrenkontraktion (siehe Abbildung 2.1) eines offenen Propellers beeinflusst. Es findet eine Beschleunigung in Axialrichtung statt, wodurch die Wirbel eine Streckung in Longitudinalrichtung erfahren. Aufgrund der Kontinuität des Fluids werden sie zugleich in Transversalrichtung gestaucht. Es werden die Längenmaße der uneingesaugten Grenzschicht $\ell_{l,GS}$, $\ell_{t,GS}$ mit einem Faktor nach Ganz (1980) angepasst:

$$\ell_l = \frac{u_{disk}}{u_{\infty}} \ \ell_{l,GS} \ , \tag{2.55}$$

$$\ell_t = \sqrt{\frac{u_\infty}{u_{disk}}} \ \ell_{t,GS} \ . \tag{2.56}$$

Der Effekt der Stromröhrenkontraktion wird lediglich in Bezug auf die kohärenten Längenmaße berücksichtigt. Der Einfluss auf andere Strömungsparameter der Grenzschicht wird als vernachlässigbar angenommen.

2.3.4 Integrale Längenmaße

Die Modellierung der integralen Längenmaße stellt einen wichtigen Aspekt in der Berechnung der turbulenten Geschwindigkeitsspektren dar. Eine kurze Übersicht verschiedener Ansätze zur Modellierung dieser Größe findet sich in Anhang C wieder. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Berechnung aus Experimentaldaten gewählt.

Es kann die Geschwindigkeitsfluktuation u'(t) aus der experimentell ermittelten Zeitreihe extrahiert werden. Auf diese kann eine Autokorrelation angewandt werden, welche mithilfe der Taylor-Hypothese in eine räumliche Korrelation überführt wird. Es wird durch Integration die Längenskala in Longitudinalrichtung berechnet. Die Komponente in Transversalrichtung wird nach Staggat (2021) bestimmt:

$$\Lambda_l(z) = u(z) \int \frac{\overline{u'(z,t)} \ u'(z,t+\tau)}{\sqrt{\overline{u'^2(z,t)}} \ \sqrt{u'^2(z,t+\tau)}} \ \mathrm{d}\tau \ , \tag{2.57}$$

$$\Lambda_t(z) = \frac{\Lambda_l(z)}{2.5} . \tag{2.58}$$

Es sei darauf hingewiesen, dass diese Größen auch über Integration der Kohärenzlänge hätte bestimmt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurde jedoch die Bestimmung aus den Experimentaldaten bevorzugt. Eine kurze Variation und Diskussion der Modelle findet sich in Anhang C.

2.3.5 Eindimensionale Turbulenzspektren

Um die spektrale Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Grenzschicht zu modellieren, werden die sogenannten Kerschen-Gliebe-Spektren genutzt. Nach Kerschen und Gliebe (1980), Kerschen und Gliebe 1981 betragen diese

$$\phi_l(\omega) = 2 \frac{u_l'^2 \Lambda_l}{w_{rel}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega \Lambda_l}{w_{rel}}\right)^2} , \qquad (2.59)$$

$$\phi_t(\omega) = \frac{u_l'^2 \Lambda_l}{w_{rel}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega \Lambda_l}{w_{rel}}\right)^2} \left(2\left(\frac{u_l'}{u_t'}\right)^2 - \left(\frac{\Lambda_t}{\Lambda_l}\right)^2 + 2\left(\frac{\omega \Lambda_t}{w_{rel}}\right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega \Lambda_l}{w_{rel}}\right)^2} \right) . \tag{2.60}$$

mit der longitudinalen und transversalen Schwankungsgeschwindigkeit

$$u_l^{\prime 2} = u^{\prime 2} , \qquad (2.61)$$

$$u_t^{\prime 2} = v^{\prime 2} + w^{\prime 2} . aga{2.62}$$

Ein beispielhafter Verlauf eines Kerschen-Gliebe-Spektrums ist in Abbildung 2.9 gegeben. Abschließend wird erwähnt, dass die turbulenten Grenzschichtparameter außerhalb der Grenzschicht als vernachlässigbar angenommen werden können.





Abbildung 2.9: Beispielhaftes Kerschen-Gliebe-Spektrum

3 Aeroakustisches Modell

Im folgenden Kapitel ist die Theorie der aeroakustischen Modelle, die zur Schallprognose genutzt wurden, gegeben. Es werden zunächst die physikalischen Mechanismen, die zur Schallentstehung führen, erklärt und darauf verschiedene Arten von Schallquellen kategorisiert. Außerdem wird genauer auf die analytische Berechnung der Schalldrücke dieser Quellen eingegangen. Die Hauptaspekte liegen hier bei der Schallanregung und -ausbreitung. Anschließend wird noch der Grenzschicht-Rotor-Interaktionsschall sowie die Bodenreflexion genauer betrachtet.

3.1 Entstehungsmechanismen der Schallquellen am offenen Rotor

Am offenen Rotor können grundsätzlich zwei Arten von Schallquellen nach ihren physikalischen Entstehungsmechanismen unterschieden werden: Eigen- und Interaktionsschall. Beide Mechanismen führen jeweils zur Abstrahlung von Tonal- sowie Breitbandschall. Während der Tonallärm lediglich auf diskreten Frequenzen, der sogenannten *Blade Passing Frequencies* (BPF) und ihren Harmonischen emittieren, führen Breitbandquellen zu einer stochastischen Schallabstrahlung über ein breites Frequenzspektrum. Im Folgenden werden die unterschiedlichen Arten von Schallquellen am offenen Rotor und ihre Entstehungsmechanismen erklärt.

3.1.1 Eigenschall

Schall, der durch die Umströmung eines Profils entsteht, wird Eigenschall genannt. Der tonale Eigenschall kann je nach seiner Abstrahlcharakteristik in verschiedene Quellen aufgeteilt werden.

Die Bewegung des Propellerblattes durch das Fluid führt zu dessen Verdrängung und zur Entstehung von **Dickenlärm** (*thickness noise*), welcher einen Monopolcharakter aufweist. **Kraftlärm** entsteht durch die Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterseite des Profils und der dadurch bedingten Kraftwirkung zwischen Propellerblatt und Fluid. Dieser kann weiter aufgeteilt werden in Auftriebs- und Widerstandslärm (*steady lift noise, steady drag noise*). Die Abstrahlung dieser Quelle hat die Charakteristik eines Dipols. Der Quadrupolanteil beschreibt die Schallentstehung in der Grenzschicht um das Profil oder durch Blattspitzenwirbel, dem Wirbellärm nach Farassat (1987). Dieser ist jedoch laut Hanson und Fink (1978) hauptsächlich für hohe Reynolds-Zahlen und Mach-Zahlen relevant und wird daher in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

Diese Mechanismen führen bei einem stillstehenden Propellerblatt zu einem stationären Druckfeld und erzeugen keinen Schall. Erst die Rotation der Quellen führen zu einer räumlichen und zeitlichen Schwankung des Drucks, die vom stehenden Beobachter als Schall wahr genommen wird. Die diskreten Frequenzen

$$\omega = h B \Omega , \qquad (3.1)$$

auf denen tonaler Eigenschall abgestrahlt wird, ergeben sich somit aus dem Produkt der Blattzahl B und Drehfrequenz des Propellers Ω , der sogenannten Blattfolgefrequenz (*blade passing frequency*) $BPF = B\Omega$ und ihren Harmonischen $h \in \mathbb{N}$. Jede Harmonische erzeugt ein Schallfeld der Azimutalmodenordnung m = hB.

Neben den genannten tonalen Lärmquellen treten auch breitbandige Quellen bei Propellertriebwerken auf, die dem Eigenschall zugeordnet werden können. Auch wenn die Grenzschicht um ein Strömungsprofil selbst, wie bereits erwähnt, im niedrigen Reynoldszahl-Regime eine vernachlässigbare Schallabstrahlung vorweist, kann das Aufeinandertreffen der Grenzschichten von Druck- und Saugseite an der Hinterkante des Profils eine relevante Schallquelle darstellen. Durch die Turbulenz in beiden Grenzschichten kommt es zu einer stochastischen Anregung dieser Schallquelle, die **Hinterkantenlärm** genannt wird, und einer Abstrahlung auf einen breiten Frequenzbereich.

3.1.2 Interaktionsschall

Schall, der durch die inhomogene Anströmung eines Profils angeregt wird, wird dem Interaktionsschall zugeordnet. Rotiert das Rotorblatt durch eine Grenzschicht, führt dies zu einer zeitlich sowie räumlich veränderlichen Anströmung eines Profils und somit zu einem inhomogenen Auftrieb dessen. Die damit einhergehende Druckschwankungen propagieren ins Fernfeld und werden vom Beobachter als Schall wahrgenommen. Dieser Mechanismus stellt eine Dipolquelle dar und wurde zuerst von Sears (1941) behandelt. Hierbei kann erneut zwischen einem tonalen und einem breitbandigen Anteil unterschieden werden, was sich auf die Anregung beider Schallereignisse zurückführen lässt. Diese kann in eine periodische und eine stochastische Störung der Anströmung aufgeteilt werden. Während der tonale Schall vom periodischen Anteil angeregt wird, erzeugt zweiterer einen Breitbandschall. Die Frequenzen und Modenordnungen des Schallfelds gleichen denen des Eigenschalls, bis auf die Modenordnung des Tonalanteils. Eine Harmonische kann in diesem Fall auf mehrere Moden abstrahlen. Dieser Mechanismus tritt beispielsweise in folgenden beiden Fällen auf:

Zum einen kann die Interaktion eines Stators mit der Nachlaufdelle eines Rotors in einer klassischen Rotor-Stator-Konfiguration zum Interaktionsschall gezählt werden. Die Umfangsmodenordnung lässt sich hierbei nach Tyler (1962) mit

$$m = hB \pm kV \tag{3.2}$$

bestimmen. V beschreibt die Schaufelzahl des Stators, während $k \in \mathbb{N}$ ein Streuindex darstellt. Diese Quelle ist ausführlich in Jaron (2018) beschrieben.

Außerdem kann die Schallentstehung bei der Grenzschichteinsaugung eines Propellers, die im Fokus dieser Arbeit steht, dem Interaktionsschall zugeordnet werden. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird diese Quelle als **instationärer Auftriebslärm** oder **Grenzschicht-Rotor-Interaktionslärm** (GRI) bezeichnet und genauer in Abschnitt 3.3 erläutert.

