



**Identifikation und Analyse kohärenter
Strömungsstrukturen sowie der hydroakustischen
Schallabstrahlung eines nabenlosen Propellers**

DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADES
DOKTOR-INGENIEUR (DR.-ING.)
DER FAKULTÄT FÜR MASCHINENBAU UND SCHIFFSTECHNIK
DER UNIVERSITÄT ROSTOCK

Rostock, 01.10.2020

vorgelegt von M. Sc. Max Hieke
geb. am 22. Mai 1989
 in Wolgast
aus Rostock

Gutachter:

1. Gutachter:
Prof. Dr.-Ing. Frank-Hendrik Wurm
Lehrstuhl Strömungsmaschinen, Universität Rostock
2. Gutachter:
Prof. Dr.-Ing. Otto von Estorff
Institut für Modellierung und Berechnung, Technische
Universität Hamburg

Datum der Einreichung:**01.10.2020****Datum der Verteidigung:****10.06.2021**

Kurzfassung

In dieser Arbeit wurden das instationäre Strömungsfeld sowie das daraus resultierende hydroakustische Schallfeld eines nabenlosen Propellers mittels experimentellen sowie numerischen Methoden untersucht.

Ziel der hydrodynamischen Untersuchungen war es das Strömungsfeld zu quantifizieren sowie die Strömungsstrukturen im Propellernachlauf zu analysieren. Hierfür wurden im Vorfeld unter anderem skalenauflösende Strömungssimulationen durchgeführt.

Ähnlich zu Nabenpropellern entsteht bei nabenlosen Propellern ein helixförmiges Wirbelsystem, dessen Bildung sowie Zerfall in dieser Arbeit qualitativ analysiert und dem von Nabenpropellern phänomenologisch gegenübergestellt wurde.

Es hat sich gezeigt, dass der Zerfall des helixförmigen Wirbelsystems bei dem untersuchten nabenlosen Propeller später einsetzt, als im Falle der Blattspitzen- und Nabewirbel von vergleichbaren Nabenpropellern.

Der Wirbelzerfall ist parallel zu Nabenpropellern durch kurzwellige und langwellige, sinusartige Wellenzüge der Blattspitzen- und Blatthinterkantenwirbel charakterisiert, dessen Amplituden sich durch Induktion der einzelnen Teilabschnitte des Wirbelsystems verstärken.

Die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder der Strömungssimulationen wurden unter anderem für Identifikation periodisch kohärenter Strömungsstrukturen mittels Proper-Orthogonal-Decomposition-(POD)-Analyse verwendet.

Kohärente Strömungsstrukturen stehen in Verbindung mit der Bildung von Schallquellen und sind deshalb für die hydroakustische Analyse von besonderem Interesse.

Zudem wurden die Druck- und Geschwindigkeitsfelder für die Berechnung des hydroakustischen Schallfeldes mittels Expansion-About-Incompressible-Flow-(EIF)-Ansatz durch den Deutsche-Forschungsgemeinschaft-(DFG)-Projektpartner herangezogen und für die hydroakustische Analyse bereitgestellt.

Die Analysen haben gezeigt, dass am Propeller sowie im Propellernachlauf eine Vielzahl kohärenter Strömungsstrukturen auftreten, deren spezifischen Ordnungen sowohl im hydrodynamischen als auch im hydroakustischen Spektrum der Simulationen sowie Messungen wiederzufinden sind.

Auf Basis des hydroakustischen Quellterms sowie des Schalldrucks aus der EIF-Simulation konnten anschließend sowohl am Propeller, als auch im Nachlauf Bereiche in denen Schallquellen vorkommen identifiziert und verschiedenen kohärenten Strömungsstrukturen zugeordnet werden.

Die Schalldruckpegel wurden hierbei im Vergleich zur Messung leicht unterschätzt. Mögliche Ursachen für die Abweichungen wurden im Rahmen dieser Arbeit diskutiert.

Danksagungen

Diese Arbeit wäre ohne die Unterstützung meiner Partner, Kollegen und Freunde nicht möglich gewesen. In diesem Zusammenhang danke ich allen die mir bei der Lösung der Aufgaben, die im Rahmen meiner bisherigen wissenschaftlichen und beruflichen Laufbahn aufgetragen wurden, geholfen haben.

Ein Dankeschön geht an die Deutsche-Forschungsgemeinschaft (DFG) die mich über die letzten drei Jahre finanziert und somit diese Arbeit ermöglicht hat. Weiterhin danke ich den beteiligten Industrie- und Projektpartnern der Voith GmbH, Krakenpower sowie dem Institut für Modellierung und Berechnung der Technischen Universität Hamburg für die gute Zusammenarbeit in den vergangenen Jahren.

Ich danke meinen Kollegen vom Lehrstuhl für Strömungsmaschinen, die mir bei den verschiedenen Aufgaben im Universitäts- und Wissenschaftsalltag immer wieder helfen konnten und stets Fachdiskussionen angeregt haben. In diesem Zusammenhang danke ich an dieser Stelle Doktor Benjamin Torner sowie Johannes Büker für die tolle Unterstützung.

Ein besonderer Dank geht hierbei an Dr. Matthias Witte, der sich trotz eines vollen Terminkalenders Zeit für mich genommen hat und mit dessen Zusammenarbeit diverse Veröffentlichungen zu diesem Thema einstanden sind.

Weiterhin danke ich meinem Doktorvater Professor Frank-Hendrik Wurm, der mich im Kollegenkreis aufnahm und das Vertrauen sowie die Geduld aufbrachte mit mir den Herausforderungen gerecht zu werden.

Liste der Veröffentlichungen

Die Untersuchungen am nabenlosen Propeller wurden im Rahmen eines Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) Verbundvorhabens mit der TU Hamburg durchgeführt. Aus der gemeinsamen Arbeit über ein Zeitraum von 3 Jahren sind zwei Journal- sowie zwei Konferenzbeiträge entstanden.

Journal Veröffentlichungen (reviewed)

Sultani, H.; Hieke, M.; Estorff, O.v.; Witte, M. und Wurm, F.-H.: *Hydrodynamics and Hydroacoustics Investigation of a Blade Profile in a Hubless Propeller System Based on a Hybrid Approach.* Acta Acustica united with Acustica Ausgabe 105(4) Seite 600-615(16). 2019. <https://doi.org/10.3813/AAA.919341>

Witte, M.; Hieke, M. und Wurm, F.-H.: *Identification of Coherent Flow Structures and Experimental Analysis of the Hydroacoustic Emission of a Hubless Propeller.* Ocean Engineering Ausgabe 188. Artikel-Nr. 106248 2019. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2019.106248>

Konferenzbeiträge (ohne Review)

Hieke, M.; Sultani, H.; Wurm, F.-H. und Estorff O.v.: *Identifikation von kohärenten Strömungsstrukturen und die hydroakustische Schallabstrahlung eines nabenlosen Propellers.* DAGA - 45. Jahrestagung für Akustik, 18. - 21. März 2019, Rostock.

Sultani, H.; Hieke, M.; Estorff, O.v. und Wurm, F.-H.: *Hydroakustische Untersuchung eines Schaufelprofils in einem nabenlosen Propellersystem basierend auf dem EIF Verfahren und der MLS Methode.* DAGA - 45. Jahrestagung für Akustik, 18. - 21. März 2019, Rostock.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
1.1 Stand der Forschung	3
1.1.1 Hydrodynamik von Propellern	3
1.1.2 Kohärente Strömungsstrukturen	8
1.1.3 Akustik von Strömungsmaschinen	11
1.2 Zielstellung und Aufbau der Arbeit	13
2 Grundlagen der Strömungsmechanik und Hydroakustik	15
2.1 Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik	15
2.2 (Unsteady)-Reynolds-Averaged-Navier-Stokes ((U)RANS) Gleichungen	17
2.3 Large-Eddy Simulation (LES)	19
2.4 Hybride LES Modelle	20
2.4.1 Detached-Eddy Simulation (DES)	21
2.4.2 Delayed-Detached-Eddy Simulation (DDES)	21
2.4.3 Shielded-Detached-Eddy Simulation (SDES)	22
2.4.4 Stress-Blended-Eddy Simulation (SBES)	22
2.4.5 Diskretisierung der hybriden LES	23
2.5 Berechnung der Hydroakustik	24
2.5.1 Grundgleichungen der Akustik	25
2.5.2 Modellierung der Hydroakustik	26
2.5.3 Expansion-About-Inkompressible-Flow (EIF) Ansatz	26
3 Analyseverfahren	28
3.1 Berechnung der integralen Kenngrößen	28
3.2 Berechnung der Messunsicherheiten	29
3.3 Gitter-Konvergenzstudien der Strömungssimulationen	31
3.3.1 Richardson Extrapolation und Grid Convergence Index (GCI)	32
3.3.2 Power Loss Analysis (PLA)	34
3.4 Proper-Orthogonal-Decomposition (POD)	35
3.4.1 Mathematische Grundlagen der POD	36
3.4.2 Implementierung der POD-Moden und -Zeitkoeffizienten in die EIF-Gleichungen	38
4 Experimentelle und Numerische Untersuchungen	40
4.1 Aufbau des nabellenlosen Propellers	40
4.2 Messaufbau	42
4.3 Konfiguration der Strömungssimulationen	43
4.3.1 Modellaufbau sowie Anfangs- und Randbedingungen	44
4.3.2 Aufbau des Rechengitters	45

4.4 Konfiguration der Akustiksimulationen	47
5 Ergebnisse und Diskussion	49
5.1 Qualität der numerischen Rechengitter	49
5.1.1 Ergebnisse der Richardson Extrapolation sowie des GCI	49
5.1.2 Ergebnisse der PLA	50
5.1.3 Spektrum der turbulenten kinetischen Energie	52
5.2 Analyse der Hydrodynamik	53
5.2.1 Freifahrt- und Standschubverhalten	53
5.2.2 Analyse und Vergleich der Wanddruckfluktuationen	54
5.2.3 Analyse des Propellernachlaufs	56
5.3 POD-Analysen	67
5.3.1 POD-Analyse der Wanddruckfluktuationen	67
5.3.2 POD-Analyse der Profilumströmung	71
5.3.3 POD-Analyse des gesamten Strömungsfeldes	71
5.4 Analyse der Hydroakustik	79
5.4.1 Messergebnisse sowie Vergleich der Wand- und Schalldrücke	79
5.4.2 Analyse der EIF Simulation	82
6 Zusammenfassung	88
A Hydrodynamische sowie hydroakustische Analyse um einen Teilausschnitt eines einzelnen Propellerblattes	100
B Ordnungsanalyse des statischen Drucks im Vor- und Nachlauf	103

Nomenklatur

Griechische Symbole

α	Winkelinkrement in $^{\circ}$ /TS
β	Anstellwinkel in $^{\circ}$
δ_{ij}	Kronecker-Delta
Δ_{max}	maximale Größe der Rechenzelle in m
ϵ	Diskretisierungsfehler
ε	Dissipation in m^2/s^2
η	Wirkungsgrad
ϑ	Temperatur in K
λ_j	POD-Eigenwerte
ν, μ	kinematische und dynamische Viskosität in m^2/s und $\text{Pa} \cdot s$
ρ	Dichte in kg/m^3
$\tilde{\rho}$	kompressible Dichte in kg/m^3
σ	Kavitationszahl
τ	Schubspannung in Pa
ϕ	beliebige tensorielle Strömungsgröße
Φ	akustischen Potential
ω	Dissipationsrate in $J/(kg \cdot s)$
$\boldsymbol{\omega}$	Kreisfrequenz 1/s
Ω	Wirbelstärke in 1/s

Lateinische Symbole

a_k	POD-Zeitkoeffizient
A	Fläche in m^2
b_k	POD-Eigenvektor
c	Schallgeschwindigkeit in m/s
c_p, c_V	spezifische Wärmekapazität bezogen auf konstanten Druck p beziehungsweise Volumen V in $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
CFL	Courant-Friedrich-Lowy-Zahl
C_{kl}	Korrelationsmatrix
C_T	Schubbelastungsgrad

D	Propeller Durchmesser in m
e	Innere spezifische Energie in J/kg
f	Frequenz in Hz
f_S	Shielding-Funktion
F	Kraft in N
h	mittlere Zellgröße in m
H	Enthalpie in J
j	Verhältnis der mittleren Zellgröße zweier Rechengitter
J	Fortschrittsziffer
k	turbulente kinetische Energie in m^2/s^2
k	Wellenzahl in $1/\text{m}$
K	Beliebige Feldgröße in m/s^2
K_T	Schubbeiwert
L	Profillänge in m
L_t	Turbulente Länge in m
M_k	POD-Mode
n	Propeller-Drehzahl in $1/\text{s}$
N	Anzahl Datenpunkte
p, P	statischer Druck in Pa
\tilde{p}	akustische Druck in Pa
P_h	hydrodynamische Leistung in W
P_m	mechanische Leistung in W
P_{verl}	Verlustleistung in W
q	Beobachtbare Ordnung der Gitterkonvergenz
\dot{q}	Spezifischer Wärmestrom in W/m^2
Q	Q-Kriterium in $1/\text{s}^2$
r, R	Propeller Radius in m
Re	Reynoldszahl
s	Standartabweichung
S	Profildicke in m
S_{ij}	Scherratentensor in m^2/s^2
$S_{\tilde{p}, p_{stat}}$	Kreuzleistungsspektrum des akustischen und statischen Drucks in Pa^2
SPL	Sound-Pressure-Level beziehungsweise Schalldruckpegel in dB
t	Zeit in s
T	Propeller-Schub in N
u_i	Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in m/s
\tilde{u}_i	Komponente der Schallschnelle in m/s
\bar{u}_i	Gemittelte Komponente Strömungsgeschwindigkeit in m/s
u'_i	Komponente Strömungsgeschwindigkeitsfluktuation in m/s
U	Innere Energie in J
V	Volumen in m^3
V_A	Schiffsgeschwindigkeit in m/s
w	Gewichtungsfunktion
x	Komponenten im Kartesischen Koordinatensystem in m
x, y, z	Komponenten im Kartesischen Koordinatensystem in m
Z	Blattzahl

Abkürzungsverzeichnis

AUV Autonomous Underwater Vehicle

BPF Blade-Passing-Frequency

CDS Central-Difference Scheme

DDES Delayed-Detached-Eddy Simulation

DES Detached-Eddy Simulation

DFG Deutsche Forschungsgemeinschaft

CAA Computational-Aeroacoustics

CHA Computational-Hydroacoustics

CFD Computational-Fluid-Dynamic

GGI General-Grid-Interface

DNS Direct-Numerical Simulation

EIF Expansion-about-Inkompressible-Flow

FE Finite-Elemte

FV Finite-Volumen

GCI Grid-Convergence-Index

HAS Hydrodynamic-/Acoustic-Splitting

K41 Kolmogorow-Theory from 1941

LDA Laser-Doppel-Anemometrie

LES Large-Eddy Simulation

MLS Moving-Least-Squares

PCA Principal-Component Analysis

PIV Particle-Image-Velocimetry

PLA Power-Loss-Analysis

POD Proper-Orthogonal-Decomposition

ROV Remotely-Operated-Vehicle

SBES Stress-Blended-Eddy Simulation

SDES Shielded-Detached-Eddy Simulation

SGS Subgrid-Scale

SPL Sound-Pressure-Level

SST Shear-Stress-Transport

SRS Scale-Resolving Simulation

UDS Upwind-Difference Scheme

UNCTAD United Nations Conference on Trade and Development

(U)RANS (Unsteady)-Reynolds-Averaged-Navier-Stokes Simulation

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schiffspropeller.	1
1.2	Nabenloser Propeller.	2
1.3	Skizze des kaviterenden Blattspitzen- und Nabenvirbels im Nachlauf eines vier-Blatt-Schiffspropellers (nach Felli et al. (2011)).	4
1.4	Momentaufnahme der Kármánschen Wirbelstraße im Nachlauf eines Zylinders bei $Re = 500$; Dargestellt auf Basis des Q-Kriteriums.	8
1.5	POD-Druckmoden 1 bis 8 im Zylinder-Nachlauf bei $Re = 500$. Rot: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = 1$; Blau: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = -1$; Mit Referenz zu Abbildung 1.4.	9
1.6	Iso-Fläche der radialen Komponente der POD-Geschwindigkeitsmode 1, 4 und 39 im Spiralgehäuse einer einstufigen Radialpumpe (Witte et al. (2018)). Rot: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = 1$; Blau: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = -1$	10
2.1	Schematische Darstellung der Strömungsgröße ϕ , des dazugehörigen Mittelwerts $\bar{\phi}$ sowie der Fluktuation $\Delta\phi'$	17
2.2	Übersicht zur Entwicklung hybrider Large-Eddy Simulation (LES)-Verfahren.	20
3.1	Skizze der drei Regime von Diskretisierungsfehlern als Funktion über die Gitterweite h	33
3.2	Flussdiagramm der Verluste durch Dissipation.	35
3.3	Korrelationsmatrix des gesamten Druckfeldes des nabbenlosen Propellers mit $u_{ref} = \omega R$	37
3.4	Lissajous Figur der POD-Zeitkoeffizienten a_1 (schwarz) und a_2 (rot) aus den Wanddruckfluktuationen für den Fall $J = 0$	38
4.1	Untersuchter, nabbenloser Propeller.	40
4.2	Die entdimensionierte Länge L/D, Dicke S/L sowie der Anstellwinkel β des Propellerblattes in Abhängigkeit vom entdimensionierten Radius r/R	41
4.3	Profilform der für die Untersuchungen verwendeten Kort-Düse.	41
4.4	Übersicht des Messaufbaus.	42
4.5	Position des Wanddrucksensors.	43
4.6	Modellaufbau des nabbenlosen Propellers.	44
4.7	Struktur des verwendeten Rechengitters.	45
4.8	Nachbau des verwendeten Umlaufkanals für die EIF- (gesamter Bereich) sowie die CFD-Simulationen (gestrichelte Linie).	48
5.1	Konvergenzverhalten nach Eça und Hoekstra (2014) der Strömungsgeschwindigkeit U_x bei $x/R = 19$ sowie des Schubs T fünf verschiedener Rechengitter des nabbenlosen Propellers. Index (1-5) mit Bezug auf die Rechengitter in Tabelle 5.1.	50

5.2	Ergebnisse der PLA mit Referenz zu Tabelle 5.2	51
5.3	Energiespektrum der turbulenten kinetischen Energie k über die Wellenzahl \mathbf{k} zweier Punkte im Nachlauf des nabbenlosen Propellers für $J = 0$ (oben) und $J = 0,53$ (unten).	52
5.4	Freifahrtverhalten des nabbenlose Propellers mit den absoluten Messunsicherheiten nach Abschnitt 3.2.	54
5.5	Wanddruckfluktuationen im Bereich des druckseitigen Düsenauslassen für $J = 0$ (oben) und $J = 0,53$ (unten) mit $p_{d,ref} = u_{ref}^2 \cdot \rho / 2$	55
5.6	Gemittelte axiale Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf des nabbenlosen Propellers für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).	56
5.7	Verteilung der Kavitationszahl σ im Strömungsfeld des nabbenlosen Propellers auf Basis des gemittelten Drucks \bar{p} für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).	57
5.8	Momentaufnahme der Q-Kriterium Verteilung im Nachlauf des nabbenlosen Propellers mit $Q/Q_{ref} = 35$ für den Fall $J = 0$ (oben) und $J = 0,53$ (unten) mit $ u /u_{ref} = 0$ (blau) bis 0.8 (rot).	58
5.9	Detailansicht der Momentaufnahme der Q-Kriterium Verteilung im Nachlauf des nabbenlosen Propellers mit $Q/Q_{ref} = 35$ für den Fall $J = 0$ (A, links) und $J = 0,53$ (B, rechts) mit Referenz zu Abbildung 5.8.	59
5.10	Momentaufnahme der Q-Kriterium Verteilung im Nachlauf des nabbenlosen Propellers mit $Q/Q_{ref} = 35$ für den Fall $J = 0$. Hinterkanten- (a) und Blattspitzenbereich (a,b) des Propellernachlaufs.	60
5.11	Momentaufnahme der Q-Kriterium Verteilung im Nachlauf des nabbenlosen Propellers mit $Q/Q_{ref} = 35$ für den Fall $J = 0,53$. Hinterkanten- (a) und Blattspitzenbereich (a,b) des Propellernachlaufs.	61
5.12	Momentaufnahme der Verteilung des Q-Kriteriums (oben) mit Markierung der Helix-Wirbelkerne sowie die Momentaufnahme der z-Komponente der Wirbelstärke (unten) für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).	62
5.13	Momentaufnahme der Wandschubspannung für $J = 0$ (links) und für $J = 0,53$ (rechts) mit Stromlinien auf Basis des Wandschubspannungsvektors. Referenzwert $\tau_0 = p_{d,ref}/\sqrt{Re}$ mit $Re = (\omega R \cdot D)/\nu = 5.31 \cdot 10^5$	63
5.14	Momentaufnahme des Q-Kriteriums im Nachlauf des nabbenlosen Propellers für $J = 0$	64
5.15	Schematische Darstellung der Wirbelbildung am nabbenlosen Propellerblatt.	65
5.16	Gemittelte totale turbulente kinetische Energie im Nachlauf des nabbenlosen Propellers für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).	66
5.17	Momentaufnahme der Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k in einem Querschnitt im Nachlauf des nabbenlosen Propellers. Modellierte turbulente kinetische Energie vom $k-\omega$ -SST Modell (oben), vom LES Modell (mittig) und der aufgelösten turbulente kinetische Energie (unten) aus der SBES entsprechend den Gleichungen 2.22 und 2.23 für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).	66
5.18	Verteilung der Eigenwerte der Wanddruckfluktuationen für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).	67

5.19	Ordnungsanalysen der POD-Zeitkoeffizienten für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).	68
5.20	Ordnungsanalysen der POD-Zeitkoeffizienten für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).	68
5.21	POD-Druckmoden 2(a), 4(b), 6(c) und 8(d) des Falls $J = 0$ mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 4, 8, 12$ und $31,8$ für eine Wertebereich von $M_p = \pm 5$ (+rot, -blau).	70
5.22	POD-Druckmoden 2(a), 4(b), 6(c) und 8(d) des Falls $J = 0,53$ mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 4, 8, 33,2$ und 12 für eine Wertebereich von $M_p = \pm 5$ (+rot, -blau).	70
5.23	POD-Druckmoden mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 31$ (links) und $f/n = 62$ (rechts). Rot: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = 1$. Blau: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = -1$	71
5.24	Eigenwerte der Moden des gesamten Druck- (links) und Geschwindigkeitsfeldes (rechts) für den Fall $J = 0$	72
5.25	Ordnungsspektrum der Zeitkoeffizienten des gesamten Druck- (oben) sowie Geschwindigkeitsfeldes (unten) für den Fall $J = 0$	73
5.26	Ordnungsspektrum der Zeitkoeffizienten des gesamten Druck- (oben) sowie Geschwindigkeitsfeldes (unten) für den Fall $J = 0$	74
5.27	POD-Druckmoden des Falls $J = 0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n = 4$, und 8 , für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).	75
5.28	POD-Druckmoden des Falls $J = 0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n = 12$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).	76
5.29	POD-Druckmoden des Falls $J = 0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n = 31,8$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).	76
5.30	POD-Geschwindigkeitsmoden des Falls $J = 0$ mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 4, 8, 12$ und $31,8$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).	77
5.31	POD-Geschwindigkeitsmoden des Falls $J = 0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n = 12$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).	78
5.32	POD-Geschwindigkeitsmoden des Falls $J = 0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n = 31,8$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).	78
5.33	Ordnungsspektrum der dynamischen Wanddruckfluktuationen (oben) sowie des Schalldruckpegels (unten) mit Markierungen der BPF-Ordnungen (rote Punkte) für den Fall $J = 0$	80
5.34	Normalisiertes Kreuzleistungsspektrum der dynamischen Wanddruckfluktuationen sowie des Schalldruckpegels (siehe Abbildung 5.33 gemäß Gleichung 5.3.).	81

5.35 Vergleich der Schalldruckpegel aus der hydroakustischen Messung sowie der EIF-Simulation an der Position des Referenzhydrophons mit Referenz zu Kapitel 4.2.	82
5.36 Balken-Darstellung des maximalen Schalldruckpegels der BPF-Ordnungen mit Referenz zu Abbildung 5.35.	83
5.37 Momentaufnahme der Verteilung des akustischen Quellterms dp/dt im Bereich der Düseninnenwand.	84
5.38 Momentaufnahme der Verteilung des akustischen Quellterms dp/dt im Bereich der Propellerblättern.	84
5.39 Momentaufnahme der Verteilung des akustischen Quellterms dp/dt im Strömungsfeld des nabenhohen Propellers.	85
5.40 Momentaufnahme der Verteilung des akustischen Drucks \tilde{p} im Strömungsfeld des nabenhohen Propellers.	86
5.41 Momentaufnahme der rekonstruierten dp/dt -Felder mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 4$ (oben) und 8 (unten).	87
A.1 Zylinderschnitt bei $r/R = 0,5$ für Extraktion des Druckfeldes.	100
A.2 Momentaufnahme des aus einem Zylinderschnitt extrahierten Druckfeldes im Bereich eines Blattprofils für $r/R = 0,5$ gemäß Abbildung A.1.	101
A.3 Ordnungsspektrum der Druckfluktuationen aus der Sicht eines mitbewegten Beobachters im Bereich der Blattvorder- und Hinterkante an den Positionen P_1 (oben), P_2 (mittig) und P_3 (unten) gemäß Abbildung A.2 mit $p_{d,ref} = (\omega R)^2 \cdot \rho/2$	101
A.4 POD-Druckmoden für die Zeitkoeffizienten der Ordnungen $f/n = 31$ (links) und $f/n = 62$ (rechts). Rot: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = 1$. Blau: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = -1$	102
B.1 Ordnungsspektrum des statischen Drucks im Vorlauf des nabenhohen Propellers bei $r/R = 0,3$ (oben) und $0,5$ (unten) für einen Abstand von $x/R = 1-3$. .	104
B.2 Ordnungsspektrum des statischen Drucks im Vorlauf des nabenhohen Propellers bei $r/R = 0,7$ (oben) und $0,9$ (unten) für einen Abstand von $x/R = 1-3$. .	105
B.3 Ordnungsspektrum des statischen Drucks im Nachlauf des nabenhohen Propellers bei $r/R = 0,3$ (oben) und $0,5$ (unten) für einen Abstand von $x/R = 1-5$. .	106
B.4 Ordnungsspektrum des statischen Drucks im Nachlauf des nabenhohen Propellers bei $r/R = 0,7$ (oben) und $0,99$ (unten) für einen Abstand von $x/R = 1-5$. .	107

1 Einleitung

Heutige Schiffspropeller zeichnen sich durch eine hohe hydrodynamische Effizienz sowie Zuverlässigkeit aus und werden zumeist mittels Diesel- oder Elektromotoren angetrieben (Carlton (1994)). Aufgrund der im Vergleich zu anderen Gütertransportmitteln günstigen Betriebskosten gehören Schiffe zu den wichtigsten Verkehrsmitteln mit einer stetig wachsenden Präsenz auf den Weltmeeren. So hat sich das Gewicht der über den Seeweg transportierten Fracht- und Massengüter nach Angaben des United Nations Conference on Trade and Development (UNCTAD) (2017) seit den 1950er Jahren etwa vervierfacht.

Eine Konsequenz der wachsenden Präsenz ist die Erhöhung des Hintergrundschallpegels in den Weltmeeren. Alleine auf der nördlichen Hemisphäre hat sich nach Ross (1976) und Chapman und Price (2011) durch den anthropogenen Einfluss der natürliche Hintergrundschallpegel in den letzten 50 Jahren dauerhaft um etwa 25 dB im Niederfrequenzbereich von etwa 10–400 Hz erhöht. Aufgrund der im Vergleich zu Luftschall hohen Schallgeschwindigkeit von etwa 1480 m/s und der wesentlich geringeren Absorption breitet sich Wasserschall oder auch Hydroschall zudem über sehr weite Distanzen in den Meeren aus. Dies kann negative Auswirkungen auf die im Meer lebende Tierwelt haben.

So kommunizieren Bartenwale in einem Frequenzbereich unterhalb von 400 Hz. Durch den Anstieg des als ‚acoustic masking‘ (engl. akustisches Überdecken) bekannten Effekts wird die Kommunikation dieser Niederfrequenzspezialisten negativ beeinflusst. Ein dauerhaft erhöhter Schallpegel führt zu zusätzlichen Belastungen, wie beispielsweise Stress, und kann einen Rückgang der Individuenzahlen zur Folge haben (Richardson et al. (1995)).

Eine wesentliche Schallquelle am Schiff stellt der Antrieb dar (Southall et al. (2017)). Der Propeller generiert durch die Interaktion mit dem umgebenden Fluid hydrodynamische Druckfluktuationen an den Propellerblättern und im Nachlauf, die im Nah- und Fernfeldbe-

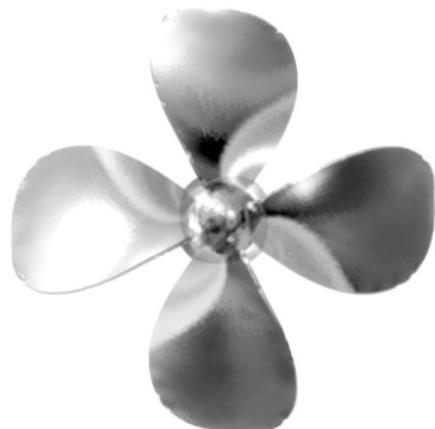


Abbildung 1.1: Schiffspropeller.

reich als Hydroschall wahrnehmbar sind. Durch die Interaktion des Fluides mit dem Propeller wird zudem Körperschall über den Antriebsstrang in die Schiffsstruktur und schließlich, über die Schiffsaußenhaut als Hydroschall, in das Wasser emittiert (Heckl et al. (2013)).

Die Druckfluktuationen entstehen unter anderem durch periodische Ablösungen der turbulenten Grenzschichten in den Bereichen der Blattspitzen, Blatthinterkanten sowie der Nabe. Das Frequenzspektrum der Druckfluktuationen ist unter anderem an die Drehfrequenz sowie deren höheren Ordnungen gekoppelt und korreliert mit dem Spektrum der hydroakustischen Druckfluktuationen. Durch eine hydroakustische Optimierung beispielsweise mittels akustischer Applikationen, wie Vorder- und Hinterkanten-Verzahnungen (siehe auch Juknevicius und Chong (2018) sowie León et al. (2016)), oder auch alternativer Propellerantriebe, besteht die Möglichkeit die hydrodynamischen Druckfluktuationen und somit die Hydroschallabstrahlung von Schiffen zu reduzieren.

Eine vielversprechende Alternative zur herkömmlichen Bauweise eines Propellers (siehe Abbildung 1.1) ist der nabenlose Propeller (siehe Abbildung 1.2). Angetrieben wird der nabenlose Propeller über einen Ringmotor (Rim-Drive), der sich im Außenradius befindet. Die Propellerblätter sind am Außenradius befestigt, wodurch die Blattspitzen in Richtung der Rotationsachse ausgerichtet sind. Aufgrund der veränderten Anordnung der Propellerblätter ist davon auszugehen, dass das Strömungsfeld sowie das resultierende hydroakustische Schallfeld deutliche Unterschiede zu dem von Nabengpropellern aufweisen.

Genaue Untersuchungen bezüglich des instationären Strömungsfeldes sowie der resultierenden hydroakustischen Schallemissionen nabenloser Propeller sind bisher jedoch nicht in der Literatur vertreten und werden im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt. Somit ist diese Arbeit thematisch im Bereich der Strömungsmechanik sowie der Strömungsakustik von Strömungsmaschinen einzuordnen. In den folgenden Abschnitten werden zu diesem Zweck die relevanten Vorarbeiten zur Hydrodynamik sowie Hydroakustik von Propellern vorgestellt und der erforderliche Forschungsbedarf genauer erläutert.



Abbildung 1.2: Nabenloser Propeller.

1.1 Stand der Forschung

1.1.1 Hydrodynamik von Propellern

In den vergangenen Dekaden hat bereits eine Vielzahl von Wissenschaftlern an der Entwicklung von Theorien zur Beantwortung von aero- und hydrodynamischen Fragestellungen von Propellern gearbeitet. Darunter seien [Rankine \(1865\)](#), [Froude \(1889\)](#), [Betz \(1920\)](#), [Glauert \(1926\)](#) und [Goldstein \(1929\)](#) genannt.

Die erarbeiteten Theorien ermöglichten unter anderem die Entwicklung mathematischer Modelle, die mit dem Aufkommen der elektronischen Analogtechnologie vermehrt genutzt wurden. Die stetige Entwicklung der auf Speicher basierten Digitaltechnologie löste die Analogtechnik Ende des 20. Jahrhunderts ab und ermöglichte die Auswertung großer Datenmengen aus Messungen sowie numerischen Simulationen.

Mit dem Einzug neuer optischer Messverfahren, wie der Laser-Doppel-Anemometrie ([LDA](#)) sowie Particle-Image-Velocimetry ([PIV](#)), konnten erstmalig kontaktlos sowie zeitlich hochauflöst Untersuchungen des Geschwindigkeitsfeldes im Nachlauf von Propellern durchgeführt werden.

Der Nachlauf von Propellern wird hierbei durch helixförmige Strömungsstrukturen dominiert, die durch Strömungsablösungen an den Blattspitzen und der Nabe entstehen und sich stromab ausbreiten, bis äußere Scherkräfte Instabilitäten initiieren und einen Zerfallsprozess einleiten. Die Ausläufer dieser helixförmigen Strömungsstrukturen werden auch als Wirbelzöpfe bezeichnet.

[Cenedese et al. \(1988\)](#) gehörten zu den ersten, die für die Analyse der Propellerströmung die [LDA](#)-Technik in Kombination mit einer Phasenmittelung eingesetzt haben. Damit gelang es [Cenedese et al. \(1988\)](#) die Bildung des Blattspitzenwirbels zu beobachten und zu beschreiben. Im Kern des Spitzewirbels wurden zudem ein abrupter Anstieg der axialen Strömungsgeschwindigkeit sowie weitere Grenzschichteffekte im Bereich der Propellerwelle identifiziert. Weiterhin konnten [Cenedese et al. \(1988\)](#) zeigen, dass sich im Bereich der Blatthinterkante eine Wirbelschicht bildet, welche sich stromab ausbreitet.

[Cotroni et al. \(2000\)](#) stellte [PIV](#)-Untersuchungen des helixförmigen Wirbelsystems eines Propellers vor. Hierbei wurde die Bildung des Blattspitzenwirbels sowie einer Wirbelstraße im Bereich der Hinterkanten und deren Interaktion genauer untersucht. Im nahen Nachlauf konnte eine Deformation der helixförmigen Strömungsstruktur beobachtet werden, welche auf die Krümmung der Propellerblätter und die daraus resultierenden Änderung der Ausbreitungsrichtung des Spitzewirbels zurückzuführen ist.

[Cotroni et al. \(2000\)](#) konnte zeigen, dass die [PIV](#) Technik die Nachlaufstrukturen zeitlich und räumlich hochauflöst aufnehmen kann. Bereits nach einem Abstand von einem Propellerdurchmesser entstanden erste Instabilitäten, die durch die Trägheit des umgebenden Fluides initiiert wurden.

Weitere [PIV](#)-Untersuchungen wurden durch [Paik et al. \(2007\)](#) in Kombination mit Wirbel-Identifikationsverfahren eingesetzt, was sich für die Analysen der Blattspitzenwirbel sowie der Wirbelstraße im Bereich der Blatthinterkanten besonders gut geeignet hat.

Durch [Paik et al. \(2007\)](#) konnten unter anderem Oszillationen der helixförmigen Wirbelstrukturen im Nachlauf beobachtet werden. Der Zerfallsprozess wurde in diesem Rahmen nicht untersucht.

Durch Widnall (1972), Lugt (1997) und Felli et al. (2011) erfolgte eine genaue Analyse der Zerfallsprozesse der Blattspitze- sowie Nabenwirbel. Während des Zerfalls der Wirbelstrukturen sind vergleichbare Phänomene zu dem von Saffman (1970) beschriebenen Zerfall von Wirbelringen zu beobachten.

Der Zerfall ist hierbei durch drei verschiedene Moden charakterisiert. Äußere Scherkräfte induzieren Instabilitäten, die sich als kurzwellige sowie langwellige sinusartige Wellenzüge bemerkbar machen (Widnall (1972)). Die Wellenzüge werden durch die eigen induzierte Bewegung der einzelnen Teilabschnitte der gekrümmten Wirbelstruktur hervorgerufen und verstärkt.

Ein Resultat der wechselseitigen Induktion ist das sogenannte ‚leap-frogging‘ Phänomen (Lugt (1997)). Benachbarte Wirbelzöpfe tauschen hierbei abrupt ihre axiale Position.

Durch Felli et al. (2011) erfolgten detaillierte experimentelle Untersuchungen der Dynamik der Blattspitzen- und Nabenwirbel eines Marinepropellers (E779) unter Variation der Anzahl der Propellerblätter $Z = 2,3,4$ sowie der Fortschrittsziffer $J = V_A/(n \cdot D)$.

Instabilitäten des helixförmigen Spitzen- sowie des Nabenwirbels treten nach Felli et al. (2011) bei Propellern mit einer geringeren Anzahl der Propellerblätter weiter stromab auf, im Vergleich zu jenen mit einer höheren Anzahl. Wird die Fortschrittsziffer erhöht, setzt der Zerfallsprozess ebenso weiter stromab ein (siehe Abbildung 1.3).

Im Experiment konnten die von Widnall (1972) und Lugt (1997) beschriebenen sinusartigen kurzweligen und langwelligen Deformationen des Wirbelsystems beobachtet werden. Zudem wurde auch das ‚leap-frogging‘-Phänomen beobachtet. Dieser Effekt verstärkt sich nach Felli et al. (2011) unter anderem mit dem Anstieg der Schubbelastung des Propellers.

Die genannten Erkenntnisse wurden mit Hilfe von mathematischen Modellen sowie Experimenten gewonnen. Seit den 1960er Jahren wurden Panel Methoden auf Grundlage der Arbeit von Hess et al. (1967) für den Entwurf im Bereich der Aerodynamik verwendet und weiterentwickelt (siehe auch Kornev (2009)). Diese Berechnungsmethoden basieren unter an-

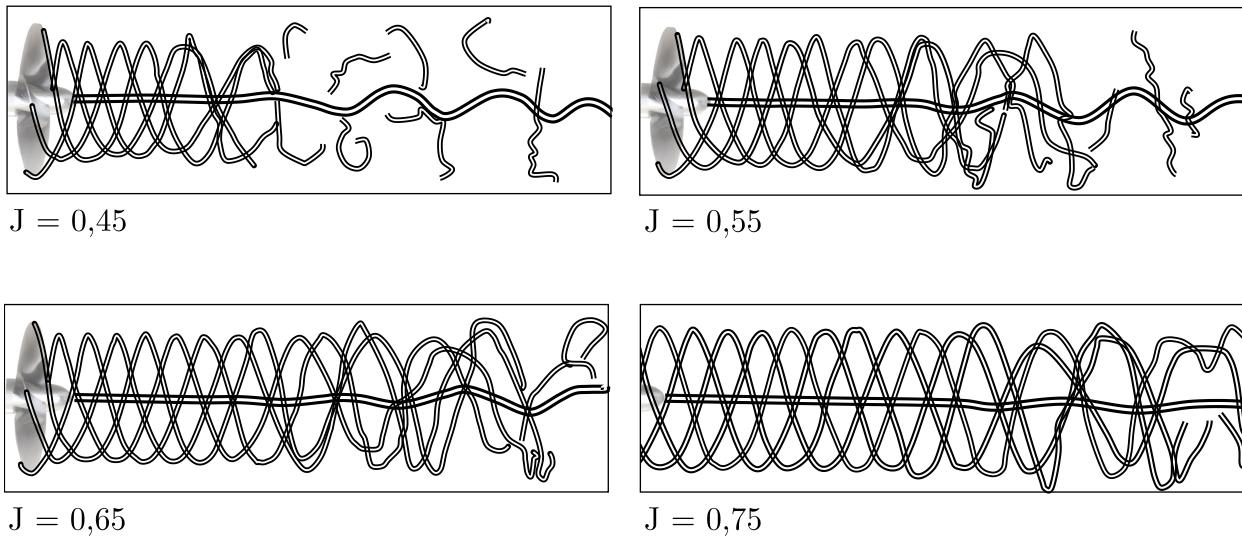


Abbildung 1.3: Skizze des kaviterenden Blattspitzen- und Nabenwirbels im Nachlauf eines vier-Blatt-Schiffspropellers (nach Felli et al. (2011)).

derem auf potentialtheoretischen Grundlagen, wobei Reibungseffekte vernachlässigt werden. Für den Entwurf von Propellern werden diese Methoden seit den 1980er Jahren verwendet ([Hess et al. \(1985\)](#)) und haben für die Erstauslegung nach wie vor eine große Bedeutung.

Im Gegensatz zu den Panel Methoden können mit Hilfe von Computational-Fluid-Dynamic ([CFD](#))-Simulationen die Grenzschichten im Bereich der Wände sowie Turbulenz berechnet und analysiert werden. Jedoch ist der Rechen- sowie Speicheraufwand für eine [CFD](#)-Simulation im Vergleich deutlich größer, da Bilanzgleichungen für sehr viele mittels Rechengitter determinierten Kontrollvolumen gelöst und die Ergebnisse gespeichert werden müssen.

Die Strömung wird unter Verwendung der Navier-Stokes Gleichungen an den Rändern der Kontrollvolumen bilanziert, wobei ohne zusätzliche Modellannahmen von einer Direct-Numerical Simulation ([DNS](#)) gesprochen wird. Die [DNS](#) berechnet hierbei alle Skalen der Wirbel im Strömungsfeld direkt, bis herunter zu den Skalen in denen Dissipation auftritt und sich die kinetische in die thermische Energie der Moleküle umwandelt.

Aufgrund der hohen Anforderungen an die räumliche und zeitliche Diskretisierung ist jedoch der Rechen- und Speicherbedarf einer [DNS](#) vollständiger Strömungsmaschinen, wie die von Propellern, sehr hoch und mit der aktuellen Computertechnik für die meisten Anwendungen unrealistisch.

Die kleinsten Wirbelstrukturen im Strömungsfeld können nach [Kolmogorow \(1941\)](#) als isotrop angesehen werden, da ihre Eigenschaften im statistischen Mittel richtungsunabhängig sind. Diese und weitere empirische Erkenntnisse sind Ausgangspunkt für die Entwicklung sogenannter Turbulenzmodelle. Mit Hilfe dieser Modelle kann der enormen Rechen- und Speicheraufwand einer [DNS](#), unter Verlust der Genauigkeit, reduziert werden.

Das [LES](#)-Verfahren nutzt unter Verwendung des Subgrid-Scale ([SGS](#))-Turbulenzmodells die Isotropie der kleinsten Wirbel für die Berechnung der Strömung aus und ist somit in der Lage, den erforderlichen Diskretisierungsaufwand zu verringern. Die Berechnung einer Propellerströmung mittels [LES](#)-Verfahren stellt nach wie vor eine große Herausforderung für die verwendete Rechentechnik dar.

Beispiele für die Berechnung von Propellerströmungen mittels [LES](#)-Verfahren sind erst seit wenigen Jahren in der Fachliteratur zu finden. Durch [Kumar et al. \(2017\)](#) wurde die Strömung eines fünf Blatt Marinepropellers (DTMB 4381) auf Basis des [LES](#)-Verfahrens untersucht. Hierbei wurden die Instabilitäten des Spitzens- sowie Nabewirbels genauer analysiert.

Es konnten die gleichen Phänomene zu denen von [Felli et al. \(2011\)](#) untersuchten Propellern beobachtet werden. [Posa et al. \(2019\)](#) haben den gleichen Marinepropeller für drei Lastfälle untersucht und gezeigt, dass mit steigender Schubbelastung die Bildung von sekundären Strömungsstrukturen an der Blatthinterkante begünstigt und der Zerfall des helixförmigen Blattspitzen- sowie Nabewirbels beschleunigt wird.

Für den weiteren Verlauf der Arbeit werden alle Strömungsstrukturen, die weder die Propellerfrequenz noch eine vielfache davon in ihrer zeitlichen Dynamik repräsentieren, als sekundäre Strömungsstrukturen bezeichnet.

Seit den 1990er Jahren etwa werden für die Simulation von Propellerströmungen primär (Unsteady)-Reynolds-Averaged-Navier-Stokes Simulation ([\(U\)RANS](#))-basierte Turbulenzmodelle verwendet, die im Gegensatz zu [LES](#)-Verfahren den größten Anteil der auftretenden Turbulenz mittels Modellansatz berechnen.

Somit ist wiederum der erforderliche Rechen- und Speicheraufwand einer (U)RANS im Vergleich zur LES deutlich geringer. Für die Berechnung des Propellernachlaufs mit seinen helixförmigen Wirbelstrukturen sind (U)RANS-Verfahren jedoch ungeeignet, da die Strömungsstrukturen durch die verwendeten Turbulenzmodelle stark gedämpft werden und somit kurz nach der Bildung wieder dissipieren.

Seit dem Einzug hybrider LES-Verfahren, die (U)RANS- und LES miteinander kombinieren, können die instationären Wirbelstrukturen von Propellern mit einem vergleichsweise geringem Speicher- und Rechenaufwand, als es für eine reine LES erforderlich ist, berechnet werden. Hierbei kommen Verfahren wie die Detached-Eddy Simulation (DES) nach Spalart (2009) zu Einsatz, die zu der Gruppe der Scale-Resolving Simulation (SRS)-Verfahren gehört, zu denen sich ebenso die LES zählt.

Muscaro et al. (2013) haben einen zu Felli et al. (2011) baugleichen Propeller mithilfe des DES-Verfahrens untersucht und konnten die gleichen Zerfallsphänomene identifizieren. Für die Identifikation der Wirbelkerne kam das Lambda-2 Kriterium nach Jeong und Hussain (1995) zum Einsatz.

Nabenlose Propeller können im Allgemeinen mit denselben Verfahren analysiert werden wie Nabendpropeller. Im Vergleich wurden nabensehne Propeller bisher jedoch kaum untersucht, wobei von signifikanten Unterschieden, aufgrund des verwendeten Designs, auszugehen ist.

Die ersten nabensehnen Propeller entstanden etwa zeitgleich in Deutschland und den USA. Nach Lebedev et al. (1969) gab es bereits gegen Mitte des 20. Jahrhunderts erste Schiffe in der UdSSR mit diesen Antrieben. In den USA entstand unanabhängig ein erstes Design Mitte der 1970er Jahre im Harbor Branch Oceanographic Institute (HBOI) in Florida (Kennedy et al. (1995)).

Nabenlose Propeller wurden zu Beginn für den Antrieb von Unterwasserfahrzeugen (Autonomous Underwater Vehicle (AUV)s und Remotely-Operated-Vehicle (ROV)s) konzipiert (Holt et al. (1994) und Hsieh et al. (2007)). Seit den 1990er Jahren jedoch werden nabensehne Propeller unter anderem als Bugstrahlruder für Schiffe, als Hauptantriebe für Yachten (Voith (2012)) sowie als Axialpumpen eingesetzt (Schmirler et al. (2017)).

Bisherige Arbeiten haben sich primär mit dem Design und dem Vergleich integraler Kennziffern, wie dem Freifahrtverhalten, gegenüber Nabendpropellern beschäftigt. Amminikutty et al. (2006) haben das nabensehne Design anhand eines Vergleichs mit einem Propeller der Ka-Serie nach Oosterveld (1969) untersucht. Die Analyse der stationären CFD-Simulationen hat gezeigt, dass nabensehne Propeller unter größeren Schubbelastung einen höheren Wirkungsgrad im Vergleich zu Nabendpropellern haben.