3.2 Analytische Schallquellenberechnung



Abbildung 3.1: Quelle und Beobachter im Koordinatensystem

Nachdem die physikalischen Entstehungsmechanismen der Schallquellen erläutert wurden, wird nun auf deren analytische Modellierung eingegangen. Grundlage dessen ist die akustische Analogie nach Lighthill (1952), der zuerst die Ausbreitung einer Schallwelle in einem Medium durch eine aerodynamische Anregung modellierte. Ffowcs Williams und Hawkings (1969) erweiterten dies um die Schallanregung durch bewegte Körper. Aufbauend auf diesen Arbeiten formulierte Moreau und Guérin (2011) den Schalldruck für tonale Quellen

$$p(\mathbf{x}_B, t) = \sum_{m} p_m^{\omega}(\mathbf{x}_B) e^{i(m\theta_B - \omega t)}$$
(3.3)

mit der komplexen Schalldruckamplitude im Frequenzbereich in Abhängigkeit der azimutalen Modenzahl \boldsymbol{m}

$$p_m^{\omega}(\mathbf{x}_B) = B \int_0^R g_m^{\omega} e^{-i(k_x x_{\rm LE} + m\theta_{\rm LE})} \sigma \, \mathrm{d}r \,.$$
(3.4)

Die Beobachterposition $\mathbf{x}_B = (x_B, r_B, \theta_B)$ im verwendeten Koordinatensystem ist in Abbildung 3.1 dargestellt. g_m^{ω} ist die Greensche Funktion, welche die Ausbreitung des Schalls im Fernfeld in Abhängigkeit der akustischen Frequenz und Modenordnung beschreibt. Auf diese wird in Abschnitt 3.2.1 genauer eingegangen. Die Schallanregung wird durch einen Quellterm σ ausgedrückt, welcher in Abschnitt 3.2.2 erläutert wird. Eine geometrische Verteilung der Quellen in Axial- und Azimutalrichtung durch beispielsweise Pfeilung oder Verdrehung des Blattes wird mit dem Term $e^{-i(ik_x x_{\text{LE}} + im\theta_{\text{LE}})}$ berücksichtigt, wobei k_x die axiale Wellenzahl beschreibt, die später definiert wird. Diese drei Terme werden über die radiale Position r_i bis zum Propellerradius R integriert und mit der Blattzahl B multipliziert.

Ein ähnlicher Term ergibt sich für die Breitbandquellen

$$\overline{|p_m^{\omega}|^2}(\mathbf{x}_B) = B \int_0^R |g_m^{\omega}|^2 \ \overline{|\sigma|^2} \ \ell_r \ \mathrm{d}r$$
(3.5)

Hier steht ℓ_r für die Kohärenzlänge der Quellen in radialer Richtung. Liegt in der Anströmung kleinskalige, isotrope Turbulenz vor, kann angenommen werden, dass die Quellen in alle Richtungen unkorreliert sind. Staggat, Moreau und Guérin (2016) zeigten, dass dies bei der Einsaugung einer Wandgrenzschicht nicht mehr gegeben ist. Für diese Quelle ergibt sich eine andere Formulierung, die in Abschnitt 3.3.2 gezeigt wird.

Es wird darauf hingewiesen, dass außer für den Dickenlärm, das Profil als eine unendlich dünne Platte modelliert wird. Für den Dickenlärm wird eine Platte mit einer Dicke der durchschnittlichen Dicke des Profils \bar{t} angenommen. Außerdem gilt diese Schalldruckberechnung lediglich für das Fernfeld.

3.2.1 Schallausbreitung

Die Ausbreitung des Schalls im Freifeld von der Quelle zum Beobachter \mathbf{x}_B wird mit der Greenschen Funktion

$$g_m^\omega = e^{i(k_r r_B + k_x x_B)} \hat{g}_m^\omega \tag{3.6}$$

mit der Amplitude

$$\hat{g}_m^{\omega}(\psi, r) = \frac{i^m \sin(\psi)}{4\pi r} \cdot \frac{J_m(k_r r)}{\sqrt{1 - M_x^2 \sin^2 \psi}}$$
(3.7)

modelliert. J_m bezeichnet die modenabhängige Besselfunktion und ψ den Polarwinkel zwischen Beobachter und Quelle. Hierbei wird eine axiale und radiale Wellenzahl

$$k_r = k \frac{\sin \psi}{\sqrt{1 - M_x^2 \sin^2 \psi}}$$

$$k_x = \frac{k}{1 - M_x^2 \sin^2 \psi} \left(-M_x + \frac{\cos \psi}{\sqrt{1 - M_x^2 \sin^2 \psi}} \right)$$
(3.8)

genutzt, die sich durch die axiale Bewegung der Quelle mit der Mach-Zahl M_x relativ zum Beobachter ergibt. Eine genaue Herleitung und Erklärung dieser Wellenzahlen sind in Moreau (2017) zu finden. Es wird darauf hingewiesen, dass diese Modellierung der Schallausbreitung eine gleichförmige Anströmung mit M_x annimmt.

3.2.2 Schallanregung

Der zweite wichtige Aspekt zur Berechnung des Schalldrucks ist die Schallanregung. Die allgemeine Formulierung des Quellterms für tonale Quellen

$$\sigma(r,\omega,\tilde{\omega}) = \mathcal{R} \, \Psi \, \zeta_0 e^{i\phi_0} \tag{3.9}$$

und für Breitbandquellen

$$\overline{|\sigma|^2}(r,\omega,\tilde{\omega}) = |\mathcal{R}|^2 |\Psi|^2 |\zeta_0|^2$$
(3.10)

mit der akustischen Frequenz ω im Absolutsystem und $\tilde{\omega}$ im Relativsystem beinhaltet drei Komponenten.

- 1. Die akustische Abstrahlung $\mathcal{R}(r, \omega)$ berücksichtigt die Abstrahleffizienz der jeweiligen Quelle mithilfe der Sehnenlänge des Profils c an der radialen Position r und einer Wellenzahl in Richtung der Sehne k_l oder normal dazu k_n .
- 2. Die Nicht-Kompaktheit der Quelle wird mit $\Psi(r, \omega) = \frac{1}{c} \int_0^c h(l) e^{-ik_l l} dl$ berechnet. *h* beschreibt hier die Verteilung der schallanregenden Größe über die Position *l* entlang der Sehne und unterscheidet sich je nach Schallquelle. Eine Definition ist in Moreau (2017) gegeben.

3. Die aerodynamische Anregung $\zeta_0(r, \tilde{\omega}) e^{i\phi_0}$ stellt einen wichtiger Term in der Modellierung der Schallquelle dar. Mit der Phasenverschiebung ϕ_0 kann eine Krümmung der An- und Abströmung in Umfangsrichtung berücksichtigt werden, was im Rahmen dieser Arbeit nicht erforderlich ist. Sie kann deshalb vernachlässigt werden. Die Bestimmung der Anregungsspektren für den Breitbandlärm ist in Moreau (2017) hergeleitet.

Wie sich diese drei Terme für die entsprechenden Tonal- und Breitbandquellen berechnen, ist in Tabelle 3.1 gegenübergestellt.

Tonale Quelle	\mathcal{R}	ζ_0
Dickenlärm	$(k_l c)^2$	$ ho_0 w_{rel}^2 rac{ar t}{c}$
Widerstandslärm	ik_lc	$\frac{1}{2} ho_0 w_{rel}^2 C_d$
Auftriebsslärm	ik_nc	$\frac{1}{2} ho_0 w_{rel}^2 C_l$
Breitbandige Quelle	$ \mathcal{R} ^2$	$\overline{ \zeta_0 ^2}$
Hinterkantenlärm	$(k_n c)^2$	$ S(\tilde{\omega}) ^2 \Phi_{pp}(\tilde{\omega})$
Interaktionslärm	$(k_n c)^2$	$(\pi\rho w_{rel})^2 S(\tilde{\omega}) ^2 \Phi_{uu}(\tilde{\omega})$

Tabelle 3.1: Anregung der verschiedenen Schallquellen

3.2.3 Schnittstelle zum aerodynamischen Modell

Das beschriebene aeroakustische Modell ist im Tool *PropNoise* (PN) implementiert, welches im DLR in der Abteilung Triebwerksakustik entwickelt wird. Zur Schalldruckberechnung sind hier die Strömungsparameter an Profilnase und -hinterkante gesucht. In dieser Arbeit wurden dafür folgende Annahme getroffen (vgl. Abbildung 2.2):

- Profilnase \equiv Position 2, unmittelbar vor der Rotorebene
- Hinterkante \equiv Position 3, unmittelbar hinter der Rotorebene

Es muss eine Umrechnung des Auftriebsbeiwertes durchgeführt werden. Es wird die Formulierung des Auftriebsbeiwerts über die Strömungsumlenkung genutzt, die im betrachteten Fall $2\Delta v$ beträgt:

$$C_{l_{PN}} = \frac{2 \cdot 2\Delta v}{\sigma_F w_{rel}} . \tag{3.11}$$

Dieser Ansatz unterscheidet sich von dem in XFOIL verwendeten, bei dem das Integral des Druckbeiwerts C_p über die Sehnenlänge zum Auftriebsbeiwert

$$C_{l_{XFOIL}} = \int_0^c C_p(l) \, \mathrm{d}l \tag{3.12}$$

führt. Wird (3.11) in (2.19) eingesetzt, widerspricht dieser Ansatz dem hergeleiteten Ergebnis in (2.26), (2.27). Da eine exakte Vorgabe des Auftriebskoeffizienten für die korrekte Prognose von stationärem Auftriebs- und Hinterkantenlärm von Bedeutung ist, wird die tangentiale Geschwindigkeitsänderung $\Delta v = a' \omega r_i$ angepasst, sodass der genutzte Auftriebsbeiwert der *PropNoise*-Konvention entspricht. Der angepasste tangentiale *induction factor* wird durch a'^* gekennzeichnet und kann durch den folgenden Ansatz berechnet werden.

(3.11) eingesetzt in (2.19) führt zu:

$$\Delta L = 4\pi\rho \ w_{rel}a^{\prime*}\omega \ r_i^2 \Delta r \tag{3.13}$$

 mit

$$w_{rel} = \sqrt{u_{rel}^2 + v_{rel}^2} \tag{3.14}$$

und

$$v_{rel} = (1 - a'^*)\omega r_i . (3.15)$$

Mit der durch die BEMT bestimmten Auftriebskraft und axialen Geschwindigkeitserhöhung a kann diese Gleichung nach a'^* gelöst werden und führt zur tangentialen Geschwindigkeitsänderung, die zur Schalldruckberechnung genutzt wurde.

3.3 Grenzschicht-Rotor-Interaktionsschall

Ein Hauptaspekt dieser Arbeit ist die Prognose des Interaktionsschalls zwischen einer eingesaugten Grenzschicht und einem Rotor. Es wird das Modell nach Staggat (2021) genutzt. Dieses beschreibt den GRI als eine besondere Form des Interaktionsschalls, wie er in Jaron (2018) beschrieben ist. Der Hauptunterschied liegt in der Korrelation der Quellen: Die lang gezogenen Wirbelstrukturen in einer Grenzschicht können dazu führen, dass diese mehrfach mit den Rotorblättern interagieren. Die Annahme, dass turbulente Quellen unkorreliert sind, trifft somit für den GRI nicht mehr zu. Wie sich die Modellierung dadurch verändert, ist im folgenden Abschnitt erläutert.

Der GRI wird zwischen Tonal- und Breitbandschall unterschieden, wobei letzterer einen tonalen Charakter aufweisen kann. Dies bedeutet, dass der Breitbandlärm um die Frequenzen der BPF und ihren Harmonischen Pegelüberhöhungen aufweisen kann und wird genauer in Abschnitt 3.3.2 beschrieben. Ein beispielhaftes Spektrum des Schalldruckpegels (engl. *Sound Pressure Level*)

$$SPL = 20 \log_{10} \left(\frac{p}{20 \ \mu \text{Pa}} \right) \tag{3.16}$$

für einen Rotor mit Grenzschichteinsaugung ist in Abbildung 3.2 gegeben.