Auf Basis von (U)RANS-Simulationen sowie Experimenten wurde in der Arbeit von Qingming et al. (2012) das Freifahrtverhalten von vier Varianten nabensehnen Propeller untersucht, die sich anhand ihre Blattgeometrie unterschieden. Im Rahmen der Arbeit wurde unter anderem der Nachlauf des nabensehnen Propellers bezüglich der mittleren Strömungsgrößen untersucht.

Qing-ming et al. (2012) konnte zeigen, dass sich im Propellernachlauf Blattspitzen- sowie Blattwurzelwirbel bilden. Hierbei ändert sich die Ausprägung der Wirbelstrukturen für zwei der vier untersuchten Fälle. Eine günstige Verteilung der Schubbelastung an den Propellerblättern, so Qing-ming et al. (2012), konnte somit anscheinend die Bildung der Wirbelstrukturen im Wurzel- und Spitzenbereich unterdrücken.

Shuai et al. (2013) haben auf Basis der Ka-Serie nach **Oosterveld (1969)** eine Designrichtlinie für nabenseine Propeller vorgestellt, diese mit Hilfe von CFD-Simulationen untersucht und einem ähnlichen Nabendurchmesser gegenübergestellt. Im Ergebnis sind der resultierende Schub und das Drehmoment in den Untersuchungen von **Shuai et al. (2013)** vergleichbar mit dem des Nabendurchmessers.

Durch **wei Song et al. (2015)** wurden Vergleiche von stationären (U)RANS-Simulationen eines Nabendurchmessers und eines nabenseinen Propellers vorgestellt. Der nabenseine Propeller hatte im Vergleich zum Nabendurchmesser einen hydrodynamisch geringfügig höheren Wirkungsgrad. Die Differenz im Wirkungsgrad erhöht sich mit dem Anstieg des Nabendurchmessers sowie der Fortschrittsziffer. Gleichzeitig konnte beobachtet werden, dass der nabenseine Propeller in den Untersuchungen einen höheren Schub sowie höheres Drehmoment hatte.

Die Untersuchungen von **Dubas et al. (2011, 2015)** haben stationäre sowie transiente (U)RANS-Simulationen eines nabenseinen Propellers, einschließlich der Interaktion zwischen dem Propeller und einem zusätzlichen Stator, vorgestellt und bezüglich der integralen Leistungskennziffern untersucht. Aufgrund der verwendeten ‚Frozen Rotor‘-Methode, konnte jedoch keine gute Übereinstimmung mit den Experimenten erzielt werden.

Der überwiegende Teil der genannten Arbeiten zeigt, dass nabenseine Propeller eine höhere Effizienz gegenüber vergleichbaren Nabendurchmessern aufweisen. Eine mögliche Ursache für den Unterschied im Wirkungsgrad beider Propeller, sind die Reibungsverluste im Bereich der Nabe, die unter anderem in Verbindung mit der Bildung des Nabewirbels stehen (siehe auch **Druckenbrod (2016)**).

Ähnlich zu Nabendurchmessern bilden sich Wirbel im Bereich der Blattspitzen und Blattwurzeln aus. In den genannten Arbeiten wurden jedoch keine genauen Untersuchungen hinsichtlich der Bildung und des Zerfall dieser Strömungsstrukturen vorgestellt.

Im Vordergrund der hydrodynamischen Untersuchungen in diesen Arbeiten standen hierbei die Analysen der integralen Kennzahlen, der mittleren Strömungsfelder sowie der Schubbelastung.

Hinsichtlich der hydroakustischen Schallabstrahlung konnten in den genannten Arbeiten ebenfalls keine expliziten Untersuchungen gefunden werden. Lediglich durch **Yakovlev et al. (2011)** und **Freeman et al. (2011)** wurde indirekt, aufgrund geringerer Druckfluktuationen im Bereich der Rotationsachse des nabenseinen Propellers, eine Verringerung der Schallabstrahlung abgeleitet.

Diese Arbeit soll an den bisherigen hydrodynamischen sowie hydroakustischen Untersuchungen nabenseiner Propeller anknüpfen. Die Strömungsfelder wurden hierfür unter anderem mit einer Variante des **DES**-Verfahrens berechnet.

Die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder wurden anschließend mit Hilfe aktueller Analyseverfahren hinsichtlich periodischer Druck- sowie Geschwindigkeitsfluktuationen untersucht.

So wurden unter anderem Frequenzanalyse der Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen in verschiedenen Punkten im Strömungsfeld sowie Proper-Orthogonal-Decomposition (POD)-Analyse durchgeführt, mit dem Ziel den Zusammenhang zu den resultierenden hydroakustischen Schallemissionen genauer zu untersuchen.

1.1.2 Kohärente Strömungsstrukturen

In turbulenten Scherströmungen sind periodische sowie nicht-periodische Fluktuationen der Strömungsgrößen wie Druck- und Geschwindigkeit zu beobachten. Diese Fluktuationen repräsentieren die wirbelbehaftete Fluidbewegung, die sich mit der Strömung im Raum ausbreitet. Diese Wirbel werden statistisch durch charakteristische Längen und Zeiten beschrieben, wobei sich die Skalen um mehrere Größenordnungen voneinander unterscheiden.

In vielen technischen und natürlichen Strömungen kommt es zu einer Überlagerung sowohl periodischer als auch nicht-periodischer Anteile der Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen.

Fourier Transformation des zeitlichen Verlaufs der Geschwindigkeits- und Druck Fluktuationen kann bei der Identifikation der periodischen Anteile helfen und in Kombination mit einer Kreuzkorrelation zeigen, dass es sich bei den Spektrallinien um zusammenhängende Strömungsstrukturen handelt.

Die Gesamtheit solch einer phasenkorrelierten Fluidmasse wird nach der Definition von [Reynolds und Hussain \(1972\)](#) als kohärente Strömungsstruktur bezeichnet. Die inkohärenten Strömungsstrukturen repräsentieren hingegen die unregelmäßigen, chaotischen Anteile.

Die Analyse der Umströmung eines Zylinders (siehe Abbildung 1.4) gehört zu den klassischen Herausforderungen in der Strömungsmechanik ([Williamson \(1996\)](#), [Zdravkovich \(1997\)](#)), anhand derer bereits das Auftreten kohärenter Strömungsstrukturen detailliert untersucht wurde ([Noack \(2006\)](#), [Frederich \(2010\)](#) und [Schlegel et al. \(2012\)](#)).

Für die Identifikation der kohärenten Strömungsstrukturen wurde in den genannten Arbeiten im Kern die [POD-Analyse](#) verwendet, welche auch unter den Namen Karhunen-Löeve-Transformation, Principal-Component Analysis ([PCA](#)) oder auch als Hauptkomponentenanalyse bekannt ist.

Die untersuchte Größe, welche sich aus einer Vielzahl statistischer Variablen zusammensetzen kann, wird hierbei aus einer Linearkombination weniger Variablen, auf Basis der Methode

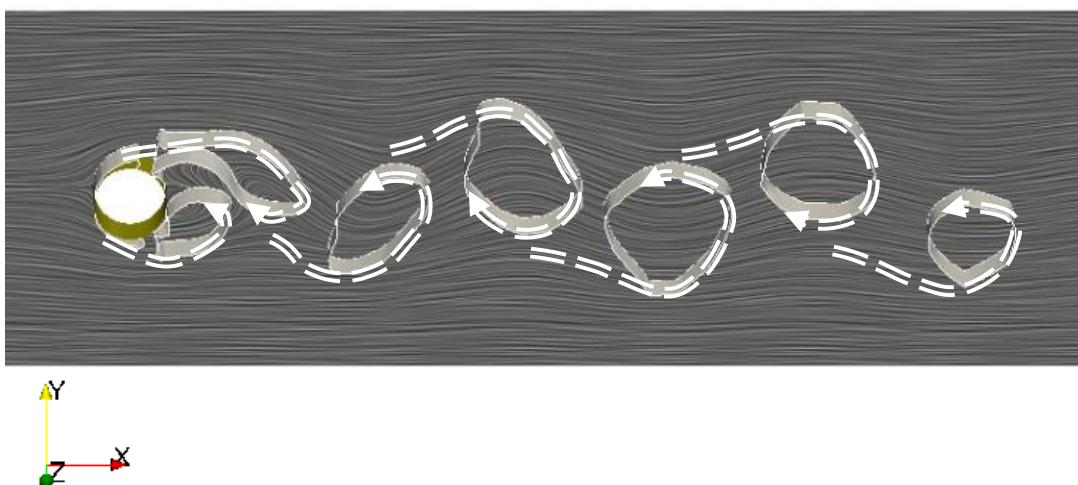


Abbildung 1.4: Momentaufnahme der Kármán'schen Wirbelstraße im Nachlauf eines Zylinders bei $Re = 500$; Dargestellt auf Basis des Q-Kriteriums.

der kleinsten Quadrate, genähert.

Mathematisch wird eine Hauptachsentransformation durchgeführt und die zugrundeliegende orthogonale Matrix aus den Eigenvektoren der Korrelationsmatrix der untersuchten Größe gebildet.

Die Produkte aus den resultierenden Moden und Zeitkoeffizienten spiegeln die räumliche Verteilung sowie die zeitliche Dynamik der im Strömungsfeld überlagerten Strömungsstrukturen wieder und können summarisch in das Ursprungsfeld rücktransformiert werden.

In Abbildung 1.5 sind die ersten acht POD-Druckmoden im Nachlauf eines Zylinders zu sehen. Die erste und zweite Mode sehen annähernd identisch aus. Bei genauerer Betrachtung ist zu sehen, dass die Amplituden beider Modenfelder zueinander versetzt sind. Gleiches gilt für jeweils die dritte und vierte, fünfte und sechste sowie siebte und achte Mode in der Abbildung. Hierbei handelt es sich bei den gezeigten Paaren um kohärente Strömungsstrukturen.

Wie in der Abbildung zu sehen, bietet die Filterung des Strömungsfeldes hingehend kohärenter Strömungsstrukturen einen differenzierten Einblick bei der Analyse turbulenter Strömungen. Hierbei werden Anteile der Strömung sichtbar, die im vollständigen Strömungsfeld mit bloßem Auge nicht zu identifizieren sind.

Gerade im Druck- und Geschwindigkeitsfeld von Strömungsmaschinen, wie Pumpen und Propellern, lassen sich eine Vielzahl kohärenter Strömungsstrukturen identifizieren (siehe auch Mattern et al. (2015) und Witte et al. (2018)). Die periodischen Fluktuationen, her-

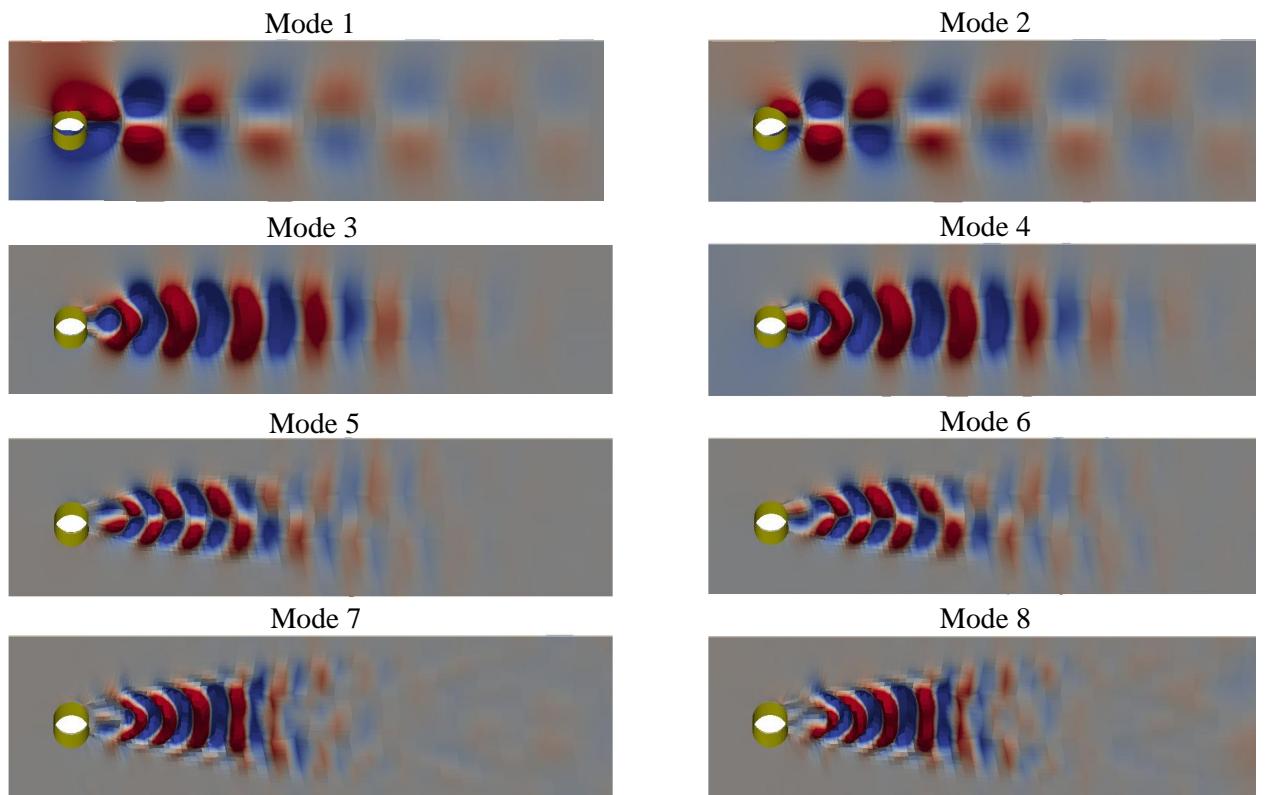


Abbildung 1.5: POD-Druckmoden 1 bis 8 im Zylinder-Nachlauf bei $Re = 500$. Rot: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = 1$; Blau: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = -1$; Mit Referenz zu Abbildung 1.4.

vorgerufen zumeist durch rotierende Bauteile, sind an die Drehfrequenz und deren höhere Ordnungen gekoppelt.

In Abbildung 1.6 sind die POD-Moden der radialen Geschwindigkeitskomponente nach Witte et al. (2018) beispielhaft dargestellt. Es sind Fluktuationsmuster zu sehen, die jeweils die Ordnungen der Blade-Passing-Frequency (BPF) in den Spektren der zugehörigen Zeitkoeffizienten aufweisen. Die BPF-Ordnungen sind hierbei bezogen auf die Drehzahl n des Laufrades sowie die Anzahl der Laufradblätter. Die gesamte kohärente Strömungsstruktur wird durch mindestens eine weitere Mode sowie den jeweiligen Zeitkoeffizienten repräsentiert.

Die hydrodynamische Analyse der POD-Moden und -Zeitkoeffizienten kann Aufschluss über die resultierenden hydroakustischen Schallemissionen geben und somit beispielsweise einen Ansatz für eine hydroakustische Optimierung bieten.

Durch Schlegel et al. (2012) wurde unter anderem die Strömung einer Mischungsschicht experimentell sowie numerisch untersucht und Varianten der POD-Moden des Strömungsfeldes für die Analyse mit Bezug auf die resultierenden Schallemissionen herangezogen. Es konnte beobachtet werden, dass ein relativ geringer Anteil der hydrodynamischen Fluktuationenergie auf die Bildung hydroakustischer Schallquellen zurückzuführen ist. So konnte Schlegel et al. (2012) im Falle der untersuchten Mischungsschicht zeigen, dass 85% der hydroakustischen Druckfluktuationen durch etwa 0,2% der totalen kinetischen Energie im Strömungsfeld hervorgerufen wurden.

Die Untersuchungen von Schlegel et al. (2012) haben unter anderem zum Ziel ‚Reduced Order‘-Verfahren zu entwickeln, um beispielsweise die Schallemissionen die durch Turbulenz



Abbildung 1.6: Iso-Fläche der radialen Komponente der POD-Geschwindigkeitsmode 1, 4 und 39 im Spiralgehäuse einer einstufigen Radialpumpe (Witte et al. (2018)). Rot: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = 1$; Blau: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = -1$.

hervorgerufen werden gezielt zu verringern.

Für ein besseres Verständnis der Vorgänge, die zur Bildung hydroakustischer Schallquellen am Propeller führen, bietet es sich somit an, den Einsatz der POD-Analyse genauer zu überprüfen.

1.1.3 Akustik von Strömungsmaschinen

Bereits zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurde im Bereich der Akustik von Maschinen geforscht. Gutin (1937) führte erste aeroakustische Untersuchungen an rotierenden Luftscheiben durch und konnte zeigen, dass die Akustik aus den periodischen Druckfluktuationen an der Luftscheibe resultiert.

Basierend auf Gutins Arbeit entwickelte Lighthill (1952) eine akustische Analogie, um Schallquellen im Freistrahlgang von Strahltriebwerken exakt zu berechnen. Ausgangspunkt des Berechnungsmodells ist die Euler Gleichung

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} u_j + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} = K_i, \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.1)$$

Für die allgemeine Lösung der Gleichungen 1.1, im Freifeld, wurden zu einem späteren Zeitpunkt akustische Quadrupol-Terme einbezogen.

Die Lighthill-Analogie wurde unter anderem von Curle (1955) (Curle-Analogie), Powell (1964), Ffowcs Williams und Hawkings (1969) (Ffowcs-Williams-Hawkings-Analogie) und Howe (1978) weiterentwickelt. Es folgten Formalismen, die den Einfluss der Wände in die Berechnung der Schallquellen einbezogen.

Schallquellen werden nach der Ffowcs-Williams-Hawkings-Analogie idealisiert als Monopol-, Dipol und Quadrupol-Quellen betrachtet (Russell et al. (1999)).

Eine Monopolquelle stellt vereinfacht eine ‚atmende‘ Kugel dar und kann mit einem Dodekaeder oder Ikosaeder, an dessen Flächen Lautsprecher angebracht sind, nachgebildet werden. Monopolquellen entstehen beispielsweise durch die Verdrängung der Strömung im Bereich der Propellerblätter.

Dipolquellen entstehen zumeist, wenn die freie oder abgelöste Strömung auf eine Oberfläche auftrifft. Die Schallwellen des Dipolstrahlers breiten sich im Fluid sowie Festkörper aus und können mit einem einzelnen wandbündigen Lautsprecher nachgebildet werden. Am Propeller entstehen unter anderem durch periodisches Ablösen und -Wiederanlegen der Grenzschichten solche Dipolquellen (Amiet (1976)).

In den freien Scherschichten hingegen, abseits der Wände, bilden sich durch Turbulenz typischerweise Quellen mit einem Quadrupol-Charakter.

Mit der Anwendung des klassischen Kirchhoff-Integrals, zur Lösung der Wellengleichung, steht eine vollständige Theorie für die Berechnung der Akustik im Freistrahlgang zu Verfügung.

Solche Integralmethoden sind gerade für die Berechnung kompakter Schallquellen geeignet, die an einem einzelnen diskreten Ort vorkommen. Sofern nicht-kompakte Quellen im gesamten Strömungsgebiet das Schallfeld charakterisieren, sind Volumendiskretisierungsverfahren die geeigneten Verfahren (siehe Lerch et al. (2009)).

In den 1990er Jahren konnten viele für die Strömungsakustik relevante Gebiete einen erheblichen Fortschritt verzeichnen. Dazu zählen die Erkenntnisse der Strömungsmechanik und der

Turbulenzforschung, welche ihren Fortschritt der Verbesserung der Computerleistung, neuer CFD-Verfahren und nicht zuletzt der Verbesserung experimenteller Messmethoden, wie der PIV-, Stereo PIV- sowie TOMO-PIV-Technik zu verdanken haben.

So wurde bereits die Akustik, die aus der Zylinderumströmung resultiert, direkt mittels Navier-Stokes Gleichungen berechnet ([Sandberg \(2013\)](#)). Hierbei kam die kompressible DNS zum Einsatz, welches besonders hohe Anforderungen an die zeitliche und räumliche Diskretisierung hat. Die Anwendung dieses Verfahrens auf komplett Strömungsmaschinen ist mit den heutigen Computern aufgrund des hohen Rechen- und Speicheraufwandes nach wie vor kaum zu bewerkstelligen.

Der Grund für den hohen Aufwand und Kernproblematik der Computational-Aeroacoustics ([CAA](#)) und Computational-Hydroacoustics ([CHA](#))-Verfahren ist die große Disparität der Längenskalen sowie der Druckamplituden zwischen der Aero- sowie Hydrodynamik und der resultierenden Aero- sowie Hydroakustik.

So ist die Schallgeschwindigkeit in den meisten Problemstellungen deutlich höher als die Strömungsgeschwindigkeit und der Schalldruck deutlich kleiner als der äquivalente statische Druck.

Mit einem auf die [CFD](#) angepasstem Rechengitter müsste beispielsweise die Zeitschrittweite deutlich kleiner sein, um die Ausbreitung der Schallwellen korrekt berechnen zu können, wodurch der Rechenaufwand sehr hoch und für die meisten Anwendungen unrealistisch wird.

Eine weitere Möglichkeit für die Berechnung der Akustik in Strömungen bieten sogenannte Hydrodynamic-/Acoustic-Splitting ([HAS](#))-Ansätze. Hierbei werden die Strömung und die Akustik separat nacheinander berechnet. Die Schallquellen werden auf Basis eines Störungsansatzes aus den statischen beziehungsweise hydrodynamischen Druck- und Geschwindigkeitsfeldern der [CFD](#)-Simulation ermittelt. Die Berechnung der Wellenausbreitung erfolgt anschließend mittels klassischer Wellengleichung auf einem angepassten Rechengitter.

Ein Vertreter dieser Gruppe ist der Expansion-about-Inkompressible-Flow ([EIF](#))-Ansatz nach [Hardin und Pope \(1994\)](#) sowie [Shen und Sorensen \(1999\)](#), der im Rahmen eines abgeschlossenen DFG-Projektes am nabelosen Propeller eingesetzt wurde. Die Berechnungen wurden vom Projektpartner, dem Institut für Modellierung und Berechnung der Technischen Universität Hamburg (siehe [Schulze und Estorff \(2006\)](#) sowie [Estorff et al. \(2009\)](#)), durchgeführt und für die hydroakustische Analyse in dieser Arbeit herangezogen.

1.2 Zielstellung und Aufbau der Arbeit

Eine Verringerung der Schallemissionen von Propellerantrieben kann unten anderem durch akustisch, optimierte beziehungsweise alternative Antriebskonzepte realisiert werden. Für gezielte akustische Optimierungen sind Kenntnisse über die Positionen der Schallquellen sowie deren hydrodynamischen Ursachen wichtige Anhaltspunkte.

Ziel der Untersuchungen ist es, die Bildung und Abstrahlung hydroakustischer Schallquellen im Strömungsgebiet nachzuvollziehen und somit ein besseres Verständnis der hydrodynamischen Vorgänge, die zur Bildung von Hydroschall am Propeller führen, zu erhalten.

Neben Optimierungen ist der Einsatz alternativer Antriebskonzepte von besonderem Interesse. Die hydrodynamischen Analysen in dieser Arbeit haben im Einzelnen zum Ziel, das stationäre sowie instationäre Strömungsfeld des nabenhohen Propellers zu quantifizieren.

Innerhalb der hydrodynamischen Analysen ist zu überprüfen inwiefern die spektralen Anteile der Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen mit den hydroakustischen Schallemissionen korrelieren. Für die Analysen wurden sowohl experimentelle als auch numerische Methoden herangezogen. Die hydroakustischen Berechnungen wurden vom Projektpartner dem Institut für Modellierung und Berechnung der Technischen Universität Hamburg mittels [EIF](#)-Ansatz durchgeführt und die Ergebnisse für die Analysen bereitgestellt.