Blau: Tonalschall, Schwarz: Breitbandschall mit tonalem Charakter

Abbildung 3.2: Beispielhaftes Spektrum des Schalldruckpegels bei Grenzschichteinsaugung

3.3.1 Tonaler Anteil

Der tonale Anteil des Grenzschicht-Rotor-Interaktionsschalls wird angeregt durch die periodische Änderung des Auftriebs, der vom Rotorblatt erzeugt wird, wenn es durch eine Grenzschicht rotiert. Er wird daher auch als instationärer Auftriebslärm (IA) bezeichnet. Der Unterschied zum stationären Auftriebslärm wird durch einen instationären Auftriebsbeiwerts $C'_l(\tilde{\omega})$ modelliert. Dieser kann über die mittlere Geschwindigkeit normal zur Profilsehne $u_n(\theta, r)$ bestimmt werden. Eine Zerlegung des mittleren Geschwindigkeitsprofils der Grenzschicht in ein aerodynamisches Azimutalmodenspektrum

$$\Phi_{u_n}(m_0, r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u_n(\theta, r) \ e^{-im_0\theta} \ \mathrm{d}\theta$$
(3.17)

führt zum instationären modalen Auftriebsbeiwert

$$C'_{l}(\tilde{\omega}) = \frac{2\pi \, \Phi_{u_{n}}(\tilde{\omega})}{w_{rel}} \, S(\tilde{\omega}) \quad , \tag{3.18}$$

der zur Berechnung der Anregung

$$\zeta_0 = \frac{1}{2} \rho_0 w_{rel}^2 C_l' \tag{3.19}$$

benötigt wird. w_{rel} bezeichnet die mittlere Anströmgeschwindigkeit im Relativsystem des Rotorblattes und $S(\tilde{\omega})$ die Sears-Funktion. Die Umfangsmodenordnung m streut um die Grundmode m_0 in Abhängigkeit der Blattzahl B und der Harmonischen h:

$$m = m_0 \pm hB . \tag{3.20}$$

Es wird angenommen, dass das mittlere Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht lediglich eine Axialkomponente vorweist und die restlichen Richtungen vernachlässigt werden können. Eine ausführliche Herleitung dieser Terme kann in Staggat (2021) gefunden werden.

3.3.2 Breitbandiger Anteil

Der breitbandige GRI wird von der Turbulenz in der Grenzschicht angeregt. Die Berechnung des Schalldrucks erfolgt nach Staggat, Moreau und Guérin (2016) mit

$$\overline{|p_m^{\omega}|^2}(\mathbf{x}_B) = \Sigma(m) \int_0^R |g_m^{\omega}|^2 \ \overline{|\sigma|^2} \ \ell_t \ \mathrm{d}r \ .$$
(3.21)

Wie bereits erwähnt, liegt in einer eingesaugten Grenzschicht keine isotrope Turbulenz vor. Laut Staggat (2021) können die Wirbelstrukturen als axialsymmetrisch mit kohärenten Längenmaßen in Longitudinal- und Transversalrichtung ℓ_l , ℓ_t angenommen werden. Die Wirbel weisen eine längere Ausdehnung in Longitudinal- als in Transversalrichtung vor, woher auch die Bezeichnung "zigarrenförmig" stammt. Die lang gezogenen Wirbelstrukturen können mehrmals mit den Rotorblättern interagieren, wodurch eine Kohärenz zwischen deren Schallabstrahlung vorliegt. Dies führt zu einer Erhöhung des Schalldrucks an der BPF und ihren Harmonischen, wie in Abbildung 3.2 dargestellt. Dadurch erhält der Breitbandschall einen tonalen Charakter. Dieser Effekt ist auch als *haystacking* bekannt. Modelliert wird dieser durch eine Gewichtungsfunktion $\Sigma(m)$ nach Moreau und Oertwig (2013)

$$\Sigma(m) = \sum_{\nu=1}^{B} \sum_{\nu'=1}^{B} \cos\left(2\pi \; \frac{m - m_0}{B} \left(\nu - \nu'\right)\right) e^{-\pi \left(\frac{s}{l_B}\right)^2 \left(\nu - \nu'\right)} \tag{3.22}$$

mit der Bogenlänge

$$l_B = \sqrt{\ell_t^2 + \left(2\pi \ \frac{f_{rot} \ r}{u(z)} \ \ell_l\right)^2} , \qquad (3.23)$$

die das Rotorblatt in der Passierzeit einer kohärenten Struktur durchläuft. Diese Gewichtungsfunktion ersetzt die Blattzahl in (3.21). Es wird noch auf zwei Extremfälle hingewiesen: Im Falle isotroper, kleinskaliger Turbulenz strebt diese gegen B, wodurch der Schalldruck der allgemeinen Formulierung für unkorrelierten Breitbandschall (3.21) gleicht. Für den gegenteiligen Fall mit $l_B \to \infty$ erfolgt eine Abstrahlung nur auf den Moden $m = m_0 \pm hB(\text{vgl. } (3.20))$ mit $\Sigma(m) = B^2$, was dem Charakter einer tonalen Schallquelle entspricht. Für eine genauere Herleitung und Erläuterung dieser Funktion wird auf Staggat (2021) und Moreau und Oertwig (2013) verwiesen.

Analog zum tonalen Anteil wird ein aerodynamisches Anregungsspektrum $\Phi_{uu}(\tilde{\omega})$ benötigt, um ζ_0 zu bestimmen, das sich aus den turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten der Grenzschicht u', v' und w' ergibt. Es wird eine Formulierung auf Grundlage von Kerschen und Gliebe (1980),(1981) genutzt; in Staggat (2021) ist eine genaue Herleitung gegeben.

3.3.3 Wandreflexion

Bei der Schallprognose des GRI stellt die Reflexion des Schalldruckes von der Wand, an der sich die Grenzschicht bildet, einen weiteren Effekt dar, den es zu berücksichtigen gilt. Die reflektierten Schallwellen können sich entweder konstruktiv oder destruktiv überlagern. Eine übliche Methode dies darzustellen, ist die Spiegelquellenmethode (englisch: *Method of Image*, MOI). Eine zweite imaginäre Schallquelle wird angenommen, die von der originalen Quelle einen doppelten Wandabstand entfernt ist. Beide sind in ihrer Schallabstrahlung identisch, außer dass die Spiegelquelle mit einer inertialen Phase von $\phi_0 = \pi$ und einem invertierten Drehsinn definiert wird, um die Spiegelung der Quelle nachzuempfinden. Dadurch kann eine unendliche, schallharte Wand modelliert werden. Die Interferenz dieser beiden Quellen wird nach Guérin und Tormen (2022) berechnet.

Für Breitbandquellen wird in dieser Arbeit keine Wandreflexion berücksichtigt, da keine Phase berechnet wird, mit der eine mögliche konstruktive oder dekonstruktive Überlagerung der Quellen betrachtet werden könnte.

3.4 Schematische Modelldarstellung

Als Abschluss der Modellbildung wird in Abbildung 3.3 eine schematische Übersicht der gesamten Modellbildung gegeben.



Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Modellbildung

4 Anwendung des Modells

Im folgenden Kapitel wird das zuvor vorgestellte Modell an einer Propellerkonfiguration getestet. Es werden zunächst zwei Versuchsaufbauten der University of Bristol (UBRI) sowie der Universiteit Twente (UTWE) vorgestellt. Es wurden eine Vielzahl aerodynamischer und akustischer Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse dieser Arbeit zur Verfügung gestellt wurden. Diese werden genutzt, um das aerodynamische sowie akustische Modell zu validieren. Es werden Simulationen mit den Randbedingungen der Versuchsaufbauten durchgeführt und deren Ergebnisse mit den Messungen verglichen. Um eine schrittweise Validierung des Modells zu ermöglichen, wird die Komplexität der Simulationen sukzessive erhöht. Zunächst wird die aerodynamische Seite des Modells mithilfe der Schub- sowie Drehmomentwirkung des Propellers geprüft. Anschließend kann die berechnete Aeroakustik mit Messwerten verglichen werden. Es werden sowohl die Richtcharakteristik des Tonalschalls, als auch die Schalldruckspektren des Breitbandschalls untersucht.

4.1 Versuchsaufbau

Der nächste Abschnitt behandelt die experimentellen Aufbauten der UBRI und UTWE. Dazu wird zunächst die genutzte Propellergeometrie genauer beschrieben. Außerdem werden die zur Verfügung gestellten Messdaten und ihre Verwendung erklärt.

4.1.1 Schema

Ein schematischer Versuchsaufbau inklusive skizzenhafter Geschwindigkeitsprofile ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Der Propeller wird in einem Windtunnel platziert. Dieser Windtunnel liefert eine homogene Anströmung mit u_{∞} , deren Turbulenz als isotrop mit $Tu_{\infty} < 0.12$ % angenommen werden kann. Die Drehzahl des Rotors *n* sowie die axiale Anströmgeschwindigkeit u_{∞} können gesteuert werden, um mehrere Betriebspunkte (BP) zu untersuchen. Eine ausführlichere Erklärung der beiden Versuchsaufbauten ist in Zaman, Falsi u. a. (2023b) (UBRI) und L. A. Castelucci, Venner und Santana (2023) (UTWE) gegeben.



Abbildung 4.1: Schematischer Versuchsaufbau

Es ist eine Platte unterhalb der Strömung montiert, deren Maße

- UBRI: $l_x \cdot l_y = 1.69 \text{ m} \cdot 2.0 \text{ m}$
- UTWE: $l_x \cdot l_y = 3.69 \text{ m} \cdot 0.9 \text{ m}$

beträgt. Auf diesen ist ein Ablösepunkt (engl. *Trip*) angebracht, der die Bildung einer turbulenten Grenzschicht auslöst. Es werden durch verschiedene *Trips* unterschiedlich ausgeprägte Grenzschichten initiiert. Diese Grenzschichten sind durch ein Defizit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und verstärkter Turbulenzbildung in Wandnähe gekennzeichnet, wie in Abbildung 4.1 gezeigt. Sie werden durch Hitzdrahtmessungen quantifiziert, welche in Abschnitt 4.1.3 gezeigt sind. Außerdem bildet sich eine Scherschicht zwischen der Strömung des Windtunnels und der angrenzenden stehenden Luft. Die Charakteristiken dieser Scherschicht ist im Versuchsaufbau nicht weiter untersucht.

Kraftsensoren ermitteln die Kraftwirkung des Propellers zur Untersuchung der Aerodynamik. Außerdem werden mithilfe zweier Mikrofonarrays parallel und senkrecht zur Platte die Schalldrücke an unterschiedlichen Positionen gemessen. Diese sind in Abschnitt 4.1.3 genauer beschrieben.

4.1.2 Propellergeometrie

Es wird ein zweiblättriger Propeller des Hersteller "Mejzlik" genutzt. Das gewählte Modell hat den Durchmesser D = 304.8 mm und die Steigung S = 457.2 mm. Der 3D-Geometrie werden N = 25 2D-Schnitte extrahiert, wie in Abbildung 4.2 beispielhaft dargestellt. Aus diesen werden die benötigten Profilparameter mit einem Hausverfahren ausgelesen, die zur Schalldruckberechnung benötigt werden. Ein radialer Verlauf wichtiger Parameter ist in Abbildung 4.3 gegeben. Eine Übersicht aller Parameter findet sich in Anhang A.



Abbildung 4.2: Mejzlik-Propeller mit beispielhaftem 2D-Schnitt



Abbildung 4.3: Radialer Verlauf einiger Propellergeometrien

4.1.3 Messdaten

Im folgenden Abschnitt wird genauer auf die gegebenen Messdaten eingegangen.

Grenzschichtparameter

Die Parameter der Grenzschicht wurden durch Hitzdrahtmessungen ermittelt. Eine genaue Erläuterung, wie diese Grenzschichten erzeugt und die Parameter vermessen wurden, ist in Zaman, L. Castelucci u. a. (2022) gegeben. Es werden drei unterschiedliche Grenzschichten betrachtet, die eine Kennzeichnung von (a-c) erhalten:

- Grenzschicht (a): $\delta_{99_a} = 101.5 \text{ mm} (\text{UBRI})$
- Grenzschicht (b): $\delta_{99_b} = 102.5 \text{ mm} (\text{UTWE})$
- Grenzschicht (c): $\delta_{99_c} = 139.8 \text{ mm} (\text{UTWE})$

Es wird lediglich die uneingesaugte Grenzschicht, also ohne Einfluss des Propellers untersucht. Der Einfluss des Propellers auf die Grenzschichtparameter findet sich im Modellteil in der Anpassung der Kohärenzlängen wieder, wie in Abschnitt 2.3.3 erläutert.

Es wird angenommen, dass das mittlere Profil der Grenzschicht lediglich eine Komponente in Hauptströmungsrichtung vorweist. Diese ist in Abbildung 4.4 über den normierten Wandabstand z/δ_{99} gegeben. Es ist zu erkennen, wie in allen drei Grenzschichten die Zielgeschwindigkeit für diesen Versuch $u_{\infty} = 30$ m/s für $z/\delta_{99} > 1$ nicht genau getroffen wird. Dies kann auf Ungenauigkeiten des Windtunnels, beispielsweise durch die Scherschicht am Rande der Strömung (vgl. Abbildung 4.1, zurückgeführt werden. Dieses Geschwindigkeitsprofil stellt eine wichtige Größe in der Modellierung des tonalen instationären Auftriebslärm IA dar, der bei der Einsaugung einer Grenzschicht auftritt und in Abschnitt 3.3.1 vorgestellt wird.

Für die Berechnung des breitbandigen GRI, wie in Abschnitt 3.3.2 modelliert, werden zwei Grenzschichtcharakteristiken benötigt: die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten u', v', w' und die integralen Längenmaße Λ_l , Λ_t . Grenzschicht (a) der UBRI wurde mittels doppelter Hitzdrähte vermessen, sodass die Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung u und senkrecht zur Wand w zur Verfügung stehen. Für die anderen beiden Grenzschichten (b), (c) wurde nur u gemessen. Die restlichen Schwankungsgeschwindigkeiten müssen somit über den Modellansatz nach Chassaing (1999) ermittelt werden, wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben. Die drei turbulenten Profile sind in Abbildung 4.5 dargestellt.

Das integrale Längenmaß in Strömungsrichtung Λ_l und senkrecht dazu Λ_t wird wie in Abschnitt 2.3.4 ermittelt und ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Es werden für alle

Grenzschichten (a-c) dasselbe Längenmaßprofil normiert nach dem entsprechenden δ_{99} angenommen. Da es sich um einen kritischen Parameter in der Schalldruckberechnung des GRI handelt, findet sich in Anhang C eine Parametervariation verschiedener Modelle wieder.



Abbildung 4.4: Mittleres Strömungsprofil der Grenzschicht



durchgezogen: u', Punkt-Strich: v', Strich-Strich: w'

Abbildung 4.5: Turbulentes Strömungsprofil der Grenzschicht

Akustische Messdaten

Die akustischen Messdaten werden nun genauer betrachtet. Es wurden bei beiden Universitäten verschiedene Messreihen aufgenommen, darunter die Schallabstrahlung für den Propeller mit uniformer Anströmung und mit Grenzschichteinsaugung. In beiden Messaufbauten wurde mit jeweils zwei Mikrofonarrays der Schalldruck aufgenommen: eines senkrecht zur Plattenebene (xz-Ebene) und eines parallel dazu (xy-Ebene) (vgl.



 Λ_l : Experimentell, Λ_t : Modelliert

Abbildung 4.6: Integrale Längenmaße der Grenzschicht (a)

gegebenes Koordinatensystem in Abbildung 3.1, 4.1). Eine Übersicht der Mikrofonpositionen mit dem Abstand zur Quelle ρ und dem Polarwinkel ψ ist in Tabelle 4.1 gegeben. $\psi = 90^{\circ}$ entspricht der Position der Propellerebene. Pro Mikrofon wurde eine Zeitreihe des Schalldrucks aufgenommen. Eine Spektralanalyse nach Welch (1967) führt zum gesuchten Schalldruck-Spektrum an jeder Mikrofonposition. Wird der Schalldruck an der BPF und ihren Harmonischen ausgelesen und über ψ verglichen, kann die Richtcharakteristik des Tonalsschalls untersucht werden.

		Anordnung	Anz.	ρ [m]	ψ [°]
UBRI	xy	Polar	21	1.75	45145
	$\mathbf{X}\mathbf{Z}$	Polar	23	1.752.2	35155
UTWE	xy	Linear	10	1.51.7	63122
	yz	Polar	17	1.5	40140

Tabelle 4.1: Mikrofonposition relativ zur Mittellinie des Windtunnels

4.2 Aerodynamik

Die Validierung des aerodynamischen Modells mithilfe von Experimental- und Simulationsdaten steht im Fokus des folgenden Abschnitts. Die Leistung des gegebenen Propellers wurde von Zaman, Falsi u. a. (2023b) (UBRI) und L. A. Castelucci, Venner und Santana (2023) (UTWE) untersucht. Mittels Kraftmessdosen können Schubkraft sowie Drehmoment des Rotors für verschiedene BP gemessen und die Beiwerte C_T , C_Q und der Wirkungsgrad η berechnet werden. Der Betriebspunkt wird für Propellergetriebe mithilfe des Fortschrittgrads

$$J = \frac{u_{\infty}}{nD} \tag{4.1}$$

entdimensionalisiert.

Die Variation des BP wurde unterschiedlich realisiert: UBRI fixierte die Anströmgeschwindigkeit $u_{\infty} = 33 \text{ m/s}$ und iterierte die Drehzahl des Propellers n, während UTWE diese konstant bei $n = 5000 \text{ min}^{-1}$ hielt und u_{∞} variierte. Dadurch unterscheidet sich der betrachtete Reynoldszahlbereich beider Versuche trotz gleichem J. In Abbildung 4.7 ist ein Vergleich der Reynoldszahl in Sehnenrichtung Re bei r/R = 0.75 für beide Experimente über J gegeben. Es ist zu erkennen, wie sich insbesondere für J < 1 die Reynoldszahlen stark unterscheiden.



Abbildung 4.7: Vergleich Re bei r/R = 0.75 der Experimente

 C_T , C_Q und η können ebenfalls mit dem aerodynamischen Modell aus Kapitel 2 berechnet werden. Hierfür werden die Widerstands- und Auftriebspolare $C_l, C_d(\alpha)$ aller 2D-Schnitte benötigt, die mit XFOIL berechnet werden. Diese sind für eine *Re* angefertigt, die vorliegt beim BP J = 1 mit den Parametern $n = 6500 \text{ min}^{-1}$ und $u_{\infty} = 33 \text{ m/s}$, wie sie UBRI nutzte. Eine Übersicht dieser ist in Anhang B gegeben.

Abbildung 4.8 vergleicht die Simulationsergebnisse der BEMT mit den Experimentaldaten beider Universitäten. Es kann für alle drei Kurven ein Abfall des Wirkungsgrads für hohe und niedrige J erkannt werden. Für niedrige J betrachten wir einen Bereich, in dem die Rotationsgeschwindigkeit des Propellers die Anströmgeschwindigkeit dominiert. Dies führt zu hohen Anstellwinkeln und Strömungsabrissen. Wie bereits in Abschnitt 2.2 erwähnt, besteht Unsicherheit in der Modellierung von großen Strömungsabrissen mit XFOIL. Im Bereich hoher J tritt der sogenannte Windmühlen-Effekt auf. Die Anströmung



wird so langsam, dass der Propeller keinen Auftrieb mehr erzeugt. Es ist zu erkennen, wie Schub und Drehmoment für Experiment und Simulation für hohe J gegen Null strebt.

Schwarz: Simulation, Blau: UBRI, Orange: UTWE

Abbildung 4.8: Vergleich Propellerleistung Simulation und Experiment

Die Experimentaldaten weisen für J > 1 eine gute Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen auf. Ein großer Faktor für die Abweichung bei J < 1 sind die erstellten Polare der 2D-Schnitte, die nicht für den gesamten Reynoldszahlbereich in Abbildung 4.7 gültig sind. Die akustische Betrachtung beschränkt sich auf den Betriebspunkt, für den die Polare erstellt wurden und für den eine gute Übereinstimmung vorliegt. Für eine Verbesserung der Übereinstimmung mit den Experimentaldaten können Polare für eine Vielzahl an *Re* erstellt werden. In dieser Arbeit ist dies nicht notwendig.

Anschließend wird die Propelleraerodynamik im BP für die aeroakustische Untersuchung näher betrachtet. Der radiale Verlauf der Simulationsergebnisse der BEMT sind in Abbildung 4.9 gegeben.



Abbildung 4.9: radialer Verlauf der BEMT-Ergebnise für J = 1

Es wurde dieser Arbeit eine Simulation mit der "Lattice Boltzmann Methode" (LBM)

für die gegebene Propellergeometrie am betrachteten BP zur Verfügung gestellt. Es wurde das LBM-Modell wie in Usman (2023) beschrieben genutzt. Es werden die Geschwindigkeitsprofile im Nachlauf (vgl. Position 4 in Abbildung 2.2) dieser Simulation mit den BEMT-Ergebnissen gegenübergestellt. Die Berechnung dieses Profils ist stark vom verwendeten *Tip Loss*-Modell abhängig (vgl. Abschnitt 2.1.4. Es kann beobachtet werden, dass das genutzte *Tip Loss*-Modell gute Übereinstimmungen mit den Simulationsdaten vorweist. Die genutzte Methode benötigt hierfür eine deutlich geringere Rechenzeit.