Es entstehen im Strömungsfeld mehrere helixförmige Wirbelstrukturen an den Propellerblättern die sich stromab ausbreiten bis der Zerfall einsetzt und diese dissipieren. Die Arbeit skizziert in diesem Zusammenhang wie es zur Bildung und zum Zerfall dieser helixförmigen Strömungsstrukturen kommt.

Derartige Strömungsstrukturen sind im Strömungsfeld zum Teil überlagert, wodurch eine differenzierte Analyse mit Hinblick auf die resultierenden hydroakustischen Schallemissionen erschwert wird.

Durch die Trennung kohärenter Strömungsstrukturen mittels [POD](#)-Analyse vom restlichen Strömungsfeld können einzelne Strömungsstrukturen, die eine ausgeprägte charakteristische Frequenz im hydrodynamischen Spektrum besitzen, separat analysiert und bewertet werden.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist in diesem Zusammenhang die Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen im Strömungsfeld des nabenhohen Propellers sowie die Analyse mit Bezug auf die resultierenden hydroakustischen Schallemissionen. In diesem Rahmen soll geklärt werden, inwiefern die identifizierten kohärennten Strömungsstrukturen für die hydroakustische Analyse von Relevanz sind.

Es wurde erstmalig das vollständige Schallfeld eines nabenhohen Propellers berechnet. Die Ergebnisse werden im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt. Die hydroakustischen Analysen haben unter anderem zum Ziel, die Schallquellen am Propeller sowie im Nachlauf zu identifizieren und die Kopplung zu den Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen des Strömungsfeldes zu quantifizieren.

Zusammengefasst sind die Zielstellungen der Arbeit:

- Quantitative und qualitative Analyse des Strömungsfeldes sowie der helixförmigen Nachlauf-Strukturen
- Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen im Strömungsfeld
- Experimentelle Analyse der Hydrodynamik sowie der Hydroakustik

- Berechnung der Hydroakustik (Diese Arbeiten wurden vom DFG-Projektpartner, dem Institut für Modellierung und Berechnung der Technischen Universität Hamburg, durchgeführt)
- Identifikation sowie Analyse der Schallquellen am Propeller und im Nachlauf

Die weiterführende Arbeit gliedert sich in weitere vier Kapitel auf, die sich den mathematischen Grundlagen der verwendeten Modelle in Kapitel 2, den eingesetzten Analyseverfahren in Kapitel 3, dem Aufbau der experimentellen sowie numerischen Untersuchungen in Kapitel 4 und der Präsentation der Ergebnisse sowie der Diskussion in Kapitel 5 widmen.

2 Grundlagen der Strömungsmechanik und Hydroakustik

Die vollständigen Gleichungen zur Beschreibung der Bewegung viskoser Fluide wurden durch Navier (1827), Poisson (1831), Saint Venant (1843) und Stokes (1845), unabhängig voneinander, entwickelt und sind heute auch als Navier-Stokes Gleichungen bekannt.

Eine besondere Bedeutung kam diesen Gleichungen mit dem Aufkommen der digitalen Computertechnologie sowie den darauf aufbauenden CFD-Verfahren mit Ende des 20. Jahrhundert zuteil, womit instationäre Strömungsvorgänge sowie das Phänomen der Turbulenz detailliert untersucht werden konnten.

In ihrer allgemeinen Form sind diese Gleichungen in der Lage die Bildung und Ausbreitung von Schall in Fluiden zu beschreiben und sind deshalb auch für die Strömungsakustik von besonderem Interesse. Hierbei werden durch die Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen Dichtewellen im kompressiblen Fluid erzeugt, die sich mit der Schallgeschwindigkeit ausbreiten.

Somit ist ersichtlich, dass die Strömungsakustik als Grenzgebiet zwischen der Strömungsmechanik und der Akustik angesehen werden kann (Goldstein (1974)).

Im folgenden Kapitel werden in diesem Zusammenhang die Grundgleichungen der Strömungsmechanik und Akustik sowie die verwendeten numerischen Modelle vorgestellt.

2.1 Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik

Die Transportgleichungen beschreiben den Erhalt von Masse, Impuls sowie Energie und sind ein wesentlicher Bestandteil heutiger Berechnungsverfahren im Ingenieurbereich.

Das strömende Fluid wird hierbei als Kontinuum angesehen, da die mittlere freie Weglänge der Moleküle wesentlich kleiner gegenüber den Abmessungen im Strömungsfeld ist.

Die Komponenten der Geschwindigkeit $u_i(x_i, t)$ des skalaren Drucks $p(\underline{x}, t)$, der Dichte $\rho(\underline{x}, t)$ sowie der Temperatur $\vartheta(\underline{x}, t)$ werden in diesem Zusammenhang als kontinuierliche Funktion des Ortes und der Zeit angenommen.

Weiterhin werden Stoffeigenschaften wie die kinematische Viskosität $\nu(\vartheta)$ und die Wärmekapazität $C_p(H, \vartheta)$, $C_v(U, \vartheta)$ zur Beschreibung herangezogen.

Die Herleitung der linken Seite der Transportgleichungen für die Strömungsmechanik erfolgt auf Basis des Reynold'schen Transporttheorems

$$\frac{dI}{dt} = \int_V \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial \phi u_j}{\partial x_j} \right) dV \quad (2.1)$$

(siehe Oertel et al. (2011)). Durch Substitution der Variable ϕ wird die Gleichung 2.1 für die jeweils zu bilanzierende Zustandsgröße gewählt. ϕ kann jede beliebige tensorielle Größe

sein. Aus $\phi = \rho$ resultiert die linke Seite der Massenbilanz

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} \right) dV = 0 \quad (2.2)$$

in integraler Form. Diese setzt sich aus einer lokalen zeitlichen Ableitung $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ sowie einem konvektivem Term $\frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j}$ zusammen.

Durch die Substitution von $\phi = \rho u_i$ in das Reynold'sche Transport Theorem

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} \right) dV = \sum_i F_i, \quad (2.3)$$

resultiert die linke Seite der Navier-Stokes Gleichung. Die rechte Seite dieser Gleichung resultiert aus der Summe aller am Kontrollvolumen anliegenden Kräfte.

Hierbei werden die anliegenden Kräfte in Volumen- und Oberflächenkräfte unterschieden. Die Volumenkräfte werden durch konservative Kräfte, wie der Gravitation oder Magnetfelder, erzeugt. Die Oberflächenkräfte resultieren aus der inneren Reibung des Fluides.

Die Deformation und innere Spannung des Fluides wird aus der Kräftebilanz des betrachteten Kontinuums, dessen Kinematik und den Materialgesetzen bestimmt, wobei sogenannte rheologische Modelle zum Einsatz kommen. Im Fall der Herleitung der Navier-Stokes Gleichungen wird beispielsweise die Reihenschaltung eines Kelvin- sowie eines Newton-Körpers verwendet.

Aus der Kräftebilanz folgt die rechte Seite der Gleichung 2.3 und schließlich die vollständige, kompressible Navier-Stokes Gleichung

$$\underbrace{\frac{\partial \rho u_i}{\partial t}}_{\text{lok. zeitl. Änderung}} + \underbrace{\frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j}}_{\text{Konvektion}} = - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x_i}}_{\text{skalarer Druck}} + \underbrace{\rho K_i}_{\text{Quelle}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ji} \right) \right]}_{\text{Diffusion}}. \quad (2.4)$$

Die Navier-Stokes Gleichungen sind für alle Reynoldszahlen gültig, sofern die zuvor getroffene Annahme eines Kontinuums erhalten bleibt. Oberhalb einer kritischen Reynoldszahl tritt das Phänomen der Turbulenz auf, welches durch dreidimensionale Fluktuationen des Drucks und der Geschwindigkeit charakterisiert ist.

Die Werte einer beliebigen, statistisch stationären Strömungsgröße $\phi(\underline{x}, t)$ schwanken beziehungsweise fluktuiieren um einen Mittelwert $\bar{\phi}(\underline{x})$. Durch Abzug des Mittelwertes von der zeitveränderlichen Strömungsgröße resultiert hierbei die Fluktuationsgröße $\phi'(\underline{x}, t) = \phi(\underline{x}, t) - \bar{\phi}(\underline{x})$. Dieser Ansatz wurde durch O. Reynolds (1842-1912) für die Analyse der Turbulenz in Strömungen verwendet und ist deshalb auch als Reynoldszerlegung

$$\phi(\underline{x}, t) = \bar{\phi}(\underline{x}) + \phi'(\underline{x}, t) \quad (2.5)$$

bekannt.

In Abbildung 2.1 sind die Fluktuationsgröße sowie die zugehörige Mittelung schematisch dargestellt. In der Abbildung ist zu sehen, dass die Fluktuationen ein statistisch stationäres

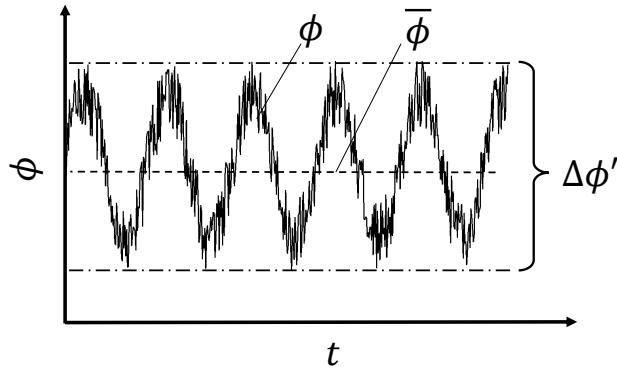


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Strömungsgröße ϕ , des dazugehörigen Mittelwerts $\bar{\phi}$ sowie der Fluktuation $\Delta\phi'$.

Verhalten aufweisen und aus einem periodischen sowie nicht-periodischen Anteil zusammengesetzt sind. Die periodischen Anteile werden in Strömungsmaschinen beispielsweise durch den Einfluss der rotierenden Bauteile des Antriebs erzeugt.

Für weitere Berechnungen auf Basis der Reynoldszerlegung sind zusätzliche Rechenregeln erforderlich. Die Fluktuationsanteile der Strömungsgröße ϕ entfällt durch die Mittelung über die Zeit $\bar{\phi}' = \bar{\phi\phi'} = 0$. Für doppelte Mittelung gilt $\bar{\bar{\phi}} = \bar{\phi}$. Das Mittel der Korrelation zweier Fluktuationsgrößen wird zu $\bar{\phi'\phi'} \neq 0$.

2.2 (Unsteady)-Reynolds-Averaged-Navier-Stokes ((U)RANS) Gleichungen

Die im vorherigen Abschnitt erläuterten Erhaltungsgleichungen werden in dieser Arbeit für die numerische Strömungsanalyse verwendet. In ihrer allgemeinen Form folgt aus der diskreten Form der Navier-Stokes Gleichungen das DNS-Verfahren, welches durch seine hohen Anforderungen an die zeitliche und räumliche Auflösung jedoch unpraktikabel für den Großteil der technischen Anwendungen ist. Die erforderliche hohe Auflösung geht hierbei herunter bis zur von Kolmogorow (1941) postulierten Mikroskala, welche die kleinste Skala in der Energiekaskade einer statistisch turbulenten Strömung darstellt und den Übergang der kinetischen in thermische Energie markiert.

Aktuelle CFD-Verfahren nutzen Turbulenzmodelle, wodurch die hohe räumliche und zeitliche Diskretisierung unter Verlust der Genauigkeit reduziert wird. Die (U)RANS ist ein Vertreter aktueller CFD-Verfahren und wird auf Basis der im vorherigen Abschnitt erläuterten Reynoldszerlegung hergeleitet. Hierbei werden die Strömungsgrößen in den Navier-Stokes Gleichungen durch einen separaten mittleren und fluktuiierenden Anteil ersetzt, woraus

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_i \cdot \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j) + \rho \bar{F}_i \quad (2.6)$$

folgt. Das resultierende Gleichungssystem dreier partieller Differenzialgleichung hat zehn unbekannten Größen. Dazu zählen drei Geschwindigkeitskomponenten \bar{u}_i , eine Druckkom-

ponente \bar{p} und sechs Reynoldsspannungen $-\rho\bar{u}'_i\bar{u}'_j$. Zur Schließung des Gleichungssystems wird für gewöhnlich die Hypothese von Boussinesq

$$-\rho\bar{u}'_i\bar{u}'_j = \rho\nu_t \left(\frac{\partial\bar{u}'_j}{\partial x_i} + \frac{\partial\bar{u}'_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3}\rho\delta_{ij}k \quad (2.7)$$

verwendet, in der die Reynoldsspannungen mit Hilfe der turbulenten kinetischen Viskosität abgeschätzt werden. Die turbulente Viskosität ν_t wird wiederum durch weiterer Modellannahmen approximiert. Hierfür werden algebraische-, N-Gleichungen und nicht lineare Eddy-Viskosity Modelle herangezogen. Zumeist werden jedoch Zweigleichungsmodelle, wie das $k-\varepsilon$ oder das $k-\omega$ Modell nach Wilcox (1988, 2008), für (U)RANS-Simulationen technischer Strömungen eingesetzt. Durch die Turbulenzmodelle werden zusätzliche Erhaltungsgleichungen für die turbulente kinetische Energie k , die Dissipation ε sowie die spezifische Dissipationsrate ω gelöst.

Das $k-\omega$ -Shear-Stress-Transport (SST)-Modell nach Menter (1994) gehört ebenfalls zur Gruppe der Zweigleichungsmodelle und ist eine Weiterentwicklung des $k-\omega$ Modells. Das klassische $k-\omega$ Modell benötigt keine Dämpfungsfunktion im Bereich der viskosen Unterschicht und erlaubt somit die Spezifikation einfacher Dirichlet-Randbedingungen, wodurch es anderen Modellen gerade mit Hinblick auf die numerische Stabilität überlegen ist. Jedoch reagiert es sehr empfindlich auf Änderungen spezifischer Parameter im Freistrahl, was dazu führt, dass die Druckgradienten in diesem Bereich im Vergleich zum DNS-Verfahren große Unterschiede aufweisen können. Das $k-\varepsilon$ -Modell kann im Gegenzug die Druckgradienten mit einer sehr geringen Abweichung DNS-Verfahren zuverlässiger berechnen. Aus diesem Grund wurde das $k-\varepsilon$ -Modell mit dem $k-\omega$ Modell zum $k-\omega$ -SST-Modell gekoppelt. Somit hat Menter (1994) die Vorteile beider Modelle in einem Modell vereint.

Es werden Transportgleichungen für turbulente kinetische Energie k sowie die spezifische Dissipationsrate ω gelöst. Die Gleichungen 2.8 bis 2.9 sind die bereits umformulierten Transportgleichungen nach Menter (1994) für das $k-\omega$ -SST-Modell.

$$\frac{\partial\rho k}{\partial t} + \frac{\partial\rho k u_j}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{Produktion}} - \underbrace{\beta^* \rho \omega k}_{\text{Dissipation}} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial\rho\omega}{\partial t} + \frac{\partial\rho\omega u_j}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{Produktion}} - \underbrace{\beta \rho \omega^2}_{\text{Dissipation}} + \underbrace{2(1-F_1)\rho\sigma_\omega{}^2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial\omega}{\partial x_j}}_{\text{Kreuzdiffusion}} \quad (2.9)$$

Die turbulente Viskosität ist hierbei definiert als

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (2.10)$$

und wird aus dem Quotienten der turbulenten kinetischen Energie k und der Dissipationsrate ω gebildet. Die genauen Details zu den verwendeten Parameter sind in der Arbeit von Menter (1994) zu finden.

In dieser Arbeit wurden (U)RANS-Simulationen unter anderem für die Bestimmung der integralen Kennziffern wie dem Freifahrtverhalten des nabenhohen Propellers genutzt. Für die Berechnung der Strömungsfelder kam das $k-\omega$ -SST-Modell zum Einsatz.

2.3 Large-Eddy Simulation (LES)

Die **LES**, auch bekannt als Grobstruktursimulation, gehört nach [Menter \(2015\)](#) zu den skalenauflösenden **CFD**-Verfahren. Durch das **LES**-Verfahren werden die Fluktuationen, im Vergleich zum **(U)RANS**-Verfahren, in einem geringeren Maße gedämpft. Instationäre Strömungsstrukturen, wie der helixförmige Propellernachlauf, können mit Hilfe dieses Verfahrens somit berechnet und analysiert werden.

Der Berechnungsansatz für das **LES**-Verfahren wurde auf Grundlage der Arbeit des Mathematikers A. N. Kolmogorow entwickelt. Nach [Kolmogorow \(1941\)](#) zeigen die großen Wirbel ein anisotropes, die kleinen Wirbel jedoch ein isotropes Verhalten im statistischen Mittel. Im Gegensatz zur **DNS**, die das gesamte Spektrum der Fluktuationen bis zur kleinsten Kolmogorow Mikroskala direkt berechnet, werden die kleinsten Wirbel im Falle der **LES** durch das 'subgrid' Turbulenzmodell, oder auch Feinstrukturmodell, berechnet beziehungsweise modelliert.

Erstmals wurde durch [Deardorff \(1970\)](#) eine **LES** einer Poiseuille Strömung mit 6720 Rechenknoten berechnet. Bis heute hat sich der grundlegende mathematische Kern nicht verändert.

Die Strömungsgröße $\phi(\underline{x}, t)$ wird für das **LES**-Verfahren tiefpassgefiltert. Der Tiefpass wird für die diskrete Form der **LES**-Gleichungen durch das vorhandene Rechengitter automatisch realisiert. Die Strömungsgröße

$$\phi(\underline{x}, t) = \hat{\phi}(\underline{x}, t) + \check{\phi}(\underline{x}, t). \quad (2.11)$$

setzt sich aus der Summe der direkt berechneten Strömungsgrößen $\hat{\phi}(\underline{x}, t)$ sowie der modellierten Strömungsgröße des 'subgrid' Modells $\check{\phi}(\underline{x}, t)$ zusammen. Durch die Tiefpassfilterung wird somit der Bereich der Grobstruktursimulation vom Bereich des Feinstrukturmodells separiert. Im Anschluss werden die Strömungsgrößen aus Gleichung 2.11 in die Navier-Stokes Gleichungen eingesetzt. Es resultiert die gefilterte Navier-Stokes Gleichung

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} \right) + F_i. \quad (2.12)$$

Das Gleichungssystem 2.12 hat mehr unbekannte Größen als Gleichungen und benötigt aus diesem Grund zusätzlichen einen Schließungsansatz. Es wird eine neue Größe, die **SGS**-Schubspannung $\tau_{SGS} = \hat{u}_i \hat{u}_j - \widehat{u_i u_j}$, eingeführt und in die gefilterte Form der Navier-Stokes Gleichungen 2.12 eingesetzt

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \hat{u}_i \hat{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\widehat{\tau_{ij}} - \tau_{ij}^{SGS} \right] + F_i. \quad (2.13)$$

Das Gleichungssystem wird auf Basis des Boussinesq-Hypothese

$$\tau_{SGS} - \frac{1}{3} \tau_{kk}^{SGS} \delta_{ij} \approx -2\nu_{SGS} \hat{S}_{ij}. \quad (2.14)$$

geschlossen, wobei für die Berechnung der **SGS**-Viskosität beispielsweise das Smagorinsky Modell

$$\nu_{SGS} = l_S^2 |\hat{S}_{ij}|, \quad |\hat{S}_{ij}| = \sqrt{2 \hat{S}_{ij} \hat{S}_{ij}} \quad (2.15)$$

nach Smagorinsky (1963) verwendet wird. Sie wird aus der proportionale Länge $l_S = C_S \Delta$, der Smagorinsky Konstante C_S sowie der Gitterweite Δ gebildet. Die Smagorinsky Konstante wird durch mehrere Vereinfachungen abgeschätzt, wobei ein Gleichgewicht zwischen der Produktion und der Dissipation der Wirbel angestrebt wird.

2.4 Hybride LES Modelle

Hybride LES-Verfahren gehören nach Menter (2015) ebenfalls zur Klasse der SRS-Verfahren und kombinieren die LES mit der (U)RANS. Diese Verfahren wurden entwickelt, um das Verhalten der instationären Strömungsstrukturen mit einem geringerem Rechen- und Speicherarufwand untersuchen zu können, als es mit klassischen Verfahren, wie der DNS und LES, möglich ist.

Die Anforderungen an die Diskretisierung einer (U)RANS sind im Vergleich zur LES deutlich niedriger. Jedoch wird wiederum bei der (U)RANS die Ausbreitung instationärer Strömungsstrukturen durch eine hohe Dämpfung des Turbulenzmodells verhindert.

Die Kombination der (U)RANS und LES erfolgt auf Basis lokaler Parameter und ist entscheidend für die Qualität des Rechenergebnisses. So wurden bereits verschiedene Varianten dieses Verfahren entwickelt, die zum Teil Weiterentwicklungen darstellen.

Die jeweiligen Verfahren greifen dabei auf die mathematischen Ansätze ihrer Vorgänger zurück und haben spezifische Stärken und Schwächen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine moderne Variante der DES, die Stress-Blended-Eddy Simulation (SBES), für die Berechnung der transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder des nabenlosen Propellers verwendet. In Abbildung 2.2 ist in diesem Kontext eine Skizze zur Entwicklung hybrider DES-Verfahren zu sehen.

Die einzelnen Varianten der DES werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt und näher erläutert.

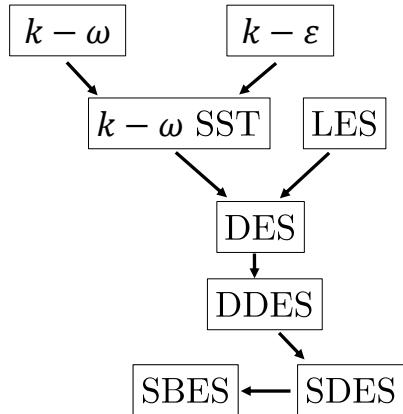


Abbildung 2.2: Übersicht zur Entwicklung hybrider LES-Verfahren.

2.4.1 Detached-Eddy Simulation (DES)

Die DES nach Spalart et al. (1997) gehört zu den ersten hybriden LES-Verfahren. Die Rechendomain wird hierbei räumlich in LES- und (U)RANS-Zonen aufgeteilt. Die Aufteilung der Zonen erfolgt anhand des Kriteriums

$$\begin{aligned} C_{DES}\Delta_{max} > L_t &\rightarrow \text{(U)RANS} \quad \text{mit} \quad \Delta_{max} = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) \\ C_{DES}\Delta_{max} \leq L_t &\rightarrow \text{LES}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Dieses Kriterium vergleicht die Größen des Rechengitters Δ_{max} sowie der kleinsten Wirbel L_t im Rechengebiet und schaltet automatisch in den (U)RANS- beziehungsweise den LES-Modus. Die turbulente Länge

$$L_t = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.17)$$

wird mit Hilfe von k und ω aus dem (U)RANS-Turbulenzmodell bestimmt. An den Wänden sind unter anderem die kleinsten Wirbel zu finden, wodurch das DES-Verfahren in diesem Bereich zumeist im (U)RANS Modus arbeitet. In den freien Scherschichten hingegen ist L_t größer, was dazu führt, dass Verfahren in diesen Bereichen überwiegend im LES Modus arbeitet.

Für die Herleitung des DES-Ansatzes erfolgt eine Umformulierung des Dissipationsterms in der k Gleichung 2.8. Für den neuen Dissipationsterm

$$E_{DES} = \rho \frac{k^{3/2}}{L_t} \max\left(1, \frac{L_t}{C_{DES}\Delta}\right) \quad (2.18)$$

nach Menter (2015), wird unter anderem das Verhältnis der turbulenten Länge L_t und der Gitterweite Δ bestimmt. Ist Δ kleiner als L_t wird L_t für die Berechnung des Dissipationsterms genutzt. Sofern jedoch Δ größer als L_t ist, wird Δ für die Berechnung des Terms verwendet.