Schwarz: LBM, Blau: BEMT

Abbildung 4.10: Geschwindigkeitsprofil im Nachlauf des Propellers für J = 1

4.3 Aeroakustik

Nachdem die gegebene Propellerkonfiguration aerodynamisch untersucht wurde, wird nun die Aeroakustik inspiziert. Hierfür wird der Betriebspunkt J = 1 mit den Parametern $n = 6500 \text{ min}^{-1}$ und $u_{\infty} = 33 \text{ m/s}$ gewählt, für den die Schub- und Momentenberechnung mit XFOIL und BEMT gute Übereinstimmung mit den Experimentaldaten liefert, wie im vorherigen Abschnitt 4.2 gezeigt. Es werden aeroakustische Simulationen nach dem in Kapitel 3 vorgestellten Modell durchgeführt, die den Experimentalaufbauten nachempfunden wurden. Anschließend wird ein Vergleich der Experimental- und Simulationsdaten zu Validierungszwecken durchgeführt.

Es werden vier Fälle für eine schrittweise Validierung des akustischen Modells definiert, die die Komplexität sukzessiv erhöhen. In den ersten beiden Fällen wird eine stationäre Propellerkonfiguration betrachtet, während sich die letzten beiden Fälle auf die instationäre Konfiguration konzentrieren. Im ersten Fall wird die Schallabstrahlung eines Rotors in einer uniformen Anströmung ausgewertet. Im zweiten Fall wird eine Platte hinzugefügt, durch die im Modell der Effekt der Reflexion der Schallwellen berücksichtigt werden muss. Anschließend wird die tonale Richtcharakteristik eines Propellers bei Einsaugung der drei turbulenten Grenzschichten betrachtet für den Tonalschall und im letzten Fall für den Breitbandschall. Die letzten beiden Testfälle werden je nach der betrachteten Grenzschicht unterteilt. Eine Übersicht ist in Tabelle 4.2 zu finden.

Fall	Quelle	Anströmung	Wandreflexion	Versuchsaufbau
Ι	Tonal	uniform	nein	UBRI
II	Tonal	uniform	ja	UTWE
III	Tonal	turb. GS (a-c)	ja	UBRI, UTWE
IV	Breitband	turb. GS (a-c)	nein	UBRI, UTWE

Tabelle 4.2: Vier Testfälle zur schrittweisen Validierung des akustischen Modells

4.3.1 Stationäre Propellerkonfiguration

Die Richtcharakteristik des Tonallärms der stationären Propellerkonfiguration wird nun genauer untersucht. Hierfür werden die zuvor definierten Testfälle Fall I-II genutzt.

Fall I

Folgend wird die Tonalschallabstrahlung des Propellers für eine uniforme Anströmung ohne Wandreflexion betrachtet. Dieser Versuch wurde von der UBRI durchgeführt. Hierbei wird lediglich der Eigenschall berücksichtigt. Folgende tonale Schallquellen können auftreten:

- stationärer Auftriebslärm (SA)
- stationärer Widerstandslärm (SW)
- Dickenlärm (DI)

Die Schalldrücke wurden auf Grundlage der Formulierung in Abschnitt 3.2 berechnet. Eine Verteilung des komplexwertigen Schalldrucks sowie des gepegelten Schalldrucks SPL an der BPF ist in Abbildung 4.11 abgebildet. Es sei darauf hingewiesen, dass das genutzte Modell lediglich Schallausbreitung im Fernfeld annimmt. Es sind die drei Raumebenen durch die Propellerposition dargestellt:

- yz: Ebene senkrecht zur Anströmung
- xy: Ebene parallel zur Platte
- xz: Ebene senkrecht zur Platte

Werden die SPL für einen Beobachter an den eingezeichneten Mikrofonpositionen in der xy- und xz-Ebene über die verschiedenen Beobachterwinkel ψ dargestellt, lässt

sich die Richtcharakteristik der Schallquelle an der jeweiligen Frequenz bestimmen und mit den Experimentalwerten vergleichen. Dies ist für die BPF und ihre ersten beiden Harmonischen in Abbildung 4.12 abgebildet.

Es ist zu erkennen, dass der stationäre Auftriebslärm SA die dominante Schallquelle darstellt und die anderen einen vernachlässigbaren Einfluss auf die gesamte Schallabstrahlung haben. Im Bereich von $\psi \in [60, 120]^{\circ}$ besteht eine gute Übereinstimmung zwischen Experimental- und Simulationsdaten. Laut Zaman, Falsi u. a. (2023a) lässt sich in den Experimentalwerten Schalldruckerhöhungen für hohe und niedrige ψ beobachten, da es dort zu einer Interaktion der Mikrofone mit der Scherschicht des Windtunnels kommt. Dieser Effekt ist in der Modellbildung nicht berücksichtigt.

Außerdem lässt sich für $f = 3 \cdot BPF$ erkennen, dass insbesondere in der xz-Ebene starkes Rauschen in den Messwerten vorliegt. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass an dieser Frequenz der Breitbandlärm überwiegt, der in dieser Simulation nicht berücksichtigt wird. Dies lässt sich in den Breitbandspektren in Abschnitt 4.3.2 (Abbildung 4.19) nachvollziehen, in denen keine Spitze an den höheren Harmonischen zu erkennen ist. Abschließend kann festgestellt werden, dass die Tonalschallabstrahlung der betrachteten Propellerkonfiguration für die BPF und ihrer ersten Harmonischen im Bereich um die Rotorebene mit dem aufgestellten Modell gut abgebildet werden kann.





Abbildung 4.11: Fall I - Schalldruckfeld, $1\cdot BPF$



Schwarz: Experiment, Blau: Simulation Punkt-Strich: SA, Punkt-Punkt: SW, Strich-Strich: DI, durchgezogen: Summe **Abbildung 4.12:** Fall I - Richtcharakteristik

Fall II

Nachdem der Tonalschall des isolierten Propellers untersucht wurde, wird nun der Einfluss der Platte auf die Schallabstrahlung analysiert. Der betrachtete Versuch wurde an der UTWE durchgeführt. Es wird lediglich die Abstrahlung von stationärem Auftriebslärm untersucht, da in Abschnitt 4.3.1 festgestellt wurde, dass diese die dominante Schallquelle darstellt. Zusätzlich wird die Reflexion der Schallwellen durch die Platte wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben zum Modell hinzugefügt. Es wird eine zweite identische Schallquelle mit entgegengesetztem Drehsinn im doppelten Wandabstand zur originalen Quelle angenommen. Wird der komplexwertige Schalldruck beider addiert, kann die Wandreflexion berücksichtigt werden, wie in Abbildung 4.13 dargestellt ist. In Abbildung 4.14 findet sich das dazugehörige gepegelte Schalldruckfeld. Es ist zu erkennen, wie die konstruktive und destruktive Überlagerung der Schallwellen zu einer starken Änderung der Abstrahlcharakteristik führen.

Außerdem ist die Platte, die im Versuchsaufbau genutzt wurde, als gestrichelte Linie markiert. Es sei darauf hingewiesen, dass der Modellansatz eine Platte unendlicher Ausdehnung annimmt, was nicht dem Versuchsaufbau entspricht. Hierdurch können insbesondere in der xy-Ebene Unterschiede zwischen Experiment und Simulation entstehen. Ein weiterer Effekt, der hier nicht berücksichtigt ist, ist die Streuung der Schallwellen an der Kante der Platte.

Ein Vergleich der Direktivität des Propellers ohne und mit Wandreflexion mit den Experimentalwerten ist in Abbildung 4.15 gegeben. Die Berücksichtigung der Wandreflexion im Modell führt in diesem Fall zu einer Verbesserung der Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit dem Experiment. Eine Übereinstimmung wie in Fall I wird jedoch nicht erreicht.



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte Abbildung 4.13: Fall II - reales Schalldruckfeld, $1 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung 4.14: Fall II - gepegeltes Schalldruckfeld, $1\cdot BPF$



Schwarz: Experiment, Blau: Simulation Punkt-Strich: ohne Wandreflexion, durchgezogen: mit Wandreflexion **Abbildung 4.15:** Fall II - Richtcharakteristik

4.3.2 Instationäre Propellerkonfiguration

Nachdem die Schallemission im stationären Fall betrachtet wurde, wird nun die instationäre Konfiguration untersucht. Der Propeller wird nun nicht mehr uniform angeströmt, sondern ist in einer turbulenten Wandgrenzschicht eingetaucht. Es werden zwei Fälle betrachtet: zunächst die Abstrahlung von Tonalschall (Fall III), danach Breitbandschall (Fall IV). Es wurden Simulationen für alle drei Grenzschichten (a-c) durchgeführt. Im folgenden Abschnitt werden jedoch nur die Ergebnisse der Grenzschicht (a) der UBRI präsentiert. Eine Übersicht aller Ergebnisse ist in Anhang D gegeben.

Fall III

Es wird die tonale Schallabstrahlung des Propellers für die Einsaugung einer turbulenten Grenzschicht betrachtet. Im Modell muss hierbei im Vergleich zu Fall II zusätzlich der instationärer Auftriebslärm (IA) berücksichtigt werden. Die Berechnung erfolgt nach Abschnitt 3.3.1. Ein wichtiger Aspekt hierbei ist das mittlere Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht. Dieses ist experimentell ermittelt und in Abschnitt 4.1.3 gegeben. Im Gegensatz zum SA kann der IA pro Frequenz auf mehrere Moden abstrahlen. Im Folgenden wird die Summe aller Moden für die Schallabstrahlung an einer Frequenz betrachtet. In Abbildung 4.16 und 4.17 ist die reale und die dazugehörige gepegelte Schalldruckverteilung für den stationären sowie den instationären Auftriebslärm an der BPF dargestellt. Es ist zu erkennen, dass beide Schallquellen besonders auf den Harmonischen unterschiedliche Abstrahlcharakteristiken vorweisen.

In Abbildung 4.18 ist die Abstrahlcharakteristik des SA, IA und deren Summe mit den experimentell ermittelten Schalldrücken verglichen. Es kann erkannt werden, dass die Grenzschichteinsaugung einen signifikanten Einfluss auf die Schallabstrahlung des Propellers insbesondere auf den Harmonischen hat. Der Schalldruck der BPF wird primär in der xy-Ebene überschätzt, während die Abstrahlung auf den Harmonischen quantitativ gut getroffen wird.

Die Berechnung des SA hängt stark vom induzierten Auftrieb am Propellerblatt ab. Dieser wird für eine uniforme Anströmung mit $u_{\infty} = 33$ m/s berechnet. Im Falle der Grenzschichteinsaugung ist diese Annahme nicht mehr gegeben, wodurch sich der induzierte Auftrieb von dem angenommenen unterscheidet. Diese Überschätzung des Auftriebs führt zu einer Überschätzung des Schalldrucks. Der SA ist vorrangig auf der BPF ausgeprägt und schwächt auf den Harmonischen ab, wie in Abschnitt 4.3.1 beobachtet. Somit könnte die Überschätzung des Schalldrucks auf der BPF auf die Modellierung des SA zurückzuführen sein. Eine andere mögliche Ursache liegt in der Vernachlässigung der Profildicke. Die Annahme der unendlich dünnen Platte kann zu einer Überschätzung des abgestrahlten Schalls führen, wie unter anderem in Gea-Aguilera, Gill und Zhang

(2019) erläutert.

In Simulation und Experiment kann beobachtet werden, dass sich Schneisen der destruktiven Überlagerung der Moden im Schallfeld ausbilden. Die Richtungen dieser stimmen in Experiment und Simulation jedoch nicht immer überein. Eine mögliche Ursache könnte hier in der Streuung und Brechung der Schallwellen in der Scherschicht am Rande des Windtunnels liegen. Es liegt außerhalb des Windtunnels, wo die Mikrofone befestigt sind, eine Strömungsgeschwindigkeit von $u_{\infty} = 0$ m/s vor, was einem Widerspruch zur modellierten Schallausbreitung entspricht, die eine gleichbleibende Anströmung von Quelle bis Beobachter mit u_{∞} annimmt (vgl. Abschnitt 3.2.1).

Es kann eine bessere Übereinstimmung in der xz- als in der xy-Ebene beobachtet werden. Dies kann, wie in Abschnitt 4.3.1 bereits erwähnt, in der Annahme der unendlich ausgedehnten Platte begründet sein. Es ist zu erwarten, dass der Effekt der Schallstreuung an der Plattenkante besonders in der xy-Ebene ausgeprägt ist.

Abschließend kann festgestellt werden, dass mit dem genutzten Modell eine quantitative Prognose der tonalen Schallemission eines Propellers mit Grenzschichteinsaugung möglich ist. Es ist hierbei zu beachten, dass die BPF überschätzt wird und die Abstrahlcharakteristik nicht immer den Beobachtungen im Experiment entspricht. Es wurden mögliche Annahmen des Modells und nicht modellierte Phänomene des Experiments diskutiert, die einen Einfluss auf die Diskrepanz zwischen Simulation und Experiment haben können.



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung 4.16: Fall IIIa - Reales Schalldruckfeld, $1\cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung 4.17: Fall IIIa - Gepegeltes Schalldruckfeld, $1\cdot BPF$


Schwarz: Experiment, Blau: Simulation Punkt-Strich: SA, Strich-Strich: IA, durchgezogen: Summe

Abbildung 4.18: Fall IIIa - Richtcharakteristik

Fall IV

Als finaler Anwendungsfall wird nun die breitbandige Schallabstrahlung dem Modell hinzugefügt. Diese teilt sich in breitbandigen Grenzschicht-Rotor-Interaktionsschall GRI und Hinterkantenlärm HK nach Moreau (2017) auf. Weitere breitbandige Schallquellen werden nicht betrachtet. Die Berechnung erfolgt nach Abschnitt 3.2 und 3.3.2. Ein bedeutender Faktor in der Anregung des breitbandigen GRI ist das turbulente Profil der Grenzschicht u' sowie die integralen Längenmaße Λ . Diese sind in Abschnitt 4.1.3 gegeben. Die folgenden Schalldrücke für Simulation und Experiment sind auf eine Beobachterposition mit dem Abstand $\rho = 1$ m normiert. Es sei darauf hingewiesen, dass das verwendete Modell des Breitbandlärms keine Berechnung der Phase des Schalldrucks ermöglicht, wodurch das Modell der Schallreflexion nicht genutzt werden kann, wie in Abschnitt 3.3.3 erläutert.

Schalldruckspektrum In Abbildung 4.19 ist das Spektrum des gepegelten Schalldrucks SPL(f) für Simulation und Experiment gegeben. Die experimentellen Werte teilen sich in drei Messungen auf, die in Graustufen abgesetzt sind:

- Hintergrundlärm (z. B. Windtunnel)
- stationäre Propellerkonfiguration ohne Grenzschichteinsaugung
- instationäre Propellerkonfiguration mit Grenzschichteinsaugung

Im mittleren Frequenzbereich von $f \in [2 \cdot 10^2, 10^4]$ lässt sich der größte Einfluss der Grenzschichteinsaugung auf den Schalldruck in Simulation und Experiment erkennen. Der tonale Charakter des Breitbandlärms als Streuung des Schalldrucks um die BPF und ihren Harmonischen wird in diesem Versuch nicht beobachtet. Experiment und Simulation stimmen darin überein. Wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert, entsteht der tonale Charakter durch die mehrfache Interaktion einer Wirbelstruktur mit verschiedenen Rotorblättern. Es wurde ein Rotor mit einer geringen Blattzahl von B = 2 genutzt, wodurch es zu keiner mehrfachen Interaktion kommt. Der Einfluss des Hinterkantenlärms beginnt bei sehr hohen Frequenzen $f > 10^4$ Hz und ist gegenüber dem GRI gering. Weiterhin lassen sich Erhöhungen an 4, 8 und 16 kHz erkennen, welche sich mit den Motorgeräuschen des Propellers erklären lassen.

Richtcharakteristik Es kann die Richtungsabhängigkeit der Schallabstrahlung mithilfe des Gesamtschalldruckpegels (engl. *overall sound pressure level*)

$$OASPL = 20 \log_{10} \left(\int_{f_1}^{f_2} \frac{p}{20 \ \mu Pa} \ \mathrm{d}f \right)$$
 (4.2)

berechnet werden. Dieser wird für zwei Frequenzbereiche bestimmt: zum einen für das Intervall $f \in [10^2, 10^3]$ Hz in dem der Tonalschall dominiert und $f \in [10^3, 10^4]$ Hz in dem der breitbandige GRI überwiegt. In Abbildung 4.20 ist die Abstrahlcharakteristik des experimentell gemessenen und des berechneten Schalldrucks abgebildet. Es besteht ein großer Unterschied zwischen der Schallabstrahlung in der xy- und der xz-Ebene, die mit dem verwendeten Modell nicht nachvollzogen werden kann. Im Modell wird die Turbulenz und daher die Schallabstrahlung als axial-symmetrisch angenommen und keine Reflexion oder Streuung der Schallwellen durch die Platte betrachtet.

Wie bereits in Abschnitt 4.3.2 beobachtet, wird für den niedrigen Frequenzbereich die Schallemission vorwiegend in der xy-Ebene in der Simulation im Vergleich zum Experiment überschätzt. Im höheren Frequenzintervall ergibt sich eine gute Übereinstimmung in der xz-Ebene. Die leichte Unterschätzung im Betrag der Abstrahlung könnte durch das Fehlen der Plattenreflexion erklärt werden. Eine perfekte konstruktive Überlagerung mit der Schallreflexion bedeutet einen Anstieg des Schalldruckpegels um 6dB. Wird angenommen, dass nur die nach unten gerichtete Schallenergie reflektiert wird, ergibt sich ein Anstieg von 3dB. In der xy-Ebene ist eine starke Unterschätzung des berechneten Schalldrucks zu beobachten, während die Richtwirkung gut reproduziert wird. Hier scheint im Experiment ein Phänomen die Schallemission zu beeinflussen, das im Modell nicht berücksichtigt wurde.



$$\label{eq:experiment} \begin{split} Experiment \mbox{ - Hellgrau: Hintergrund, Grau: stationär, Schwarz: instationär} \\ Simulation \mbox{ - Blau: IA, Orange: HK} \end{split}$$





Experiment - Hellgrau: Hintergrund, Grau: stationär, Schwarz: instationär Simulation - Blau: Tonalschall, Orange: Breitbandschall

Abbildung 4.20: Fall IVa - Richtcharakteristik

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin, eine analytische Methode, die eine ausreichend genaue und schnelle Prognose von Propellerlärm bei Grenzschichteinsaugung im niedrigen Reynoldszahlbereich ermöglicht, weiter zu entwickeln und an einer Propellerkonfiguration anzuwenden. Die Auswerteverfahren und analytischen Modellen, die im Rahmen dieser Arbeit genutzt wurden, wurden detailliert vorgestellt und deren Einschränkungen kritisch diskutiert.

Die Anwendung der Methode und der Vergleich mit Simulations- und Experimentaldaten zeigte Potenziale der genutzten Modelle auf. Die gemessene Propellerleistung zeigte gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der BEMT. Ein entscheidender Faktor lag hier in der Nutzung von XFOIL, wodurch eine gute Darstellung der Transitionseffekte im niedrigen Reynoldszahl-Bereich ermöglicht wurde. Auch das Geschwindigkeitsprofil der Nachlaufströmung des Propellers berechnet mit der BEMT und simuliert mit der LBM brachten vergleichbare Resultate, wodurch die Wahl des *Tip Loss*-Modells bestätigt werden konnte. Verbesserungspotenzial im Propellermodell liegt in der Berücksichtigung der Grenzschichteinsaugung. Das genutzte Modell nimmt eine homogene Anströmung des Propellers an, die im Falle der Grenzschichteinsaugung nicht gegeben ist. In zukünftigen Arbeiten könnte die Methode der *Unsteady BEMT* nach beispielsweise Scholz (2022) oder Silva und Donadon (2016) in das Modell integriert werden.

Die Modellierung der Wandgrenzschicht stellte in dieser Arbeit die größte Herausforderung und den größten Unsicherheitsfaktor dar. Hierfür wurden Modellansätze sowie Experimentaldaten genutzt. Es wurde eine Inkonsistenz in der Bestimmung der integralen Längemaße Λ und den Kohärenzlängen ℓ festgestellt. Hierfür wurden unterschiedliche Ansätze gewählt. Aus Gründen der Konsistenz sollte ein einheitlicher Ansatz für kommende Studien gewählt, jedoch zunächst verschiedene Modelle geprüft werden.

Für eine schrittweise Validierung des akustischen Modells wurden verschiedene Testfälle angewendet, die die Komplexität sukzessiv erhöhen. Für die stationäre Propellerkonfiguration ohne Wandreflexion konnte gute Übereinstimmung in Betrag und Richtung der Schallabstrahlung zwischen Experiment und Modell festgestellt werden. Durch die Addition des Wandeinflusses konnte die Tendenz der Schallabstrahlung nachvollzogen werden.

Die tonale Schallabstrahlung der Propellerkonfiguration mit Grenzschichteinsaugung wird auf der ersten BPF überschätzt, kann jedoch auf den Harmonischen qualitativ

bestimmt werden. Es wurden in Experiment und Simulation Schneisen der destruktiven Schallwellenüberlagerung nachgewiesen. Die Überschätzung der ersten BPF kann auf die Modellierung des stationären Auftriebslärms zurückgeführt werden. Diese nimmt einen Profilauftrieb an, der mit der stationären BEMT berechnet wurde. Die Inhomogenität der Anströmung hat jedoch einen signifikanten Einfluss auf den Auftrieb, der durch den Modellansatz bisher nicht berücksichtigt wurde. Dies führt zu einer Überschätzung des angenommenen Auftriebs sowie des bestimmten Schalldrucks. Es könnte in zukünftigen Arbeiten untersucht werden, ob der Ansatz der *Unsteady BEMT* eine bessere Bestimmung des instationären Auftriebs und infolgedessen des instationären Auftriebslärm möglich ist.