Aufgrund hoher Gradienten im Bereich der Wände ist es ohne zusätzliches Wandmodell erforderlich das numerische Rechengitter sehr fein zu „vernetzen“. Für hexaedrische, blockstrukturierte Rechengitter, wie sie für viele Anwendungen im Bereich der CFD-Simulationen eingesetzt werden, beutet dies jedoch, dass sich die Anzahl der Knoten im gesamten Rechengitter und somit der Rechen- sowie Speicheraufwand erhöht. Gerade im Falle des LES und DNS-Verfahrens entstehen durch die erforderliche hohe räumliche Diskretisierung im Bereich der Wände insgesamt sehr feine Rechengitter.

Im Falle eines hybriden LES-Verfahrens kann statt eines hochaufgelösten LES Rechengitters ein optimiertes (U)RANS-Rechengitter verwendet und somit der erforderliche Rechen- und Speicheraufwand deutlich reduziert werden.

Die DES ist jedoch in Bezug auf ihre Flexibilität begrenzt, da das Rechengitter den Anforderungen des Verfahrens genau entsprechen muss. So kann es zu gitterinduzierten Ablösungen im Bereich der Grenzschicht kommen, die auf Sprünge zwischen dem LES- und (U)RANS-Verfahren innerhalb einer zusammenhängenden Strömungsstruktur, wie beispielsweise einer Ablöseblase, zurückzuführen sind (siehe Menter (2015)).

2.4.2 Delayed-Detached-Eddy Simulation (DDES)

Die von Menter und Kuntz (2003) entwickelte Delayed-Detached-Eddy Simulation (DDES), welche eine Variante der DES ist, nutzt eine zusätzliche Funktion F_{DES} im Dissipationsterm

der k Gleichung 2.18

$$E_{DDES} = \rho \frac{k^{3/2}}{L_t} \max \left(1, \frac{L_t}{C_{DDES} \Delta} (1 - F_{DDES}) \right), \quad (2.19)$$

um die gitterinduzierten Ablösungen zu reduzieren. Die Funktion F_{DDES} beträgt im Bereich der Wandgrenzschicht eins und außerhalb davon null, was für eine schwachen Abschirmung der jeweiligen LES- und (U)RANS-Zonen sorgt.

Es hat sich jedoch gezeigt, dass das „Blending“, also der Übergang zwischen (U)RANS und LES, bei hohen Druckgradienten versagen kann. Infolge werden Strömungseffekte, wie Ablöseblasen nicht vollständig durch das (U)RANS-Verfahren erfasst (siehe Menter (2015)).

2.4.3 Shielded-Detached-Eddy Simulation (SDES)

Die im vorherigen Abschnitt erläuterte Funktion F_{DDES} charakterisiert die Familie der DDES-Verfahren. Teil dieser Familie ist die Shielded-Detached-Eddy Simulation (SDES), welche eine umformulierte Variante der DDES Funktion F_{DDES} für die Einteilung der LES- und (U)RANS-Zonen nutzt. Die neue SDES-Funktion F_{SDES} wird in einem zusätzlichen Senke-Term

$$E_{SDES} = -\beta^* \rho k \omega \cdot F_{SDES} \quad \text{mit} \quad F_{SDES} = \left[\max \left(\frac{L_t}{C_{SDES} \Delta_{SDES}} (1 - f_S), 1 \right) - 1 \right] \quad (2.20)$$

ausgedrückt, der in die k Bilanz aus Gleichung 2.8 hinzugefügt wird. Eine neu eingeführte Shielding-Funktion f_S sorgt für einen besseren Schutz der jeweiligen LES- und (U)RANS-Zonen und reduziert die Wahrscheinlichkeit gitterinduzierter Ablösungen.

2.4.4 Stress-Blended-Eddy Simulation (SBES)

Eine weiteres Mitglied der DDES Familie ist die SBES nach Menter et al. (2016). Hierbei wird wie bereits bei der SDES eine zusätzliche Shielding-Funktion f_S verwendet. Das Blending erfolgt auf Basis der Schubspannung

$$\tau_{ij}^{SBES} = f_S \cdot \tau_{ij}^{RANS} + (1 - f_S) \cdot \tau_{ij}^{LES} \quad (2.21)$$

unter Einsatz der Shielding Funktion f_S . Analog zu Gleichung 2.21 wird die turbulente Viskosität ν_t^{SBES} berechnet. Für $f_S = 1$ berechnet das Modell die Strömung im (U)RANS- und für $f_S = 0$ im LES-Modus. Hierbei werden Strömungsstrukturen, wie beispielsweise Ablöseblasen in den Grenzschichten, vollständig durch das (U)RANS-Verfahren erfasst und der (U)RANS-Modus bis zum Zerfall dieser Strömungsstruktur aufrecht gehalten, wodurch gitterinduzierte Ablösungen durch Sprünge zwischen den Modellen innerhalb einer zusammenhängenden Strömungsstruktur vermieden werden.

Aufgrund des hybriden Ansatzes werden die turbulenten Strömungsgrößen, wie die totale Dissipation ε sowie die totale turbulente kinetische Energie

$$k_{tot} = k_{SST} + k_{SGS} + k_{RES} \quad (2.22)$$

aus der Summe des aufgelösten Anteils

$$k_{RES} = \frac{1}{2} \left(\overline{(u'_i)^2} + \overline{(u'_j)^2} + \overline{(u'_k)^2} \right) \quad (2.23)$$

sowie der modellierten Anteile des (U)RANS- k_{SST} und LES-Verfahrens k_{SGS} berechnet.

Die Fluktuationsgrößen in Gleichung 2.23 werden mittels Integralausdruckes

$$\overline{(u')^2} = \frac{1}{T} \int_0^T (u(t) - \bar{u})^2 dt \quad (2.24)$$

gemittelt und sind per Definition $\neq 0$. Die modellierte turbulente kinetische Energie des (U)RANS-Verfahrens k_{SST} resultiert aus der Lösung der k Gleichungen. Die modelliert turbulente kinetische Energie des LES-Verfahrens

$$k_{SGS} = \frac{\nu_{SGS}}{C_\nu \Delta} \quad (2.25)$$

wird auf Basis der SGS-Viskosität, der Konstante C_ν sowie der Gitterweite Δ berechnet.

Die SBES wurde im Rahmen dieser Arbeit für die Berechnung der transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder des nabenhohen Propellers eingesetzt.

2.4.5 Diskretisierung der hybriden LES

Für die numerische Strömungssimulation mittels CFD-Verfahren werden ein Rechengitter und ein passendes räumliches sowie zeitliches Diskretisierungs-Schemata benötigt. Die Anforderungen an das Rechengitter sind abhängig vom verwendeten CFD-Verfahren sowie der Reynolds-Zahlen $Re = \frac{uD}{\nu}$.

Für die räumliche Diskretisierung werden konservative Verfahren, wie die Finite-Volumen (FV) oder die Finite-Elemente (FE)-Methode herangezogen, um die Transporteigenschaften von Masse, Impuls und Energie erhalten zu können (Ferziger et al. (2008)).

Die FV-Methode berechnet die Strömungsgrößen auf Basis des Zellmittelpunkt-Schemata. Die Bilanzgleichungen werden durch Integration über die Flächenelemente des Volumen-Elements gelöst und die Oberflächenwerte mit Hilfe der angrenzenden Volumen-Elemente interpoliert.

Im Gegensatz dazu wurde die FE-Methode ursprünglich für die Festkörper-Mechanik, zur Berechnung von Strukturproblemen entwickelt. Mittlerweile findet diese Methode jedoch auch ihren Einsatz bei der Berechnung von Strömungen. Weitere Details zum Einsatz von FE-Verfahren zur Diskretisierung der Navier-Stokes-Gleichungen sind in den Arbeiten von Girault et al. (1986) und Fletcher (1991) zu finden.

In dieser Arbeit wurde eine Elemente-basierte FV-Methode der Software ANSYS CFX 19.1 verwendet. Innerhalb der Softwareumgebung werden finite Volumen um jeden Elementknoten des verwendeten Rechengitters konstruiert, in dessen Mittelpunkte die Erhaltungsgrößen wie Masse und Impuls gespeichert werden. Die Grenzflächen der finiten Volumen werden hierbei aus den Element-Mittelpunkten konstruiert.

Zur Lösung der beschriebenen Gleichungssysteme werden Differenzenschemata benötigt, die gering dissipativ sind, um den Anforderungen einer SRS gerecht zu werden.

Bei dissipativen Schemata resultiert ein Abbruchfehler aufgrund eines diffusiven Terms aus der Taylorreihe, der die Fluktuationsenergie in der Simulation dissipieren lässt (siehe Fletcher (1991)).

Die räumliche Diskretisierung wurde mit Hilfe einer Variante des Central-Difference Scheme (CDS)

$$\delta_x^{CDS2} \phi_i = \frac{1}{2\Delta_x} (\phi_{i+1} - \phi_{i-1}) + \mathcal{O}(\Delta_x^2) \quad (2.26)$$

durchgeführt (siehe ANSYS (2019)). Das CDS zweiter Ordnung funktioniert gut bei simplen Strömungen auf optimalen Gittern. Gerade für eine reine LES ist es, durch seine geringe numerische Dissipation, gut geeignet. Hierbei kann dazu kommen, dass durch das CDS-Verfahren unphysikalischen Oszillationen (engl. wiggles) im Strömungsfeld auftreten und auch für hybride LES-Verfahren wie der DES wird eher ein robusteres Verfahren empfohlen.

Das Bounded-CDS, welches auf dem Normalized Variable Diagram (NVD) Ansatz nach Jasak et al. (1999) basiert, besteht aus einem reinen CDS und einem Blending zwischen dem CDS und dem Upwind Schema

$$\delta_x^{UDS2} \phi_i = \frac{1}{2\Delta_x} (3\phi_i - 4\phi_{i-1} - \phi_{i-2}) + \mathcal{O}(\Delta_x^2) \quad (2.27)$$

zweiter Ordnung. Durch das Blending zwischen den verschiedenen Schemata können unphysikalische Oszillationen gedämpft werden. Dadurch ist dieses Verfahren auch für hybride Modelle, wie die SBES, gut geeignet (Menter (2015)).

Ein implizites Differenzierungsschema zweiter Ordnung

$$G(\phi^{n+1}) = \mathcal{F}(\phi^n, \phi^{n+1}) \quad (2.28)$$

wurde in dieser Arbeit für die Diskretisierung der zeitlichen Terme verwendet. Hierbei wird die Lösung von ϕ^{n+1} durch Iteration berechnet (Fröhlich (2006)).

Für alle CFD-Simulationen wurde ein implizites Backward Eulerverfahren zweiter Ordnung genutzt, da im Gegensatz zur ersten Ordnung die numerische Dissipation geringer ausfällt und die instationären Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen weniger negativ beeinflusst werden.

2.5 Berechnung der Hydroakustik

Die hydroakustischen Schallemissionen eines nabelosen Propellers werden durch die Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen im Strömungsfeld sowie durch mechanische und elektrische Bauteile des Antriebs hervorgerufen. Diese Arbeit beschäftigt sich in diesem Zusammenhang ausschließlich mit dem durch die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen innerhalb des Strömungsfeldes hervorgerufenen Hydroschall, der auch als Strömungsschall bezeichnet wird.

Für die hydroakustische Analyse wurden in dieser Arbeit zwei Wege verfolgt. Im ersten Schritt wurden die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder der CFD-Simulationen hydrodynamisch analysiert. Dafür kam unter anderem die POD-Analyse zum Einsatz. Die

POD-gefilterten kohärenten Strömungsstrukturen wurden anschließend anhand ihrer zeitlichen Dynamik in Bezug zu den charakteristischen Anteilen im Hydroschallspektrum, welches experimentell untersucht wurde, gesetzt.

Im zweiten Schritt wurde die Hydroakustik des nabelosen Propellers mittels numerischen Verfahren berechnet. Die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder aus den CFD-Simulationen wurden hierbei für die Berechnung des hydroakustischen Schallfeldes mittels EIF-Verfahren vom Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG)-Projektpartner, dem Institut für Modellierung und Berechnung der Technischen Universität Hamburg, genutzt und das resultierende Schallfeld für die hydroakustische Analyse bereitgestellt.

Das für die Berechnungen des Schallfeldes verwendete EIF-Verfahren wird im folgenden Kapitel genauer erläutert. Die Grundgleichungen der Akustik bilden den Ausgangspunkt für dieses Berechnungsmodell und werden aus diesem Grund zum Einstieg vorgestellt.

2.5.1 Grundgleichungen der Akustik

Die Grundgleichungen der Akustik werden für ein adiabatisches, reibungsfreies Fluid ohne Hintergrundströmung ($u_i = 0 \text{ m/s}$) für sehr kleine Änderungen der akustischen Grundgrößen \tilde{p} , \tilde{u}_i sowie $\tilde{\rho}$ hergeleitet. Die hydrodynamischen und akustischen Grundgrößen werden hierfür auf Basis eines Trennungsansatzes

$$P = \tilde{p} + p, \quad \rho = \tilde{\rho} + \rho_0, \quad U_i = \tilde{u}_i \quad (2.29)$$

in die Massen- und Impulsbilanz substituiert. Die vollständige Herleitung der akustischen Grundgleichungen ist bereits in der Literatur (Raichel (2006) und Lerch et al. (2007)) ausführlich dokumentiert und wird deshalb in diesem Rahmen in Kurzform vorgestellt. Aus den umgeformten Bilanzgleichungen resultieren die Grundgleichungen der Akustik:

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho} + \rho_0 \operatorname{div} \tilde{u}_i = 0 \quad (2.30)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \operatorname{grad} \tilde{p} = 0. \quad (2.31)$$

Unter der Annahme eines adiabatischen Prozesses eines idealen Gases kann die Übertragung einer Schallwelle als weitestgehend verlustfrei angesehen werden. Die Schallgeschwindigkeit im Gas $c^2 = \kappa T R = \kappa \frac{p}{\rho_0}$ wird als konstant angesehen und wird mit dem Hintergrunddruck p und der Hintergrunddichte ρ_0 gebildet, woraus

$$\tilde{p} = c^2 \tilde{\rho} \quad (2.32)$$

folgt. Die Gleichungen 2.30, 2.31 und 2.32 gehören zu den akustischen Grundgleichungen. Diese linearen Gleichungen erster Ordnung beschreiben das Schallfeld (Schalldruck \tilde{p} , Schallschnelle \tilde{u}_i und die Dichteränderung $\tilde{\rho}$) im verlustfreien Medium und sind Ausgangspunkt für viele Berechnungsmodelle beispielsweise im Bereich der Akustik und Schwingungslehre.

Die Grundgleichungen werden für einen adiabatischen Prozesses in den Ansatz substituiert sowie zwei mal nach der Zeit abgeleitet, woraus die Druckform der Wellengleichung

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial x_i^2} = 0 \quad (2.33)$$

folgt. Anstelle des Schalldrucks \tilde{p} kann durch Substitution der Schallschnelle \tilde{u}_i oder der Dichte ρ jeweils die Schnelle- und die Dichteform der Wellengleichung abgeleitet werden.

Für die Wellengleichung gilt Wirbelfreiheit ($\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = 0$). Daraus folgt für das Schnellefeld ein Geschwindigkeitspotential, oder auch Schnellepotential

$$\tilde{u}_i = \text{grad}\Phi \quad (2.34)$$

genannt und weiterhin für das Druckfeld das Druckpotential

$$\tilde{p} = -\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (2.35)$$

Das Schallfeld kann unter Verwendung des Schnellepotentials vollständig bestimmt werden. Die Potentialform der Wellengleichung lautet

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i^2} = 0. \quad (2.36)$$

2.5.2 Modellierung der Hydroakustik

Der **EIF**-Ansatz gehört zur Gruppe der **HAS**-Ansätze, dessen Vorteil in Bezug zu anderen Verfahren in der separaten Berechnung des hydroakustischen Anteils liegt, wodurch die zeitliche sowie räumliche Diskretisierung angepasst und die Problematik der hohen Disparität der Längen- und Zeitskalen vermieden werden kann.

Das Strömungsfeld wird im ersten Schritt mittels inkompressiblen **CFD**-Verfahren berechnet. Die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder der **CFD**-Simulation werden anschließend auf ein angepasstes Akustik-Rechengitter übertragen. Anschließend wird auf Basis des **EIF**-Ansatzes der kompressible akustische Anteil der Strömung aus den hydrodynamischen Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen berechnet.

Im Gegensatz zu anderen **HAS**-Ansätzen wird die Anregung der Schallwelle im Falle des **EIF**-Ansatzes durch Störungsgrößen realisiert. Der dazugehörige Störungsansatz ist im Bereich der Schallquellen valide, was für die Identifikation von Schallquellen am nabenhohen Propeller von besonderem Interesse ist.

2.5.3 Expansion-About-Incompressible-Flow (EIF) Ansatz

Der **EIF**-Ansatz beruht auf den Arbeiten von **Hardin und Pope (1994)** und wurde durch **Shen und Sorensen (1999)** überarbeitet. Der Ansatz wurde für kleine Machzahlen entwickelt und separiert den Druck, die Geschwindigkeit und die Dichte

$$\begin{aligned} P &= p + \tilde{p} \\ U_i &= u_i + \tilde{u}_i \\ \rho &= \rho_0 + \tilde{\rho}. \end{aligned} \quad (2.37)$$

in einen kompressiblen, akustischen ($\tilde{p}, \tilde{u}_i, \tilde{\rho}$) und einen inkompressiblen, hydrodynamischen (p, u_i, ρ_0) Anteil. Dieser Trennungsansatz wird in die vollständig kompressible Navier-Stokes

Gleichung eingesetzt, woraus anschließend die akustischen Störungsgrößen berechnet werden. Es resultiert ein Satz partieller Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \operatorname{div}(f) &= 0 \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + \operatorname{div}(f_i \cdot (u_j + \tilde{u}_j) + \rho u_i \tilde{u}_j) + \operatorname{grad}(\tilde{p}) &= 0 \\ \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} - c^2 \frac{\partial f_i}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial t} \\ f_i &= \rho_0 \tilde{u}_i + \tilde{\rho} u_i. \end{aligned} \tag{2.38}$$

Aus hydrodynamischer Sicht entsteht die kompressible Navier-Stokes Gleichung. Die inkompressiblen Terme dienen als Grundlage für die Berechnung der Störungsgrößen. Der inkompressible zeitabhängige Term $-\frac{\partial p}{\partial t}$ wird für die Berechnung der Schallquellen in diesem Ansatz verwendet und auch als akustischer Quellterm bezeichnet. Der Ansatz wurde vom Projektpartner in das OpenFOAM ‘Framework‘ implementiert und verifiziert ([Schröder et al. \(2017\)](#)).

3 Analyseverfahren

Im bisherigen Teil der Arbeit wurden die Grundlagen der Strömungsmechanik, der Hydroakustik sowie der verwendeten numerischen Modelle vorgestellt. Ausgangspunkt für die Analysen sind die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder der CFD-Simulationen sowie die Ergebnisse der Messkampagne im Umlaufkanal.

Zu Beginn dieses Kapitels wird die Berechnung der integralen Kenngrößen einschließlich der Messunsicherheiten für die Validierung der numerischen Simulation vorgestellt. Im Anschluss werden die Verfahren zur Gitter-Konvergenzstudie der (U)RANS und SBES-Simulationen erläutert.

Die transienten Druck und Geschwindigkeitsfelder wurden für die Berechnung der hydroakustischen Schallemissionen mittels EIF-Ansatz sowie die Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen mittels POD-Analyse herangezogen. Die mathematischen Grundlagen der POD-Analyse werden im folgenden Kapitel erläutert.

In diesem Zusammenhang soll die POD-Analyse bei der Erforschung der Kopplung zwischen den hydrodynamischen Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen und dem resultierenden hydroakustischen Schallfeld einen besseren Einblick bieten, als es mit den ungefilterten Datensätzen bisher möglich war.

Die gefilterten kohärenten Strömungsstrukturen aus der POD-Analyse können zudem für die Berechnung der spezifischen hydroakustischen Schallemissionen mittels EIF-Ansatz verwendet werden. Zum Abschluss dieses Kapitels wird in diesem Kontext die Implementierung der POD-Moden und Zeitkoeffizienten in den EIF-Ansatz vorgestellt.

3.1 Berechnung der integralen Kenngrößen

Das Freifahrtverhalten beschreibt die hydrodynamischen Eigenschaften eines Propellers der sich mit einer Geschwindigkeit V_A und einer Drehzahl n durch das Wasser bewegt. Der resultierende Schub und das Drehmoment M werden für die Berechnung dimensionsloser Kenngrößen eingesetzt. Es wurden Messungen für verschiedenen Fortschrittsziffern

$$J = \frac{V_A}{nD} \quad (3.1)$$

durchgeführt. Die Fortschrittsziffer dient als Bezugsgröße und setzt die Fortschrittsgeschwindigkeit V_A ins Verhältnis zum Propellerdurchmesser D sowie der Drehzahl n . Somit kann die Fortschrittsziffer als Verhältnis zwischen der Fortschrittsgeschwindigkeit und der Umgangsgeschwindigkeit an den Blattspitzen gedeutet werden, was der Ganghöhe der äquivalenten Schraubenbahn entspricht (Krueger (2005)). Die Steigung der vom Propeller abgehenden freien Wirbel kann näherungsweise mit $\arctan(J/\pi)$ berechnet werden.

Für gleiche Fortschrittsziffern gilt, unter der Voraussetzung der Kavitationsfreiheit sowie unter Vernachlässigung reibungsbedingter Effekte, dass sie die gleichen normierten Schü-

be und Drehmomente aufweisen. Somit liefert der Freifahrtversuch eines Modells einerseits wichtige Kenngrößen für die Originalausführung und andererseits eine robuste Grundlage für die Validierung der numerischen Strömungssimulation. Der ideale Wirkungsgrad eines Düsenpropellers

$$\eta_{id} = \frac{1}{1 + \frac{C_T V_A}{4 u_x}}, \quad (3.2)$$

kann nach Kornev (2009) auf Basis des Schubbelastungsgrades C_T und dem Verhältnis zwischen der Fortschrittsgeschwindigkeit sowie der axialen Strömungsgeschwindigkeit u_x stromab zur Mittelebene des Propellers berechnet werden. Die axiale Strömungsgeschwindigkeit wurde im Propellerfreistrahlgang erfasst und ist im gegebenen Fall größer als die Fortschrittsgeschwindigkeit, die auch als die Fahrtgeschwindigkeit des Schiffs angesehen werden kann. Der Schubbelastungsgrad wird auf Basis der Fortschrittsgeschwindigkeit

$$C_T = 2 \cdot \frac{T_P + T_D}{\rho A_0 V_A^2}, \quad (3.3)$$

mithilfe des axialen Schubs der Düse T_D sowie des Propellers T_P und der Kreisfläche des Propellers A_0 berechnet. Weiterhin wurde der Schubbeiwert auf Basis der Blattspitzengeschwindigkeit

$$K_T = \frac{T_P + T_D}{\rho n^2 D^4} \quad (3.4)$$

für den Fall unter Standschubbedingung ($V_A = 0 \text{ m/s}$) verwendet.

Das Freifahrtverhalten sowie die Ergebnisse der beschriebenen Kennzahlen werden im einzelnen in Abschnitt 5.2.1 vorgestellt und für die Validierung der CFD-Simulationen herangezogen.

3.2 Berechnung der Messunsicherheiten

Die im vorherigen Abschnitt erläuterten Kenngrößen werden unter anderem auf Basis der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit sowie Schubes berechnet. Die Messgrößen sind hierbei mit einer Unsicherheit behaftet, die sich nach Papula (2009) aus zwei Anteilen, der systematischen $\Delta \bar{x}_{sy}$ und der statistischen beziehungsweise zufälligen Unsicherheit $\Delta \bar{x}_{st}$ zusammensetzt. Beide Anteile werden mittels linearer Addition der Beträge summiert.

Die systematische Unsicherheit $\Delta \bar{x}_{sy}$ ist instrumentenspezifisch und wird vom jeweiligen Hersteller im Datenblatt angegeben.

Die statistische Unsicherheit $\Delta \bar{x}_{st}$ beschreibt der Streuung der vom Mittelwert

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_i^N x_i \quad (3.5)$$

abweichenden Messergrößen x_i , für N Wiederholungen einer Messung. Im Gegensatz zur systematischen Unsicherheit kann durch eine häufige Wiederholung der Messungen die statistische Unsicherheit verringert werden. Die Streuung der Messgröße um den Mittelwert wird

mithilfe der Standardabweichung

$$s_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_i^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (3.6)$$

ausgedrückt. Bei Betrachtung der Verteilung der Häufigkeit einzelner Messwerte, zeigt sich eine ungleichmäßige Verteilung. Für eine unendliche Anzahl von Messungen nimmt dieser Funktionsverlauf eine Gaußsche Normalverteilung an. Liegen jedoch wenige Messgrößen vor, sollte statt einer Wahrscheinlichkeitsverteilung die Student-t-Verteilung in Verbindung mit der Standardabweichung genutzt werden. Für die Student-t-Verteilung wird ein Korrekturfaktor t_s angesetzt, der aus Tabellenbüchern oder Formelsammlungen ([Papula \(2009\)](#)) entnommen wird.

In Tabelle 3.1 ist der Korrekturfaktor für drei Werte angegeben. So liegt die wahre Messgröße für 100 Messungen und einem Korrekturfaktor von $t_s = 2,63$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 99 % in einem Vertrauensbereich zwischen $\bar{x} \pm s_{\bar{x}} \cdot t_s / \sqrt{N}$. Mit Gleichung 3.6 kann anschließend die statistische Unsicherheit

$$\Delta \bar{x}_{st} = \frac{t_s \cdot s_{\bar{x}}}{\sqrt{N}} \quad (3.7)$$

berechnet werden. Durch die Normierung der systematischen und statistischen Unsicherheit auf den Mittelwert \bar{x} nach Gleichung 3.5, kann schließlich jeweils die relative Unsicherheit berechnet werden.

Tabelle 3.1: Korrekturfaktor t_s für die Bestimmung der zufälligen Unsicherheit, siehe Gleichung 3.7

N	95 %	99 %
2	12,71	63,66
100	1,98	2,63
∞	1,96	2,58

Da die Kennziffern indirekt aus den Werten des Schubs und der Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden, ist es erforderlich den Anteil der jeweiligen Messgröße im Gesamtfehler zu berücksichtigen. Betrachtet wird die Fehlerfortpflanzung am Beispiel des Schubbelastungsgrad C_T aus Gleichung 3.3 mit $C_T = C_T(T, V_A)$. Die systematischen Unsicherheiten des Schubs T und der Geschwindigkeit V_A werden durch lineare Addition

$$\Delta \bar{C}_{T,sy} = |\Delta T_{sy}| + |\Delta V_{A,sy}| \quad (3.8)$$

miteinander verknüpft. Die systematischen Unsicherheiten der Dichte $\rho(T)$ und der Querschnittsfläche $A_0(R)$ sind klein im Vergleich zu den übrigen Unsicherheiten und werden deshalb vernachlässigt. Die Temperatur blieb während der Messung unverändert und wird,

wie auch die Dichte ρ , als konstant angesehen. Der Schub T und die Fortschrittsgeschwindigkeit V_A sind statistisch voneinander unabhängig. Somit sollte die gesamte statistische Unsicherheit des Schubbelastungsgrads C_T mithilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta \bar{C}_{T,st} = \sqrt{\Delta \bar{T}^2 \left[\frac{\partial C_T}{\partial T} \right]_{\bar{T}, \bar{V}_A}^2 + \Delta \bar{V}_A^2 \left[\frac{\partial C_T}{\partial V_A} \right]_{\bar{T}, \bar{V}_A}^2} \quad (3.9)$$

bestimmt werden. Da sich die gesuchte Größe aus einem Produkt beziehungsweise Quotienten errechnet, können die Terme der Gleichung durch die $\frac{C_T}{T}$, $2 \cdot \frac{C_T}{V_A}$ substituiert werden. Der Vorfaktor resultiert aus der Quadrierung der Fortschrittsgeschwindigkeit. Somit ergibt sich für den Schubbelastungsgrad der relativer Fehler

$$\frac{\Delta \bar{C}_{T,st}}{C_T} = \sqrt{4 \cdot \left(\frac{\Delta \bar{T}_{st}}{\bar{T}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{V}_{A,st}}{\bar{V}_A} \right)^2}. \quad (3.10)$$

Die angegebenen Unsicherheiten setzen sich jeweils aus einem systematischen und einem statistischen Anteil zusammen. Sie werden abschließen mittels linearer Addition analog zu Gleichung 3.8 summiert. Die Ergebnisse der Fehlerrechnung werden im Abschnitt 5.2.1 vor gestellt und diskutiert.

3.3 Gitter-Konvergenzstudien der Strömungssimulationen

In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Gitter-Konvergenzstudien für die (U)RANS und die SBES-Simulationen vorgestellt. Eine Konvergenzstudie ist notwendig, um zu gewährleisten, dass sich die Unsicherheiten der Rechenergebnisse, die durch das Rechengitter entstehen, innerhalb eines annehmbaren Rahmens befinden.

Ziel ist es, das optimale Rechengitter des nabenhohen Propellers für die Berechnung des Freifahrtverhaltens mittels (U)RANS sowie für die Berechnung der turbulenten Strömungsstrukturen mittels SBES und der resultierenden Akustik zu erhalten.

Nach Ferziger et al. (2008) dominieren drei Arten systematischer Fehler bei der Lösung der partiellen Differentialgleichungen in diskreter Form. Diese werden in Modell-, Diskretisierungs- sowie Iterationsfehler unterschieden. Darüber hinaus existieren die Rundungsfehler, welche durch die Art der verwendeten Datentypen bestimmt werden.

Der Modellfehler resultiert aus der mathematischen Formulierung des jeweils eingesetzten (U)RANS und SBES-Verfahrens. Hierbei wird ein Teil der Strömung direkt aus der Lösung der Navier-Stokes Gleichungen berechnet wogegen die kleinen Strömungsstrukturen modelliert werden. Der Modellfehler hängt somit einerseits von der Genauigkeit der mathematischen Formulierung und andererseits von der Auflösung des Rechengitters ab.

Der Diskretisierungsfehler wird durch die Differenz zwischen der genauen Lösung der Erhaltungsgleichungen und der genauen Lösung, welche durch das algebraische Gleichungssystem bereitgestellt wird, ausgedrückt. Somit ist der Diskretisierungsfehler für hochaufgelöste Rechengitter geringer.

Ein weiterer Faktor ist die Ordnung des verwendeten Diskretisierungsschemata, wobei verschiedene Methoden derselben Ordnung Fehler produzieren, die sich um Größenordnungen unterscheiden können.

Die Ordnung gibt hierbei nach Ferziger et al. (2008) lediglich die Rate an, mit der sich der Fehler mit dem Anstieg der Gitterauflösung oder der zeitlichen Auflösung verändert. Einen großen Einfluss auf den Diskretisierungsfehler haben weiterhin geometrische Parameter der Rechenzellen wie deren Seitenverhältnisse sowie Winkeln.

Der Iterationsfehler ist wiederum die Differenz zwischen der genauen Lösung des algebraischen Gleichungssystems und der iterativen Lösung. Zusammen mit dem Rundungsfehler ist der Iterationsfehler im Lösungsprozess gut kontrollierbar. So wird durch Angabe eines Abbruchkriteriums die Iteration fortgesetzt bis die Residuen einen vorgegebenen Wert erreichen.

Die Residuen sind auf Basis des aktuellen und vorigen Residuums normiert, wodurch ein Vergleich mit anderen Strömungsgrößen ermöglicht wird. Weiterhin kann durch Erhöhung der Anzahl an Gleitkommastellen, der Rundungsfehler reduziert werden.

Es wird deutlich, dass die genannten Fehler simultan auftreten. Sie können sich gegenseitig aufheben sowie sich um Größenordnungen unterscheiden. Im folgenden Abschnitt soll unter anderem gezeigt werden, welchen Einfluss der Diskretisierungsfehler auf die resultierenden Strömungsgrößen des nabenhohen Propellers hat.

3.3.1 Richardson Extrapolation und Grid Convergence Index (GCI)

Ausgangspunkt für die Konvergenzstudie des (U)RANS-Rechengitters ist die Annahme, dass jede diskrete Lösung auch durch eine Reihenentwicklung dargestellt werden kann (siehe Roache (1994, 1998)). Eine verbreiteter Ansatz zur Bestimmung des exakten Wertes ist die Richardson Extrapolation.

Auf Basis der Lösungen der einzelnen Rechengitter (ϕ_1, ϕ_2) wird ein extrapolierte, „exakter“ Wert

$$\phi_{\text{exakt}} \asymp \phi_1 + (\phi_1 - \phi_2)/(j^q - 1) \quad (3.11)$$

berechnet. Hierfür wird das Verhältnis der Gitterverfeinerung $j = h_1/h_2$ sowie die beobachtete Ordnung q der Gitterkonvergenz herangezogen. Der extrapolierte Wert muss nicht zwangsläufig mit der exakten Lösung der partiellen Differentialgleichungen übereinstimmen, stellt jedoch nach Roache (1994) eine gute Näherung dar.

In Abbildung 3.1 sind die Bereiche der Diskretisierungsfehler über die Gitterweite h nach Barthorpe et al. (2017) schematisch dargestellt. Für sehr grob aufgelöste Rechengitter (siehe Abbildung 3.1, rechts) ist der Diskretisierungsfehler hoch. In diesem Bereich ist das Rechengitter nicht in der Lage, die Strömung hinreichend genau aufzulösen.

Wird h schrittweise reduziert, stellt sich bei ausreichender Gitterauflösung ein Konvergenzverhalten des Diskretisierungsfehlers der Strömungsgröße (siehe Abbildung 3.1, mittig) ein, der sich asymptotisch dem extrapolierten Wert annähert. Wird das Rechengitter darüber hinaus verfeinert, ist zu sehen, dass der Diskretisierungsfehler stagniert. Der Diskretisierungsfehler wird nun primär von den Rundungsfehlern dominiert.

In die Berechnung des Diskretisierungsfehlers

$$\epsilon_\phi \asymp \phi_i - \phi_{\text{exakt}} = \gamma h_i^q \quad (3.12)$$

nach Roache (1994) sowie Eça und Hoekstra (2014) geht der exakte Wert der Strömungsgröße ϕ_{exakt} aus der Richardson Extrapolation sowie der errechnete Wert ϕ_i ein. Die Konstante γ ist Teil der Lösung der Richardson Extrapolation, h_i ist die mittlere Größe der Rechenzellen, die aus dem Volumen $h_i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (V_i)^{1/3}$ berechnet wird.

Für die Verwendung der Gleichung 3.12 wird vorausgesetzt, dass sich die verschiedenen Rechengitter im asymptotischen Bereich der Konvergenz befinden, sowie dass die Dichte der Rechenzellen, welche über einen einzigen Parameter charakterisiert werden, geometrisch ähnlich zueinander sind. Das heißt, dass die Rate der Gitterverfeinerung über alle Rechengitter konstant sein muss und die Eigenschaften der Rechenzellen, wie der Angle und der Volume Change Faktor im Idealfall unverändert bleiben.

Im Rahmen dieser Methode wird eine Unsicherheit der Strömungsgrößen auf Basis eines gewichteten Ansatzes nach Roache (1994, 1998) abgeschätzt. Die Gewichtung

$$w_i = \frac{\frac{1}{h_i}}{\sum_{i=1}^{N_g} \frac{1}{h_i}}. \quad (3.13)$$

ist dahingehen konditioniert, dass das feinste Rechengitter den größten Einfluss auf die Berechnung des exakten extrapolierten Wertes der Strömungsgröße hat. Für die Gewichtung gilt weiterhin

$$\sum_{i=1}^{N_g} w_i = 1. \quad (3.14)$$

Aus Gleichung 3.12 sowie der Standardabweichung s wird anschließend die Unsicherheit

$$U_\phi = F_S \epsilon_\phi(\phi_i) + s + |\phi_i - \phi_{exakt}| \quad (3.15)$$

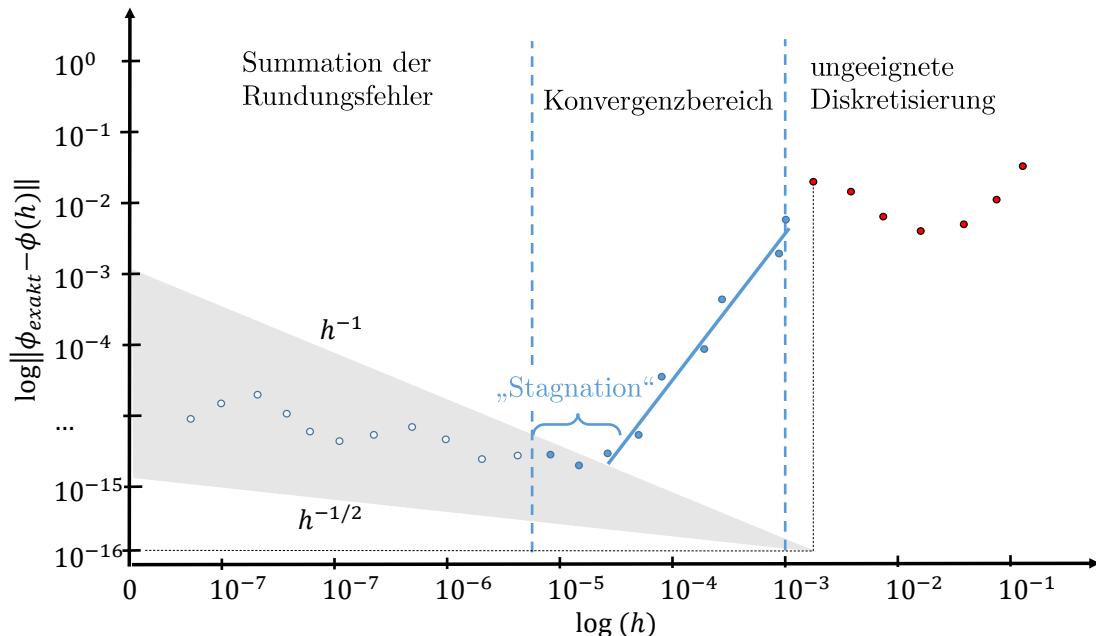


Abbildung 3.1: Skizze der drei Regime von Diskretisierungsfehlern als Funktion über die Gitterweite h .

der Strömungsgröße ϕ gemäß der Grid-Convergence-Index (GCI) Prozedur nach Roache (1994, 1998) berechnet. Der Sicherheitsfaktor F_S wird unter anderem nach der Anzahl der durchgeführten CFD-Simulationen gewählt.

Der Faktor beträgt $F_S = 1,25$ wenn die Fehlerabschätzung als zuverlässig erachtet wird und die beobachtbare Konvergenzordnung mit den theoretischen Konvergenzverhalten übereinstimmt. Sofern sich kein eindeutiges Konvergenzverhalten der diskreten Lösungen einstellt, sollte ein Sicherheitsfaktor von $F_s = 3$ gewählt werden. Diese Methode kann bereit ab drei Rechengittern angewendet werden.

Redundanz und damit die Möglichkeit einer Qualitätsprüfung des Wertes von q tritt hierbei erst unter Bezugnahme von vier Rechengitter auf. Darüber hinaus ist eine gewisse Streuung der Strömungsgrößen für einen Großteil der technischen Strömungen zu erwarten.

Auf Basis der Unsicherheit $\phi_i - U_\phi \leq \phi_{exakt} \leq \phi_i + U_\phi$ wird ein Unsicherheitsintervall

$$\Delta\phi = \frac{(\phi_i)_{max} - (\phi_i)_{min}}{N_g - 1}, \quad (3.16)$$

berechnet, der durch die Anzahl der Rechengitter N_g dividiert wird.

Die Lösung ist monoton konvergent sofern $0,5 \leq q \leq 2,1$ und $s < \Delta\phi$ gilt. Für $s \geq \Delta\phi$ wird ein größerer Unsicherheitsintervall nach Eça und Hoekstra (2014) angesetzt.

Die Konvergenzstudie wurde auf Basis von fünf verschiedene Rechengitter mittels (U)RANS-Verfahren durchgeführt und wird in Abschnitt 5.1.1 vorgestellt.

3.3.2 Power Loss Analysis (PLA)

Die Qualität der skalenauflösenden SBES wurden mittels Energieverlustanalysen oder auch Power-Loss-Analysis (PLA) nach Torner et al. (2018) untersucht. Ziel dieser Analysen ist es, die Verluste die durch die Numerik sowie dem verwendeten Turbulenzmodell entstehen zu erfassen und zu quantifizieren. Beide Verluste sind vom verwendeten Rechengitter abhängig, welches für die Lösung der Gleichungen in diskreter Form erforderlich ist (Celik et al. (2009)).

Die PLA vergleicht die globalen, integralen Verluste, an den Rändern des betrachteten Systems, mit den Verlusten, die innerhalb des Systems durch Dissipation auftreten.

Die Dissipationsverluste werden hierbei aus Gleichungen bestimmt, die selbst nicht Teil der numerischen Lösungsprozedur sind, jedoch aufgrund der Navier-Stokes-Gleichungen gelten müssen. Die PLA ermittelt somit die inhärenten Verluste, die durch das verwendete Turbulenzmodell sowie die Diskretisierung im betrachteten System entsteht.

Die Berechnung der PLA erfolgt innerhalb der Düse des Propellers. Es wurden die mechanische- ($P_m = M\omega$) sowie die hydrodynamische Leistung ($\Delta P_h = \Delta p_{tot}Q$) erfasst und gegenübergestellt $P_{verl,1} = P_m - \Delta P_h$. Die entstandene Differenz sollte gleich dem Integral der Dissipation über die gesamte betrachtete Domain sein. Die Dissipation setzt sich hierbei aus drei Termen, der direkten (P_{dir}), der aufgelösten ($P_{turbres}$) und der modellierten turbulenten Dissipation ($P_{turbmod}$) zusammen:

$$P_{dir} = \rho \int_V \nu \left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\rangle \left(\left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\rangle \right) dV \quad (3.17)$$

$$P_{turbres} = \rho \int_V \nu \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \right\rangle dV \quad (3.18)$$

$$P_{turbmod,LES} = \rho \int_V \left\langle \nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\rangle dV \quad (3.19)$$

Der Verlustleistung wird anschließend als Summe der einzelnen Dissipationsterme

$$P_{verl,2} = P_{dir} + P_{turbres} + (P_{turbmod,SST} + P_{turbmod,LES}) \quad (3.20)$$

berechnet. Beide Verlustterme $P_{verl,1}$ und $P_{verl,2}$ sollten gleich sein, da sie den gleichen physikalischen Prozess beschreiben. In Abbildung 3.2 ist schematisch der Anteil der jeweiligen Verluste zu sehen. Die Differenz zwischen den Termen $P_{verl,1}$ und $P_{verl,2}$ wird durch die Verluste der Numerik sowie dem Modell bestimmt.

Die Ergebnisse der PLA werden in Abschnitt 5.1.2 vorgestellt. Für die Untersuchungen wurden vier verschiedene Rechengitter erstellt und das transiente Strömungsfeld mittels SBES-Verfahren berechnet.

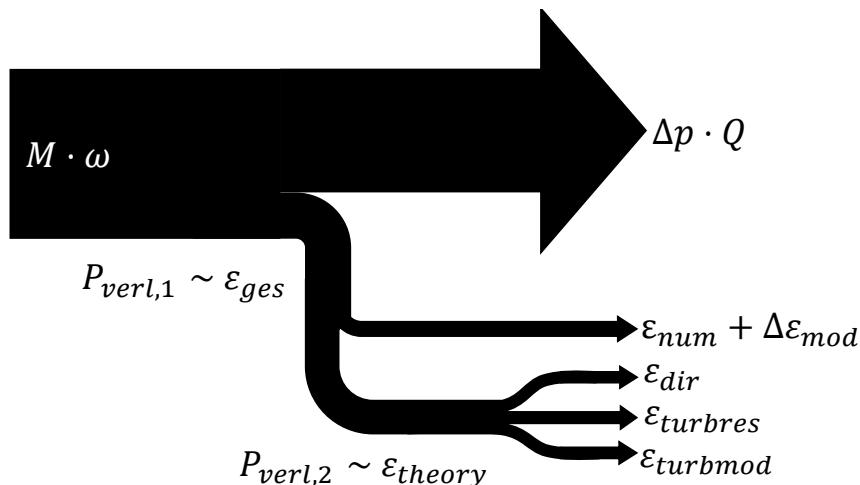


Abbildung 3.2: Flussdiagramm der Verluste durch Dissipation.

3.4 Proper-Orthogonal-Decomposition (POD)

Nach Sirovich (1987) wurde die POD bereits in den unterschiedlichsten Fachbereichen für die statistische Analyse herangezogen. Zum Einsatz kam diese Methode unter anderem im Bereich der Datenkomprimierung, der Ozeanographie sowie der Bildverarbeitung (siehe Berkooz et al. (1993)). Für die Analyse turbulenter Strömungen wurde die POD erstmals durch Lumley et al. (1967) und Lumley (1981) eingesetzt.

Weitere Arbeiten, die die POD für die hydrodynamische Analyse eingesetzt haben, wurden von Sirovich (1987, 1989, 1990), Holmes et al. (1990), Berkooz et al. (1993), Frederich et al. (2011) und Witte et al. (2018) verfasst.

Ziel der POD-Analyse im hydrodynamischen Kontext ist es, einen objektiven Zugang zu den scheinbar chaotischen dreidimensionalen Strömungsstrukturen zu erhalten. Der besondere Charme liegt hierbei in der Reduzierung der für die Beschreibung des Systems erforderlichen Variablen durch einen mittels Linearkombination reduzierten Satz an Variablen.

Aufgrund der Linearität dieses Verfahrens wird die POD auch für sogenannte ‚Reduced Order‘-Verfahren eingesetzt (siehe Deane et al. (1991)).

Die Linearität der POD ist einerseits vorteilhaft bezüglich des erforderlichen Rechenaufwandes. Jedoch werden dadurch auch die Grenzen des Verfahrens im Vorfeld festgelegt. Nach Berkooz et al. (1993) ist die POD genauso ‚blind‘ und allgemein wie die Fourier-Analyse. Hierbei können auch Strömungsstrukturen einbezogen werden, die zeitlich nicht-kohärent entstanden sind Towne et al. (2018).

Jedoch zeigt die POD, im Gegensatz zur Fourier-Analyse, die energietragenden Fluktuationsmustern im gesamten Strömungsfeld. Gerade im turbulenten Strömungsfeld eines Propellers können eine Vielzahl kohärenter Strömungsstrukturen mit Hilfe dieses Verfahrens vom restlichen Strömungsfeld separiert und zugeordnet werden, was wiederum im Vergleich zur Fourier-Analyse einen differenzierteren Einblick ermöglicht.

3.4.1 Mathematische Grundlagen der POD

Das turbulente Strömungsfeld des nabenhohen Propellers setzt sich aus überlagerten kohärenten und inkohärenten Strömungsstrukturen zusammen. Die zeitliche Dynamik einer einzelnen kohärenten Strömungsstruktur wird hierbei, im Idealfall, von einer einzelnen Spektralkomponente dominiert. Zudem sind kohärente Strömungsstrukturen durch eine räumliche Periodizität charakterisiert.

Die inkohärenten Strömungsstrukturen repräsentieren den nicht periodischen chaotischen Anteil der im Strömungsfeld auftretenden Strömungsstrukturen.

Ausgangspunkt für die mathematische Behandlung der POD sind die Überlegungen von Reynolds und Hussain (1972), die als Erweiterung der Reynoldszerlegung aus dem Kapitel 2, die Fluktuationsanteile in inkohärente ϕ'_{ink} und in kohärente Anteile ϕ'_{koh} aufteilten, woraus

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'_{ink} + \phi'_{koh} \quad (3.21)$$

folgt.