Die Prognose des Breitbandschalls senkrecht zur Wand für den mittleren bis hohen Frequenzbereich wurde in Betrag und Richtcharakteristik durch den Modellansatz gut getroffen. Es konnten folgende Unterschiede in Modellansatz und Experiment festgestellt werden:

- Im Gegensatz zur Modellannahme einer Platte unendlicher Ausdehnung wurde im Experiment eine reale Platte mit endlichen Abmaßen verwendet. Die Fläche, die Schall reflektieren kann, verringert sich dadurch. Außerdem kann and den Plattenkanten des Versuchaufbaus eine Streuung der Schallwellen erwartet werden. Dies ist im Modellansatz nicht berücksichtigt. Eine Anpassung der Spiegelquellenmethode für eine endliche Platte könnte in folgenden Studien untersucht werden.
- Es konnte in den Messergebnissen eine Interaktion zwischen der Scherschicht des Windtunnels und den Mikrofonen mit hohen und niedrigen ψ festgestellt werden. Es lässt sich ein Rauschen in den Messergebnissen an diesen Mikrofonen beobachten.
- Der Modellansatz nimmt in der Schallausbreitung von Quelle zu Beobachter eine konstante Geschwindigkeit von u_{∞} an. Im Experiment ist dies nicht der Fall, da außerhalb des Windtunnels eine turbulente Scherschicht sowie ruhende Luft vorliegt.

Literatur

- Alves, Pedro, Miguel Silvestre und Pedro Gamboa (2020). "Aircraft Propellers Is There a Future?" In: *Energies*.
- Amiet, R. (1976). "Noise Produced by Turbulent Flow into a Propeller or Helicopter Rotor". In: AIAA Aeroacoustics Conference.
- Argus, Finbar, Geoffrey A. Ament und Witold J. F. Koning (2020). "The Influence of Laminar-TurbulentTransition on Rotor Performance at Low Reynolds Numbers". In: VFS Aeromechanics for Advanced Vertical Flight Technical.
- Branlard, Emmanuel (2017). Wind turbine aerodynamics and vorticity-based methods: Fundamentals and recent applications. Springer.
- Carvalho, André Rezende Dessimoni und Pedro Paulo de Carvalho Brito (2019). "Evaluation of Transitional Turbulence Models Available in Open Source CFD Codes Applied To Airfoil Boundary Layers at Low Reynolds Number". In: 25th ABCM International Congress of Mechanical Engineering.
- Castelucci, Leandro A., Cornelis H. Venner und Leandro de Santana (2023). "Experimental analysis of the noise of small propellers subjected to non-uniform inflow". In: *AIAA23*.
- Chassaing, P. (1999). Turbulence en mécanique des fluides.
- Drela, Mark (1989). XFoil: An Analysis and Design System for Low Reynolds Number Airfoils. Techn. Ber. Massachusetts Institute of Technology.
- (1990). "Newton Solution of Coupled Viscous/Inviscid Multielement Airfoil Flows".
 In: AIM 21st Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference.
- (1998). MISES Implementation Modified Abu-Ghannam/Shaw Transition Criterion. Techn. Ber. Massachusetts Institute of Technology.
- (2001). "Higher-Order Boundary Layer Formulation and Application to Low Reynolds Number Flows". In: Fixed and flapping wing aerodynamics for micro air vehicle applications, S. 13–33.
- Drela, Mark und Harold Youngren (2023). Xfoil docs Caveats. https://v0xnihili.github.io/xfoildocs/caveats/, accessed: 11.04.2023, 10:34 Uhr.
- Efimtsov, M. (1982). "Characteristics of the field of turbulent pressures at the wall of a boundary layer". In: *Soviet Physics Acoustics*.
- Farassat, F. (1987). "Quadrupole Source in Prediction of the Noise of Rotating Blades -A New Source Description". In: AlAA I I th Aeroacoustics Conference.
- Ffowcs Williams, J. E. und D. L. Hawkings (1969). Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion. Techn. Ber.

- Froude, William (1878). "On the Elementary Relation between Pitch, Slip and Propulsive Efficiency". In: Transaction of the Institute of Naval Architects 19, S. 22–33.
- Ganz, U. (1980). Analytical Investigation of Fan tone Noise Due to Ingested Atmospheric Turbulence. Techn. Ber. NASA.
- Gea-Aguilera, F., J. Gill und X. Zhang (2019). "On the effects of fan wake modelling and vane design on cascade noise". In: *Journal of Sound and Vibration*.
- Glauert, H (1926). "The Elements of Aerofoil and Airscrew Theory". In: *The Mathematical Gazette* 13.
- Guérin, Sébastien und Damiano Tormen (2022). "Noise radiation by eight wingspandistributed propellers". In: *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*.
- Hall, David K. u. a. (2017). "Boundary Layer Ingestion Propulsion Benefit for Transport Aircraft". In: Journal of Propulsion and Power.
- Hanson, D. B. und M. R. Fink (1978). "The Importance of Quadupole Sources in PRediction of Transonic Tip Speed Propeller Noise". In: Journal of Sound and Vibration.
- Haxter, S. und C. Spehr (2017). "Comparison of model predictions for coherence length to in-flight measurements at cruise conditions". In: *Journal of Sound and Vibration* 390, S. 86–117.
- Ingen, J.L. van (2008). "The e^N Method for Transition Prediction: Historical Review of Work at TU Delft". In: 38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit.
- Istvan, Mark (2017). "Effects of free-stream turbulence intensity on laminar separation bubbles". Magisterarb. University of Waterloo.
- Jahanmiri, Mohsen (2011). Laminar Separation Bubble: Its Structure, Dynamics and-Control. Techn. Ber. 1652-8549. Chalmers University of Technology.
- Jaron, Robert (2018). "Aeroakustische Auslegung von Triebwerksfans mittels multidisziplinärer Optimierungen". In.
- Karve, Ravish, David Angland und Thomas Nodé-Langlois (2018). "An analytical model for predicting rotor broadband noise due to turbulent boundary layer ingestion". In: *Journal of Sound and Vibration*.
- Kerschen, E. und P. Gliebe (1980). "Fan Noise Caused by the Ingestion of Anisotropic Turbulence - A Model Based on Axisymmetric Turbulence Theory". In: AIAA 6th Aeroacoustics Conference.
- (1981). "Noise Caused by the Interaction of a Rotor with Anisotropic Turbulence". In: AIAA Journal.
- Lighthill, M. J. (1952). "On sound generated aerodynamically". In.
- Lindenburg, C. (2003). *Investigation into rotor blade aerodynamics*. Techn. Ber. ECN-C-03-025. Energy research Center of the Netherlands.
- Maniaci, David und Sven Schmitz (2016). "Extended Glauert Tip Correction to Include Vortex Rollup Effects". In: *Journal of Physics* 753.022051.

- Menter, F. R., R. Langtry und S. Völker (Aug. 2006). "Transition Modelling for General Purpose CFD Codes". In: *Flow, Turbulence and Combustion* 77.1-4, S. 277–303. DOI: 10.1007/s10494-006-9047-1.
- Moreau, Antoine (2017). "A unified analytical approach for the acoustic conceptual design of fans of modern aero-engines". Diss. Technischen Universität Berlin.
- Moreau, Antoine und Sébastien Guérin (2011). "Similarities of the free-field and in-duct formulations in rotor noise problems". In: 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference).
- Moreau, Antoine und Sebastian Oertwig (2013). "Measurements compared to analytical prediction of the sound emitted by a high-speed fan stage". In: 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.
- Morgado, J. u. a. (2016). "XFOIL vs CFD performance predictions for high lift low Reynoldsnumber airfoils". In: *Aerospace Science and Technology*. DOI: .org/10.1016/ j.ast.2016.02.031.
- Moriarty, P. J. und A. C. Hansen (2005). *AeroDyn Theory Manual*. Techn. Ber. National Renewable Energy Laboratory.
- Prandtl, Ludwig (1921). "Applications of Modern Hydrodynamics to Aeronautics". In: Annual Report of the National Advisory Committee for Aeronautics.
- Ramdin, S. F. (2017). "Prandtl tip loss factor assessed". Magisterarb. TU Delft.
- Rankine, W. J. M. (1865). "On the Mechanical Principles of the Action of Propellers".In: Transaction of the Institute of Naval Architects 6, S. 13–39.
- Schlichting, H (2006). Grenzschicht-Theorie. Hrsg. von H. Jr Oertel und E. Krause. Bd. 10. Springer.
- Scholz, Dieter (2022). "Calculating the Speed Ratio of Wind Turbines with General Cone and Axis Angle for the Unsteady Blade Element Momen-tum Theory (UBEMT)". In: *Preprints : the multidisciplinary preprint platform.*
- Sears, William R. (1941). Some Aspects of Non-Stationary Airfoil Theory and Its Practical Application.
- Shen, W. Z. u. a. (2005). "Tip loss corrections for wind turbine computations". In: Wind Energy 8.4, S. 457–475.
- Siekmann, Helmut E. und Paul Uwe Thamsen (2009). Strömungslehre für den Maschinenbau. Springer.
- Silva, Claudio Tavares da und Mauricio V. Donadon (2016). "Unsteady Blade Element-Momentum Method Including Returning Wake Effects". In: Journal of Aerospace Technology and Management.
- Staggat, Martin (2021). "Modellierung und Prognose des Grenzschicht-Rotor-Interaktionsschalls für integrierte Triebwerke". Diss. Technischen Universität Berlin.
- Staggat, Martin, Antoine Moreau und Sébastien Guérin (2016). "Boundary Layer induced Rotor Noise using an Analytical Modal Approach". In: 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.

- Stoevesandt, Bernhard u. a. (2022). "Handbook of Wind Energy Aerodynamics". In: Handbook of Wind Energy Aerodynamics. Springer Nature Switzerland AG. DOI: .org/10.1007/978-3-030-31307-4_76.
- Tyler, J. M. und T. G. Sofrin (1962). "Axial Flow Compressor Noise Studies". In: SAE Transactions 70, S. 309–332.
- Usman, Muhammad (2023). "Evaluation of Lattice Boltzmann Method for the Prediction of Broadband Noise in Turbomachinery". Magisterarb. RWTH Aachen University.
- Vries, O. de (1979). Fluid dynamic aspects of wind energy conversion. Techn. Ber. Advisory Group of Aerospace Research und Development.
- Wang, S. u. a. (Nov. 2014). "Turbulent intensity and Reynolds number effects on an airfoil at low Reynolds numbers". In: *Physics of Fluids* 26.115107. DOI: 10.1063/1.4901969.
- Welch, Peter D. (1967). "The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms". In: *IEEE TRANSACTIONS ON AUDIO AND ELECTROACOUSTICS*.
- Wilson, R. E. und P. B. S. Lissaman (1974). Applied aerodynamics of wind power machines. Techn. Ber. PB-238595. Oregon State University.
- Zaman, Ismaeel, Leandro Castelucci u. a. (2022). UBRI and UTWE incoming flow and TBL data. Techn. Ber. ENabling Optimized DISruptivE airframe-propulsion integration concepts.
- Zaman, Ismaeel, Michele Falsi u. a. (2023a). "Effect of Tip Gap on Nearfield and Farfield Acoustics of Propeller Boundary Layer Ingestion". In: *AIAA23*.
- (2023b). "Experimental Investigation of the Haystacking Phenomenon for Propeller Boundary Layer Ingestion". In: AIAA23.