Durch die POD Zerlegung einer transienten Feldgröße, welche ein Tensor beliebiger Ordnung sein kann

$$\phi(x, t_i) = \bar{\phi} + \phi' \approx \bar{\phi} + \sum_{k=1}^K M_k(x) \cdot a_k(t_i) \quad i, k = 1, 2, \dots, K, \quad (3.22)$$

wird ein Satz aus orthogonalen Moden M_k und Zeitkoeffizienten a_k gebildet. Die Moden und Zeitkoeffizienten können mittels einer Galerkin Approximation, wie in Gleichung 3.22 zu sehen ist, vollständig oder teilweise rekombiniert werden. Die Berechnung der POD-Moden und -Zeitkoeffizienten erfolgt auf Basis der Lösung eines Eigenwertproblems

$$(C_{kl} - \lambda \cdot \delta_{kl}) \cdot b_k = 0, \quad (3.23)$$

welches durch die Berechnung der Eigenwerte λ , der Eigenvektoren b_k sowie der Korrelationsmatrix

$$C_{kl} = \frac{1}{K} \int_V (\phi'(x, t_k) \cdot \phi'(x, t_l)) dV \quad (3.24)$$

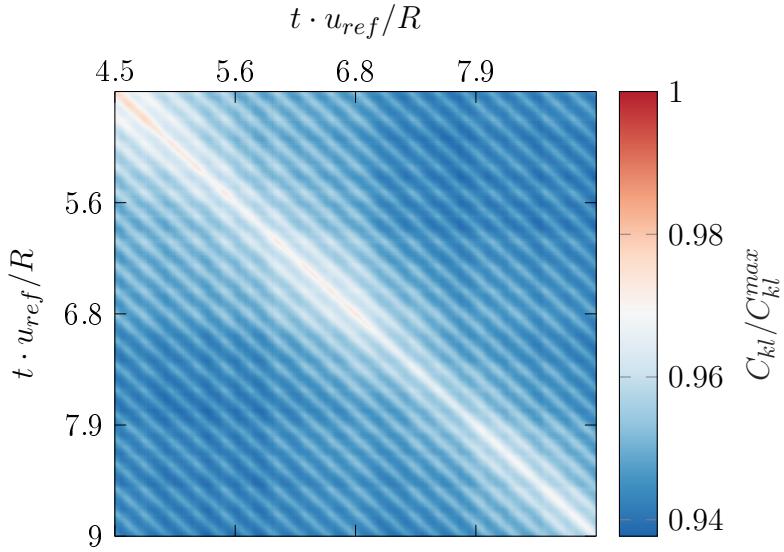


Abbildung 3.3: Korrelationsmatrix des gesamten Druckfeldes des nabbenlosen Propellers mit $u_{ref} = \omega R$.

des transienten Feldes gelöst wird. Die Moden und Zeitkoeffizienten werden im Anschluss auf Basis der Eigenwerte und Eigenvektoren berechnet:

$$M_k = \frac{1}{\sqrt{K \cdot \lambda_k}} \cdot \sum_{i=1}^K b_k(t_i) \cdot \phi'(x, t_i) \quad i = 1, 2, \dots, K \quad (3.25)$$

$$a_k(t_i) = b_k(t_i) \cdot \sqrt{K \cdot \lambda_k} \quad (3.26)$$

Die Korrelationsmatrix kann mittels zwei verschiedener Varianten, der ‚direkten POD‘ sowie der ‚Snapshot POD‘, gebildet werden. Die ‚direkte POD‘ berechnet die Korrelationsmatrix auf Basis einer räumlichen Kreuzkorrelation, woraus für das Geschwindigkeitsfeld direkt die Reynoldsspannungen resultieren. Die Anzahl der Moden richtet sich hierbei nach der Anzahl an Messpunkten.

Aufgrund der großen Anzahl an Rechenzellen im Falle einer numerischen Strömungssimulation, ist die resultierende Korrelationsmatrix sehr groß, was einen hohen Speicheraufwand erfordert.

Eine weitere Variante, die ‚Snapshot POD‘, wurde erstmals von Sirovich (1987) eingesetzt. Hierbei wird die Korrelationsmatrix aus einer zeitlichen Kreuzkorrelation gebildet. Die Anzahl der Moden richtet sich hierbei nach der Anzahl an POD zerlegten Zeitschritten. Im Vergleich zur direkten POD, ist somit die resultierende Korrelationsmatrix kleiner, wodurch sich der Speicheraufwand reduziert.

Beide Varianten, sowohl die direkte- als auch die Snapshot-POD, liefern die gleichen Ergebnisse. Für die Berechnung der POD des nabbenlosen Propellers wurde die ‚Snapshot POD‘ genutzt.

In Abbildung 3.3 ist die Korrelationsmatrix des gesamten Druckfeldes des nabbenlosen Propellers über fünf komplette Umdrehungen zu sehen. Zu erkennen ist in der Abbildung ein

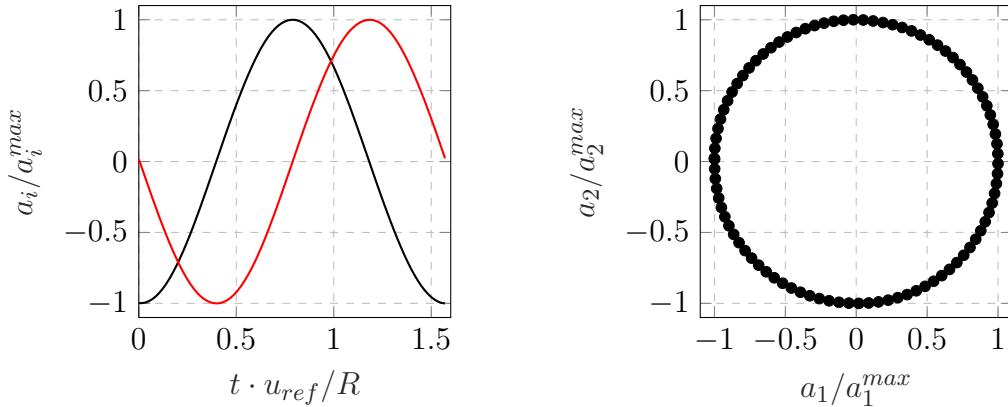


Abbildung 3.4: Lissajous Figur der POD-Zeitkoeffizienten a_1 (schwarz) und a_2 (rot) aus den Wanddruckfluktuationen für den Fall $J=0$.

typisches Korrelationsmuster. Durch Zählen der schrägen Streifenmuster kann beispielsweise die Anzahl der Propellerblätter ermittelt werden. Es wird deutlich, dass es sich bei der ersten BPF hydrodynamisch um eine sehr dominante Strömungsstruktur handelt.

Nachdem die Eigenwerte und Eigenvektoren nach Gleichung 3.23 berechnet wurden, sind die POD-Moden und -Zeitkoeffizienten auf Basis von Gleichung 3.25 und 3.26 zu bestimmen.

Aus der Berechnung der Korrelationsmatrix folgt die Orthogonalitätsbedingung von Moden und Zeitkoeffizienten über die Eigenwerte (Lagrange-Parameter), wodurch das Skalarprodukt zu Null wird.

Eine kohärente Struktur wird durch mindestens zwei POD-Moden (siehe [Frederich et al. \(2011\)](#) und [Witte \(2013\)](#)) mit nahezu identischen Eigenwerten beschrieben. Die entsprechenden POD-Zeitkoeffizienten zeigen im Idealfall harmonische Schwingungen, die um 90° in ihrer Phasenlage verschoben sind.

In Abbildung 3.4 ist in diesem Zusammenhang die Lissajous Figur für den Fall $J=0$ der ersten BPF zu sehen.

Diese Beschreibung einer kohärenten Struktur entspricht der Definition von [Hussain \(1983\)](#) als großskalige, turbulente Fluidmasse mit einer phasenkorrelierten Wirbelstärke über ihre räumliche Ausdehnung.

3.4.2 Implementierung der POD-Moden und -Zeitkoeffizienten in die EIF-Gleichungen

Die POD-Moden und -Zeitkoeffizienten des Druck- und Geschwindigkeitsfeldes können mittels Galerkin-Approximation aus Abschnitt 3.4.1 komplett oder paarweise als zusammenhängende, kohärente Strömungsstruktur wiederaufgebaut werden. So bietet es sich an, die Hydroakustik einzelner kohärenter Strömungsstrukturen mittels EIF-Ansatz zu berechnen, um deren spezifischen Anteil zur Gesamtschallemision bestimmen zu können.

Das mathematische Vorgehen für die Implementierung der POD-Moden und Zeitkoeffizienten in den EIF-Ansatz wird in diesem Zusammenhang im folgenden Abschnitt genauer erläutert.

Ausgehend von der Galerkin-Approximation wird eine Substitution der in Gleichung 3.27 rot hervorgehobenen hydrodynamischen Anteile des Druck- und Geschwindigkeitsfeldes durchgeführt

$$\begin{aligned} P &= \textcolor{red}{p} + \tilde{p} \\ U_i &= \textcolor{red}{u}_i + \tilde{u}_i \\ \rho &= \textcolor{red}{\rho}_0 + \tilde{\rho}. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Die mittels Galerkin-Approximation rekombinierten transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder

$$\begin{aligned} p &= \bar{p} + p' \\ u_i &= \bar{u}_i + u'_i. \end{aligned} \quad (3.28)$$

werden hierbei aus den Fluktuationen der POD-Moden und -Zeitkoeffizienten gebildet und mit dem Mittelwert des gesamten Strömungsfeldes addiert.

Daraus folgt für das Gleichungssystem aus Gleichung 2.38

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \operatorname{div}(f) &= 0 \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + \operatorname{div}(f_i \cdot (\textcolor{red}{u}_j + \tilde{u}_j) + \rho \textcolor{red}{u}_i \tilde{u}_j) + \operatorname{grad}(\tilde{p}) &= 0 \\ \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} - c^2 \frac{\partial f_i}{\partial t} &= -\frac{\partial \textcolor{red}{p}}{\partial t} \\ f_i &= \rho_0 \tilde{u}_i + \tilde{\rho} \textcolor{red}{u}_i. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Durch Substitution der Galerkin-Approximation aus Gleichung 3.22 in Gleichung 3.29 ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \operatorname{div}(f) &= 0 \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + \operatorname{div}(f_i \cdot ((\bar{u}_j + \sum_{k=1}^K M_{u_j,k}(x) \cdot a_{u_j,k}(t)) + \tilde{u}_j) + \\ \dots \rho (\bar{u}_i + \sum_{k=1}^K M_{u_i,k}(x) \cdot a_{u_i,k}(t)) \tilde{u}_j) + \operatorname{grad}(\tilde{p}) &= 0 \\ \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} - c^2 \frac{\partial f_i}{\partial t} &= -\frac{\partial (\bar{p} + \sum_{k=1}^K M_{p,k}(x) \cdot a_{p,k}(t))}{\partial t} \\ f_i &= \rho_0 \tilde{u}_i + \tilde{\rho} (\bar{u}_i + \sum_{k=1}^K M_{u_i,k}(x) \cdot a_{u_i,k}(t)). \end{aligned} \quad (3.30)$$

Die Analyse des hydroakustischen Schallfeldes aus einer einzelnen kohärenten Strömungsstruktur, kann einen differenzierteren Einblick ermöglichen, als die Analyse auf Basis des vollständigen Strömungsfeldes.

4 Experimentelle und Numerische Untersuchungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente im Umlaufkanal eines Industrie-Partners (Voith GmbH und Kraken Power GmbH) durchgeführt. Die Experimente dienten primär der Validierung der numerischen Strömungs- und Akustiksimulationen des nabenlosen Propellers, wobei der Schub, die axiale Strömungsgeschwindigkeit sowie die Wanddruckfluktuationen im Bereich der saug- und druckseitigen Düseninnenwand erfasst und gegenübergestellt wurden. Darüber hinaus wurde der Schalldruck hinter dem Propeller mittels Hydrophon erfasst.

In den folgenden Abschnitten wird in diesem Zusammenhang das Design des untersuchten nabenlosen Propellers sowie der Aufbau des Experiments einschließlich der verwendeten Instrumente und Software beschrieben.

Zum Abschluss des Kapitels folgt die Beschreibung der numerischen Modelle einschließlich der verwendeten Anfangs- und Randbedingungen für die Berechnung des Strömungsfeldes sowie des resultierenden Schallfeldes.

4.1 Aufbau des nabenlosen Propellers



Abbildung 4.1: Untersuchter, nabenloser Propeller.

In Abbildung 4.1 ist der in den Experimenten verwendete nabenlose Propeller zu sehen. Die vier symmetrischen Propellerblätter wurden auf Basis eines modifizierten NACA-16 Profils ohne Rake und Skew gefertigt. Die Strömungsprofile sind bei 50 % der Sehnenlänge gespiegelt.

In Abbildung 4.2 ist die Verteilung der entdimensionierten Profillänge L/D , Profildicke S/L sowie des Anstellwinkels β über die radiale Länge r/R des Propellerblattes zu sehen. Die einzelnen Profile sind entlang der mittleren Achse des Propellerblattes aufgereiht.

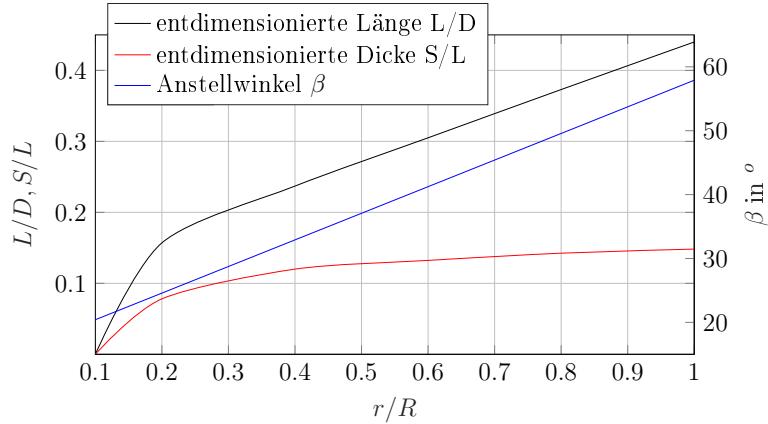


Abbildung 4.2: Die entdimensionierte Länge L/D , Dicke S/L sowie der Anstellwinkel β des Propellerblattes in Abhängigkeit vom entdimensionierten Radius r/R .

Angetrieben wird der Propeller mit einem 48 V Gleichstrommotor, welcher mittels Frequenzumrichter via LabView geregelt wird. Zusätzliche Sensoren im Ringmotor erfassen die Rotationsgeschwindigkeit des Propellers. Der Maximalschub beträgt 80 N bei einer maximalen Drehzahl von 1.600 min^{-1} . Die technischen Spezifikationen des verwendeten nabelosen Propellers sind in Tabelle 4.1 zu sehen.

Tabelle 4.1: Technische Spezifikationen des verwendeten nabelosen Propellers.

	Symbol	Wert
Anzahl Blätter Propellerblätter	Z	4
Durchmesser in mm	D	100
max. Drehzahl in min^{-1}	n	1600
Skew/Rake	-	Nein/Nein

Der Propeller ist von einer Kort-Düse ummantelt, in der der Motor untergebracht ist. Das in Abbildung 4.3 dargestellte Profil der Kort-Düse wurde auf Basis eines Tropfen-Profilen mittels numerischer Verfahren hydrodynamisch optimiert, um Strömungsablösungen und die damit verbundenen Druckfluktuationen zu vermeiden. Die Länge der Kort-Düse beträgt $L/D = 2,1$. Die Reynoldszahl für die untersuchten Fälle, welche mit der Umfangsgeschwindigkeit $U = \omega R$ berechnet wurde, beträgt $Re = 5.31 \cdot 10^5$.

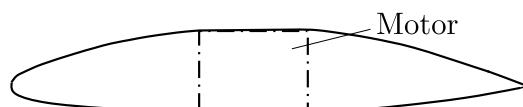


Abbildung 4.3: Profilform der für die Untersuchungen verwendeten Kort-Düse.

4.2 Messaufbau

Die Untersuchungen wurden in einem Umlaufkanal mit einem Fassungsvermögen von etwa 200 m^3 durchgeführt. Der im oberen Bereich des Umlaufkanals befindliche offene Messabschnitt erstreckt sich über ein Volumen von $2,2 \text{ m} \cdot 1,1 \text{ m} \cdot 7 \text{ m}$.

Ein Propeller im unteren Bereich des Kanals kann die Strömung auf bis zu $4,5 \text{ m/s}$ beschleunigen. Zusätzliche Fenster an den Wänden im Bereich des Messabschnitts ermöglichen einen visuellen Zugang.

In Abbildung 4.4 ist der für die Untersuchungen verwendete Messaufbau schematisch dargestellt. Der Schub wurde mittels paarweise gekoppelter Sechs-Komponenten-Waagen am oberen Ende der Haltestruktur erfasst. Die Waage wurde vom technischen Personal des Umlaufkanals hergestellt.

Die Haltestruktur ist zusätzlich von einem Tropfen-Profil ummantelt, um Strömungsablösungen und die damit verbundenen hydrodynamischen Druckfluktuationen sowie Schwingungen der Haltestruktur selbst zu unterbinden. Die mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit wurde im Abstand von $x/D = 9,5$ zur mittleren Ebene des Propellers mittels Staudrucksonde gemessen.

Die Wanddruckfluktuationen wurden mittels dynamischem Wanddrucksensor des Modells S112A22 (Hersteller PCB) aufgenommen. In Abbildung 4.5 ist die Position des Wanddrucksensors zu sehen. Es wurden hierbei die dynamischen Drücke am Düsenauslass gemessen. Der axiale Abstand zur mittleren Ebene des Propellers beträgt $x/R = 0,7$.

Der Schalldruck wurde mittels Hydrophon in einem axialen Abstand von $x/D = 1,83$ stromab und einem radialen Abstand zur Rotationsachse von $z/D = 1,92$ erfasst. Durch die exzentrische Positionierung des Hydrophons wurde eine Beeinträchtigung des turbulenten Freistrahls auf die Schalldruckmessung vermieden.

Die hydroakustischen Untersuchungen wurden unter Standschubbedingungen durchgeführt, sodass keine zusätzliche Verkleidung oder Schutzeinrichtung für das Hydrophon notwendig war.

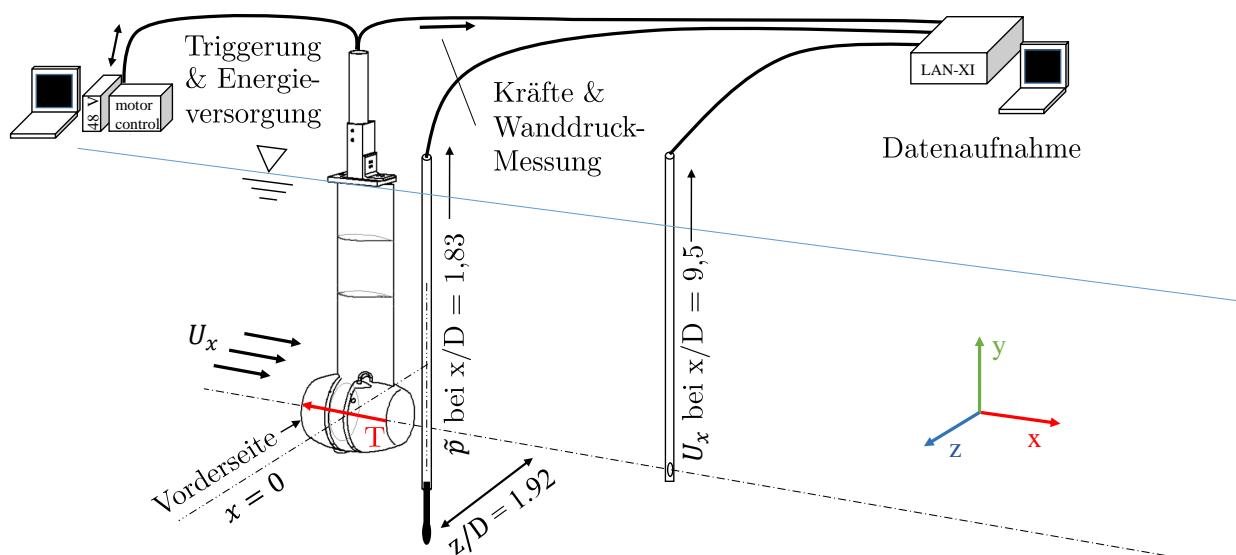


Abbildung 4.4: Übersicht des Messaufbaus.

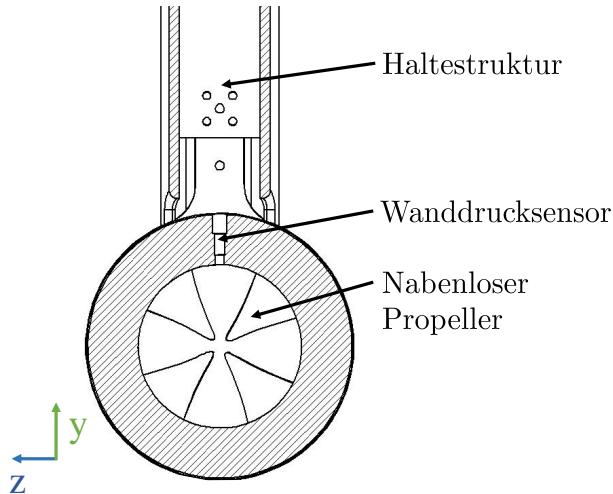


Abbildung 4.5: Position des Wanddrucksensors.

wendig waren. Das Hydrophon des Typs 8103 (Hersteller Brüel & Kjær) ist für einen Frequenzbereich von 0,1 Hz bis 120kHz ausgelegt.

Die von den Sensoren aufgenommenen Signale der Wand- und Schalldruckmessung wurde vom LAN-XI System vom Typ 3660-C (Brüel & Kjær) gebündelt und mittels LAN-Verbindung an den Messcomputer weitergeleitet.

Die verwendeten Messkarten des LAN-XI Systems sind mit einem Digitalen Signalprozessor sowie einem Low Noise 24 Bit D/A Wandler ausgestattet. Die Abtastfrequenz wurde für die verwendeten Messkarten auf 65 kHz eingestellt, um alle relevanten hydrodynamischen und hydroakustischen Effekte zu erfassen. Die Aufzeichnung der Messdaten erfolgte mittels PULSE Time Data Recorder 16.1.0.84 auf einem separaten Messcomputer.

4.3 Konfiguration der Strömungssimulationen

Das instationäre Strömungsfeld des nabenlosen Propellers wurde für verschiedene Fortschrittsziffern J mittels (U)RANS und SBES berechnet. Das Standard $k-\omega$ -SST-Modell aus Kapitel 2.2 wurde für die Berechnung des Freifahrtverhaltens für $J = 0,43, 0,53$ sowie $0,71$ des nabenlosen Propellers herangezogen.

Grundlegend gilt, dass (U)RANS-Verfahren zu dissipativ für die Berechnung instationärer Strömungsstrukturen sind. Jedoch sind sie für die Berechnung integraler Kenngrößen ausreichend genau. Auf Basis der (U)RANS Ergebnisse wurde weiterhin eine Abschätzung der erforderlichen Auflösung des SBES Rechengitters durchgeführt.

Die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder der SBES für $J = 0$ wurden weiterhin für die Berechnung der hydroakustischen Schallemission mittels EIF-Ansatz herangezogen. Die SBES-Ergebnisse für $J = 0,53$, wie auch für $J = 0$, werden weiterhin für eine ausführliche Analyse des turbulenten Nachlaufs des nabenlosen Propellers verwendet.

In den folgenden Abschnitten werden die für die Lösung der Gleichungssysteme erforderlichen Anfangs- und Randbedingungen, der Aufbau des Simulationsgebietes, sowie die verwendeten Gitter-Konvergenzstudie näher erläutert.

4.3.1 Modellaufbau sowie Anfangs- und Randbedingungen

Der Modellaufbau der (U)RANS sowie der SBES basiert auf dem in Kapitel 4 beschriebenen Messaufbau. In Abbildung 4.6 ist eine Skizze des Modells zu sehen. Der gesamte Modellaufbau ist rotationssymmetrisch, wodurch der Ein- und Auslass einen zylindrischen Bereich umschließen. Der nabenlose Propeller befindet sich im rot markierten Propellerbereich, welcher mit einer Drehzahl n um die x-Achse rotiert.