A Propellergeometrie

Es ist eine tabellarische Übersicht der extrahierten Profilparameter der 25 2D-Schnitte der genutzten Propellergeometrie des Herstellers Mejzlik gegeben.

Profilnase Profilhinterkante	β_{TE} [°]	58,65	58,99	58,95	58,92	58,40	57,82	56,77	55,64	54, 14	52,67	51,10	49,37	47,95	46,28	44,70	43, 33	41,77	40,37	39, 39	38, 39	37, 31	36, 37	35,65	35,14	35,41
	$ heta_{TE} \left[\begin{array}{c} \circ \end{array} ight]$	78,05	79,14	80,07	80,79	81, 48	81,96	82, 34	82,75	83,03	83,42	83,68	84,05	84, 39	84,69	85,07	85,41	85, 83	86,21	86,56	86,97	87, 36	87, 75	88,16	88,58	89,01
	$x_{TE} \; [\mathrm{mm}]$	16,80	17,00	17,00	17,10	17,00	16,80	16,60	16,40	16,00	15,60	15,20	14,60	14,10	13,40	12,80	12,30	11,60	11,00	10,50	9,90	9,30	8,80	$8,\!20$	7,60	7,00
	β_{LE} [°]	49,99	47, 17	44,72	42,54	40,92	39, 33	38,02	36,46	35,59	34,42	33, 25	32,04	30, 37	29,02	27,48	26,08	24,90	23,69	22,58	21,55	20,48	20,01	$19,\!20$	$18,\!43$	18,59
	θ_{LE} [°]	101,53	100, 19	99,06	98,18	97, 35	96,79	96, 32	95,91	95,57	95,20	94,95	94,66	94,40	94,17	93,90	93,66	93,44	93, 24	93,01	92,80	92,60	92, 42	92, 21	92,02	91,53
	$x_{LE} \; [\mathrm{mm}]$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,10	0,10	0,20	0,30	0,50	0,60	0,80	1,00	1,20	1,40	1,60	1,80	2,00	$2,\!20$	2,40	2,60	2,70	2,90	3,10	3,70
Blattwinkel	$\beta [\circ]$	53,90	53,17	52, 38	51,58	50,67	49,67	48, 49	47,20	45,84	44,38	42,89	41, 32	39,73	38,14	36,59	35,18	33,87	32,64	31,61	30,63	29,65	28,84	27,94	27,16	26,61
mittl. Dicke	$ar{t} \ [\mathrm{mm}]$	3,11	3,10	2,87	2,74	2,60	2,49	$2,\!42$	2,35	2,29	2,23	2,16	2,06	1,98	1,86	1,73	1,65	1,53	$1,\!42$	1,39	1,27	1,17	1,05	0,93	0,83	0,67
Sehnenlänge	$c \; [\mathrm{mm}]$	20,79	21, 28	21,53	21,82	21,88	22,00	22,01	22,00	21,86	21,68	21,42	20,94	20,44	19,89	19,15	18,52	17,65	16,81	15,85	14,83	13,68	12,55	11,20	9,81	7,48
radiale Pos.	$r \; [m mm]$	30,00	35,00	40,00	45,00	50,00	55,00	60,00	65,00	70,00	75,00	80,00	85,00	90,00	95,00	100,00	105,00	110,00	115,00	120,00	125,00	130,00	135,00	140,00	145,00	150,00
Schnitt	Nr.		2	က	4	IJ	9	2	∞	6	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25

B Auftriebs- und Widerstandspolare

Abbildung B.1 zeigt fünf normierte Schnitte der genutzten Propellergeometrie sowie die mit XFOIL gerechneten zugehörigen Auftriebs- und Widerstandspolare.



Abbildung B.1: Auftriebs- und Widerstandspolare mit XFOIL

C Modellvariation - integrale Längenmaße

Die Modellierung der integralen Längenmaße stellen für das Modell des breitbandigen GRI einen Unsicherheitsfaktor dar. Daher wird eine kurze Variation verschiedener Modelle durchgeführt und die Ergebnisse verglichen. Drei Ansätze werden gewählt:

1. Experimentell: Es können die longitudinalen Längenskalen aus den experimentell ermittelten Zeitreihe u(t) bestimmt werden, wie in Abschnitt 2.3.4 beschrieben. Die transversalen Längen werden nach Staggat (2021) modelliert.

$$\Lambda_{l}(z) = u_{l}(z) \int \frac{\overline{u_{l}'(z,t)} \, u_{l}'(z,t+\tau)}{\sqrt{u_{l}'^{2}(z,t)} \, \sqrt{u_{l}'^{2}(z,t+\tau)}} \, \mathrm{d}\tau \tag{C.1}$$

$$\Lambda_t(z) = \frac{\Lambda_l(z)}{2.5} \tag{C.2}$$

2. Nach Karve: Es können die integralen Längenskalen von einem ähnlichen Versuchsaufbau, der in Karve, Angland und Nodé-Langlois (2018) beschrieben wird, angewendet werden.

$$\Lambda_l(z) = -0.4681 \ \frac{z}{\delta_{99}} + 0.0947 \tag{C.3}$$

$$\Lambda_t(z) = +0.0958 \ \frac{z}{\delta_{99}} + 0.0116 \tag{C.4}$$

3. Nach Haxter: Es können die modellierten Kohärenzlängen nach Efimtsov (1982), die von Haxter und Spehr (2017) neu kalibriert wurden (vgl. Abschnitt 2.3.3), um die integralen Längenmaße zu bestimmen.

$$\Lambda_{l,t}(z) = \frac{1}{u_{l,t}^2} \int \Phi_{l,t}(f,z) \ \ell_{l,t}(f,z) \ \mathrm{d}f$$
(C.5)

In Abbildung C.1 ist ein Vergleich dieser drei integralen Längenmaße dargestellt. Es lässt sich ein großer quantitativer Unterschied zwischen den verschiedenen Ansätzen erkennen.

In Abbildung C.2 sind die nach Abschnitt 3.3.2 berechneten Schalldruckspektren abgebildet. Es ist zu erkennen, dass die integralen Längenmaße einen signifikanten Einfluss auf die Schalldruckschwankung im mittleren Frequenzbereich haben. Je größer der Betrag der integralen Längenmaße ist, desto verrauschter wird das berechnete Schalldruckspektrum. Der mittlere Verlauf ist jedoch bei allen drei Modellen annähernd gleich. Im Rahmen dieser Arbeit werden die experimentell ermittelten Längenmaße genutzt.



Schwarz: Experimental und nach Staggat (2021), Blau: Nach Karve, Angland und Nodé-Langlois (2018), Orange: Nach Haxter und Spehr (2017)

Abbildung C.1: Vergleich verschiedener Modelle der integralen Längenskalen



Schwarz: Experiment und nach Staggat (2021), Blau: Nach Karve, Angland und Nodé-Langlois (2018), Orange: Nach Haxter und Spehr (2017)

Abbildung C.2: Vergleich der Schalldruckspektren des breitbandigen GRI für verschiedene Modelle der integralen Längenskalen

D Akustische Ergebnisse

Es ist eine Übersicht sämtlicher Simulationsergebnisse gegeben. Folgende Ergebnisse sind dargestellt.

- 1. Fall I
 - a) Druckfeld
 - b) Richtcharakteristik
- 2. Fall II
 - a) Reales Druckfeld
 - b) Gepegeltes Druckfeld
 - c) Richtcharakteristik
- 3. Fall IIIa
 - a) Reales Druckfeld
 - b) Gepegeltes Druckfeld
 - c) Richtcharakteristik
- 4. Fall IIIb
 - a) Richtcharakteristik
- 5. Fall IIIc
 - a) Richtcharakteristik
- 6. Fall IVa
 - a) Frequenzspektrum
 - b) Richtcharakteristik
- 7. Fall IVb
 - a) Frequenzspektrum
 - b) Richtcharakteristik
- 8. Fall IVc
 - a) Frequenzspektrum
 - b) Richtcharakteristik





Abbildung D.1: Fall I - Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$





Abbildung D.2: Fall I - Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$





Abbildung D.3: Fall I - Druckfeld, $f = 3 \cdot BPF$



Schwarz: Experiment, Blau: Simulation Punkt-Strich: SA, Punkt-Punkt: SW, Strich-Strich: DI, durchgezogen: Summe **Abbildung D.4:** Fall I - Richtcharakteristik



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte
 Abbildung D.5: Fall II - Reales Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung D.6: Fall II - Gepegeltes Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte
 Abbildung D.7: Fall II - Reales Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung D.8: Fall II - Gepegeltes Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte
 Abbildung D.9: Fall II - Reales Druckfeld, $f = 3 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung D.10: Fall II - Gepegeltes Druckfeld, $f=3\cdot BPF$



Schwarz: Experiment, Blau: Simulation Punkt-Strich: ohne Wandreflexion, durchgezogen: mit Wandreflexion **Abbildung D.11:** Fall II - Richtcharakteristik



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung D.12: Fall IIIa - Reales Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung D.13: Fall IIIa - Gepegeltes Druckfeld, $f = 1 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung D.14: Fall IIIa - Reales Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung D.15: Fall IIIa - Gepegeltes Druckfeld, $f = 2 \cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung D.16: Fall IIIa - Reales Druckfeld, $f=3\cdot BPF$



Orange: Quelle, Schwarz: Mikrofon, Strich-Strich: Platte

Abbildung D.17: Fall IIIa - Gepegeltes Druckfeld, $f=3\cdot BPF$


Schwarz: Experiment, Blau: Simulation Punkt-Strich: SA, Strich-Strich: IA, durchgezogen: Summe

Abbildung D.18: Fall IIIa - Richtcharakteristik



Schwarz: Experiment, Blau: Simulation Punkt-Strich: SAL, Strich-Strich: IAL, durchgezogen: Summe

Abbildung D.19: Fall IIIb - Richtcharakteristik



Schwarz: Experiment, Blau: Simulation Punkt-Strich: SAL, Strich-Strich: IAL, durchgezogen: Summe

Abbildung D.20: Fall IIIc - Richtcharakteristik



Experiment - Hellgrau: Hintergrund, Grau: ohne BLI, Schwarz: mit BLI Simulation - Blau: IAL, Orange: HL

Abbildung D.21: Fall IVa - Breitbandspektrum



Experiment - Hellgrau: Hintergrund, Grau: ohne BLI, Schwarz: mit BLI Simulation - Blau: Tonallärm, Orange: Breitbandlärm

Abbildung D.22: Fall IVa - Richtcharakteristik



Experiment - Grau: ohne BLI, Schwarz: mit BLI Simulation - Blau: IAL, Orange: HL

Abbildung D.23: Fall IVb - Breitbandspektrum





Abbildung D.24: Fall IVb - Richtcharakteristik



Experiment - Grau: ohne BLI, Schwarz: mit BLI Simulation - Blau: IAL, Orange: HL

Abbildung D.25: Fall IVc - Breitbandspektrum



Experiment - Grau: ohne BLI, Schwarz: mit BLI Simulation - Blau: Tonallärm, Orange: Breitbandlärm

Abbildung D.26: Fall IVc - Richtcharakteristik