Die Haltestruktur wurde hierbei im Modell vernachlässigt und ihr Strömungswiderstand für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten separat gemessen sowie anschließend vom gesamten Schub abgezogen.

Für die (U)RANS sowie die SBES für $J = 0,53$ wurde am Einlass eine Strömungsgeschwindigkeit von $0,9 \text{ m/s}$ in x-Richtung eingestellt. Der Auslass wurde mit einem konstanten statischen Druck von $p_{\text{stat}} = 0 \text{ Pa}$ als Druckauslass ohne Gradienten („Zero Gradient“) definiert.

Der Ein- und Auslass der SBES für $J = 0$ wurden jeweils als „Opening“ definiert, sodass der Propeller das Fluid ansaugt und in Beschleunigung versetzt bis sich eine konstante Geschwindigkeit von $V_A > 0 \text{ m/s}$ einstellt. In diesem Zusammenhang wurde ein Totaldruck am Einlass und ein statischer Druck am Auslass von jeweils 0 Pa definiert.

Allgemein ist diese Art von Randbedingung ideal für Standschubuntersuchungen, da die Randbedingung, also die resultierende Geschwindigkeitsverteilung am Ein- und Auslass, Teil der Lösung ist. Der Referenzdruck beträgt 0 Pa in allen Fällen.

Die äußeren Wände der Messstrecke wurden als reibungsfrei und die Düse sowie der Propellers als Wände mit Reibung definiert.

Die Turbulenzintensität wurde am Einlass für die SBES $J = 0$ auf null gesetzt, da sich das äußere Fluid in einiger Entfernung zum Propeller in Ruhe befindet und nur in der Nähe von ihm aggregiert wird. Somit ist die turbulente kinetische Energie k am Einlass gleich null.

Die Turbulenzgrößen am Ein- und Auslass sowie an der zylindrischen Außenwand wurden als Zero Gradient Randbedingungen definiert. Alle anderen Turbulenzgrößen wurden durch die CFD berechnet und sind somit Teil der Lösung.

In den Bereichen zwischen dem rotierenden und dem statischen Rechengebiet wurden „Interfaces“ eingerichtet und mittels General-Grid-Interface (GGI)-Methode miteinander gekoppelt.

In einer (U)RANS kann auf Grund des impliziten Rechenverfahrens die Zeitschrittwei-

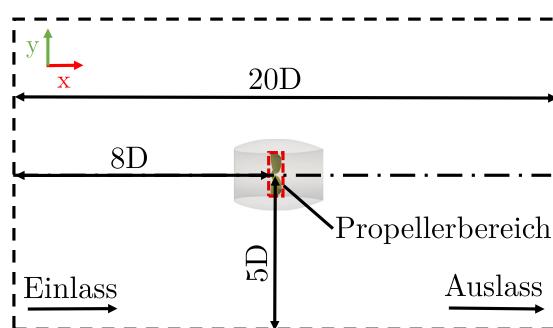


Abbildung 4.6: Modellaufbau des nabenlosen Propellers.

te größer sein als es bei einem explizitem Verfahren erforderlich ist, sodass die Courant-Friedrichs-Lowy-Zahl

$$CFL = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \quad (4.1)$$

ebenfalls groß sein kann. Für SRS-Verfahren wird allerdings eine CFL Zahl ≤ 1 empfohlen, da nach Menter et al. (2010) ansonsten die turbulenten Strömungsstrukturen nicht korrekt berechnet werden. Dies führt dazu, dass bei kleinerer Gitterweite die Zeitschrittweite ebenfalls gemäß Gleichung 4.1 verkleinert werden muss. Infolge steigt der Rechenaufwand. Die Einteilung Zeitschrittweite

$$\Delta t = \frac{\alpha}{n \cdot 360^\circ} \quad (4.2)$$

erfolgt über das Winkelinkrement α sowie der Drehzahl n . Das Winkelinkrement α ist in dieser Arbeit für die (U)RANS $\alpha = 0,5^\circ$ und für die SBES $\alpha = 0,25^\circ$.

4.3.2 Aufbau des Rechengitters

Für die Berechnung der transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder der (U)RANS und SBES wurden im Einklang mit den Empfehlungen von Menter (2015) für SRS in ANSYS ICEM CFD 19.0 hexaedrische, blockstrukturierte Rechengitter erstellt.

In Abbildung 4.7 ist ein Querschnitt des Rechengitters im Bereich der Düse und des Propellers zu sehen. Aus Gründen der Sichtbarkeit wurde ein grob aufgelöstes Rechengitter dargestellt.

Um die erforderlichen geometrischen Anforderungen der einzelnen Rechenzellen im Kern der Strömung aufrecht zu erhalten, wurden hängende Knoten im Bereich der Rotationsachse erstellt (siehe rote Markierung).

Im gesamten Nachlaufbereich des nabelosen Propellers ist weiterhin das Rechengitter höher aufgelöst als im Vorlauf, um die turbulenten Strömungsstrukturen, gerade im Falle der SBES, mit einem hohen Detailgrad erfassen zu können.

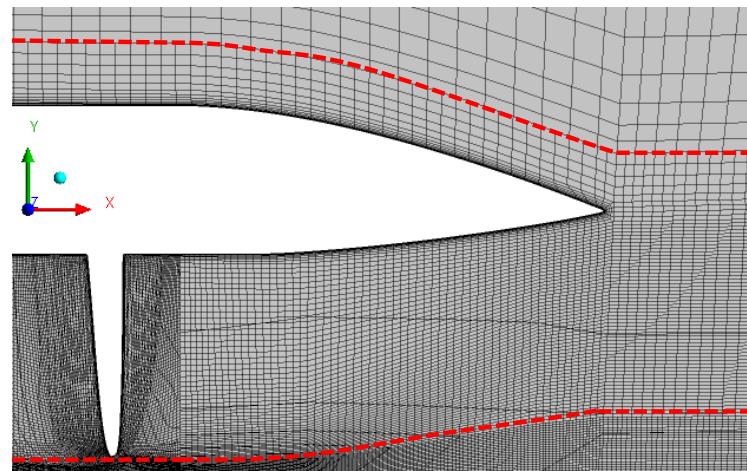


Abbildung 4.7: Struktur des verwendeten Rechengitters.

Es wurden fünf Rechengitter mit 5-20 Mio. Rechenzellen für die (U)RANS-Simulationen erstellt und mittels GCI-Methode nach Roache (1994) verifiziert. Auf Basis der (U)RANS Ergebnisse wurde eine erste Abschätzung der erforderlichen Rechengitterauflösung für die SBES-Simulation nach Menter (2015) durchgeführt.

Hierbei wurde der dimensionslose Wandabstand y^+ aus der (U)RANS zur Berechnung des erforderlichen Wandabstandes der SBES herangezogen. Für die Abschätzung des y^+ Wertes an der Düse und den Propellerblättern wurde ein Flächen-gewichteter Mittelwert des dimensionslosen Wandabstandes verwendet.

Durch die Verringerung des Wandabstandes vergrößert sich das Seitenverhältnis („Aspect Ratio“) der Rechenzellen, wodurch sie von ihrer regelmäßigen Hexaeder-Form abweicht.

Für eine LES wird empfohlen, ein maximales Seitenverhältnis von 20 nicht zu überschreiten Menter (2015). Das Seitenverhältnis der Rechenzelle ist gerade im Bereich der Wandgrenzschicht ein entscheidender Faktor, der die Anzahl der erforderlichen Rechenzellen im restlichen Rechengitter stark ansteigen lässt.

Für hybride LES, wie die SBES, wird hingegen ein Aspect Ratio von maximal 60 angestrebt, da im Bereich der Wandgrenzschicht durch das (U)RANS-Verfahren die Anforderungen an das Rechengitter geringer sind.

Beide Anforderungen, der minimale Wandabstand sowie das maximale Aspect Ratio, müssen in Kombination für das verwendete Verfahren erfüllt sein, um die Strömung für das Modell adäquat aufzulösen.

In einem ersten Schritt wurde das Rechengebiet des nabenhohen Propellers auf Basis mehrerer vereinfachter Geometrieblöcke nachgebildet. Maßgeblich für die resultierende Anzahl aller Rechenzellen ist die Höhe der ersten Rechenzelle

$$y_{neu} = \frac{y}{y^+/y_{neu}}. \quad (4.3)$$

an den Wänden. Unter Rücksichtnahme einer wandnormalen Zellwachstumsrate von 5% wurde die Höhe y der ersten Rechenzelle kumulativ für $N_y = 10 - 20$ Rechenzellen vergrößert, woraus eine Gesamthöhe resultiert. Die Anordnung der übrigen Rechenzellen ergibt sich aus dem vorgegebenen Aspect Ratio N_x/N_y , wobei für die Dimensionierung quer zur Strömung $N_x/2 = N_z$ gilt.

Die restlichen Bereiche wurde anschließend mit einem isotropen Rechengitter, auf Basis der Geometrieblöcke, „aufgefüllt“. Die erforderliche Anzahl an Rechenzellen ist das Produkt aus der Zellenanzahl in alle Raumrichtungen $N_t = N_x \cdot N_y \cdot N_z$. Im letzten Schritt werden die zuvor definierten Geometrieblöcke aufsummiert, woraus sich die gesamte Anzahl der Rechenzellen für den betrachteten Fall ergeben.

Im Ergebnis wurde für eine LES des nabenhohen Propellers eine Zellenanzahl von etwa 220-700 Mio. Rechenzellen ermittelt. Für die SBES wurde eine Zellenanzahl von etwa 30-90 Mio. berechnet. Der maximale dimensionslose Wandabstand beträgt für das Rechengitter mit 90 Mio. Knoten $y^+ = 1$, wobei dies den empfohlenen Wert für SRS von $y^+ \leq 1$ entspricht.

Das resultierende Gitter basiert in diesem Zusammenhang auf einer groben Abschätzung und sollte anschließend einer Konvergenzstudie unterzogen werden. In Abschnitt 3.3 werden die verwendeten Konvergenzstudien für die (U)RANS und SBES-Simulationen vorgestellt.

Weitere Qualitätskriterien bei der Erstellung des Rechengitters sind der Faktor der Volumenänderung („Volume Change“) sowie der Winkel („Angle“) der Zellen (siehe Menter

(2015)). Die (U)RANS-Simulationen haben einen Volume Change Faktor von < 10 und die SBES ein Faktor von < 5 im kompletten Simulationsgebiet. 98 % der Zellen der SBES liegen hingegen im Bereich zwischen 1 und 2. Die minimalen Winkel sollten dem ICEM Manual entsprechend mindestens 18° aufweisen. Im Falle der (U)RANS konnte diese Grenze eingehalten werden. Die kleinsten Winkel der SBES liegen im Bereich von $> 27^\circ$, wobei 90 % der Zellen im Bereich zwischen 36° und 90° liegen. Für beide SBES ($J = 0$ und $J = 0,53$) wurde das gleiche Rechengitter verwendet.

4.4 Konfiguration der Akustiksimulationen

Für die Berechnung des Schallfeldes mittels EIF-Ansatz durch den Projektpartner wurden das vorhandenen CFD-Rechengitter angepasst sowie neue Anfangs- und Randbedingungen definiert.

So ist die zeitliche sowie räumliche Diskretisierung aufgrund der wesentlich höheren Schallgeschwindigkeit anzupassen.

Hydroschall breitet darüber hinaus mit etwa 1500 m/s wesentlich schneller als Luftschall aus. Aufgrund der höheren Schallgeschwindigkeit sind auch die Wellenlängen im Wasser größer, was dazu führt, dass das erforderliche Rechengebiet für die Akustik-Simulation ebenso größer sein sollte.

Beispielsweise hat die erste BPF des untersuchten nabenlosen Propellers eine Frequenz von etwa 68 Hz, was einer Wellenlänge von etwa $f \cdot c = \lambda = 22$ m entspricht.

Unterhalb der 22 m liegt das Nahfeld ($k \cdot r \ll 1$ mit $k = 1/\lambda$) für die erste BPF. Demnach sollte der Simulationsbereich mindestens die Maße der Wellenlänge λ aufweisen, um die erste BPF korrekt wiedergeben zu können.

Da unter anderem die großkaligen, kohärenten Strömungsstrukturen Quellen für die Akustik sind, kann auch das akustische Rechengitter deutlich grober aufgelöst sein, als es im Falle der CFD-Simulation erforderlich ist. Zudem ist in Wandnähe eine hohe Auflösung der Grenzschicht nicht erforderlich.

Das auf diese Weise optimierte Rechengitter, hat einen wesentlich geringeren Speicher- und Rechenbedarf im Vergleich zum CFD-Rechengitter.

Für die EIF-Simulation wurde durch den Projektpartner das vorhandene CFD-Rechengitter angepasst. Das resultierende Rechengitter für die EIF-Simulation des nabenlosen Propellers hat eine Anzahl von etwa 8 Mio. Rechenzellen.

Zur Übertragung der transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder, vom CFD-Gitter auf das akustische Rechengitter, wurde eine konservative Interpolationsmethode vom Projektpartner entwickelt und eingesetzt.

Hierbei wird das Strömungsfeld aus dem ANSYS CFX-Format (.trn) in das OpenFOAM-Format konvertiert und auf das akustische Rechengitter interpoliert. Es wurde eine auf das Zellvolumen gewichtete Interpolationsmethode verwendet.

Eine erste Anwendung wurde durch Schröder et al. (2016) präsentiert und konnte gute Ergebnisse erzielen.

In Abbildung 4.8 ist der Nachbau des Umlaufkanals für die hydroakustische Simulation einschließlich des durch die CFD-Simulation berechneten Bereichs (gestrichelte Linie) zu

sehen. Im unteren Teil der Abbildung ist weiterhin der Propeller zu sehen, mit dem die Strömung im Kanal für die Untersuchungen unter Freifahrtbedingung beschleunigt wird.

Der Umlaufkanal ist umschlossen von schallharten Wänden mit einer freien Wasseroberfläche. Die Wasseroberfläche reflektiert wie die Wände den Schall. Eine Absorption oder Transmission der ankommenden Schallwellen findet hierbei nicht statt.

Weitere Details zum Aufbau der Messstrecke sind in Abschnitt 4.2 zu finden.

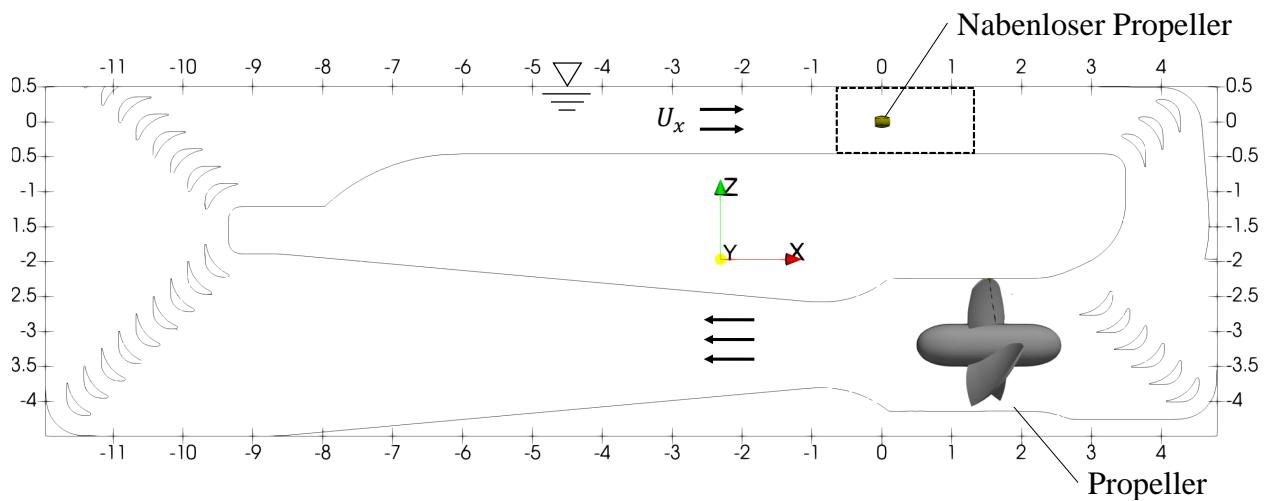


Abbildung 4.8: Nachbau des verwendeten Umlaufkanals für die EIF- (gesamter Bereich) sowie die CFD-Simulationen (gestrichelte Linie).

5 Ergebnisse und Diskussion

Dieses Kapitel befasst sich mit der Auswertung der Ergebnisse aus der Messungen sowie primär der hydrodynamischen sowie hydroakustischen Simulationen des nabbenlosen Propellers.

Im Folgenden setzt sich dieses Kapitel aus insgesamt vier Teilabschnitten zusammen, die sich chronologisch den Qualitätsüberprüfungen der CFD-Simulationen, den hydrodynamischen Analysen, den POD-Analysen sowie den hydroakustischen Analysen widmen.

Im Rahmen dieses Kapitels wird dargestellt wie das hydrodynamische Strömungsfeld eines nabbenlosen Propellers qualitativ aufgebaut ist und in welchem Zusammenhang die auftretenden Strömungsstrukturen mit der resultierenden hydroakustischen Schallemission stehen.

Die Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen mittels POD-Analyse sowie die Analyse des hydroakustischen Schallfeldes, sollen hierbei einen besseren Einblick in das hydroakustische Verhalten von Propellern ermöglichen, als es bisher möglich war.

Das aus der EIF-Simulation resultierende Schallfeld wurde in diesem Zusammenhang für die Identifikation von Schallquellen herangezogen und in Bezug zu den auftretenden Strömungsstrukturen analysiert.

5.1 Qualität der numerischen Rechengitter

5.1.1 Ergebnisse der Richardson Extrapolation sowie des GCI

Die Gitter-Konvergenzstudie des (U)RANS-Rechengitters wurde auf Basis fünf verschiedener Rechengitter für die mittleren axialen Strömungsgeschwindigkeit sowie den Schub durchgeführt. Eine Beschreibung der verwendeten Gleichungen ist in Kapitel 3 zu finden. In der Tabelle 5.1 ist eine Übersicht der verwendeten Rechengitter zu sehen. Die Größen der Rechenzellen wurden auf Basis eines Wachstumsfaktors von 1,4 für alle Raumrichtungen skaliert.

In Abbildung 5.1 sind die Ergebnisse der Konvergenzstudie zu sehen. Für die untersuchten Größen wurden die relativen Unsicherheiten bestimmt. Die Ergebnisse der axialen Strömungsgeschwindigkeit sowie des Schubes wurden weiterhin auf den jeweiligen extrapolierten Wert normiert.

Es ist zu sehen, wie die Unsicherheiten mit Verringerung der Gitterweite kleiner werden. Darüber hinaus nähern sich die berechneten Werte der Strömungsgrößen dem extrapolierten Wert bis zum am feinsten aufgelöste Rechengitter immer weiter an.

Für den Fall 5 mit 20 Mio. Rechenzellen beläuft sich die Unsicherheit für die axiale Strömungsgeschwindigkeit auf weniger als 2 % des Gesamtwertes, was für die Berechnung integraler Kenngrößen ausreichend ist.

Fall 5 wurde für die Abschätzung der SBES im Abschnitt 4.3.2 eingesetzt und soll im weiteren Verlauf der Arbeit für die Bestimmung der integralen Kenngrößen genutzt werden.

index	1	2	3	4	5
Cells/M	5.2	7.3	10.2	14.3	20

Tabelle 5.1: Anzahl der Rechenzellen der verwendeten Rechengitter für die Konvergenzstudie.

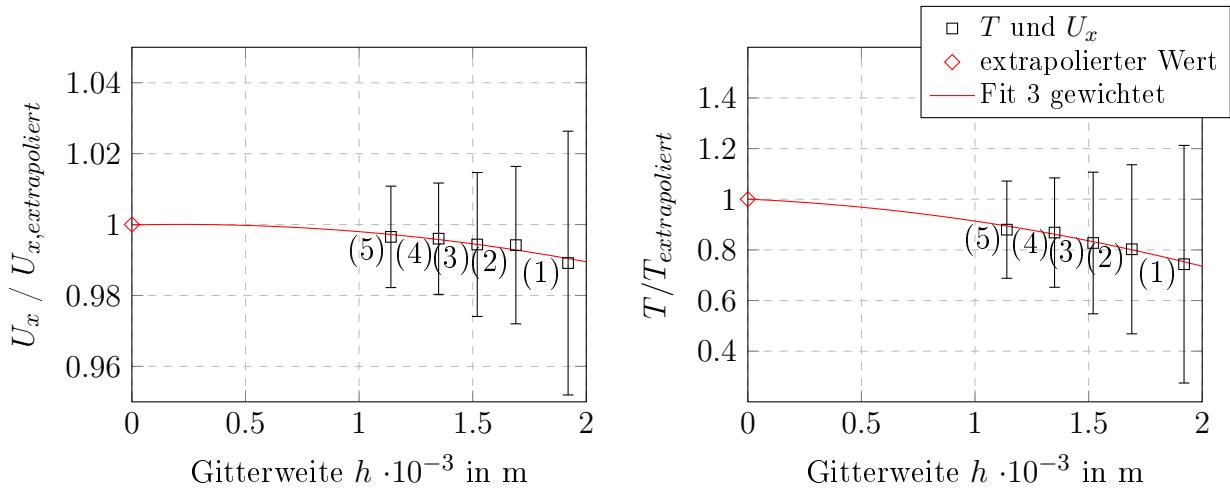


Abbildung 5.1: Konvergenzverhalten nach [Eça und Hoekstra \(2014\)](#) der Strömungsgeschwindigkeit U_x bei $x/R = 19$ sowie des Schubs T fünf verschiedener Rechengitter des nabzenlosen Propellers. Index (1-5) mit Bezug auf die Rechengitter in Tabelle 5.1.

5.1.2 Ergebnisse der PLA

Die Auswahl des verwendeten SBES-Rechengitters erfolgte auf Basis der PLA nach [Torner et al. \(2018\)](#). Die mathematischen Grundlagen hierfür wurden in Abschnitt 3.3.2 vorgestellt.

In Tabelle 5.2 sowie Abbildung 5.2 sind die Ergebnisse der PLA für die SBES zu sehen.

Vom grobaufgelösten Rechengitter mit 8 Mio. Zellen bis zum feinaufgelösten mit 93 Mio. ist zu sehen, dass der erste Verlustterm $P_{verl,1}$ relativ konstant bleibt. Der Schub und das Drehmoment werden bereits gut durch die groben SBES-Rechengitter wiedergegeben.

Der Anteil von $P_{verl,2}$ nimmt mit wachsender Zellenanzahl zu und weist bei 93 Mio. Rechenzellen einen Unterschied zu $P_{verl,1}$ von etwa 2 % auf. Die Anteile der Verluste des (U)RANS- sowie LES-Turbulenzmodells ($P_{turbmod,SST}$ und $P_{turbmod,LES}$) bleiben in etwa konstant. Die Anteile der direkt sowie aufgelösten Turbulenz steigen hierbei vom grobaufgelösten bis zum feinaufgelösten Rechengitter stetig an.

Tabelle 5.2: Ergebnisse der PLA für verschiedene Gittergrößen sowie Vergleich zwischen Standschub- und Freifahrtbedingungen.

$V_A = 0 \text{ m/s}$	8 Mio.	20 Mio.	33 Mio.	93 Mio.	93 Mio., $V_A = 0,9 \text{ m/s}$
P_m / W	44.86	44.24	44.72	44.33	40.51
$\Delta P_h / \text{W}$	30.44	30.16	27.91	29.90	25.79
$P_{verl,1} / \text{W}$	14.43	14.08	14.28	14.43	14.72
P_{dir} / W	2.06	2.77	2.8	3.39	3.93
$P_{turbres} / \text{W}$	0.042	0.094	0.13	0.19	0.15
$P_{turbmod,LES} / \text{W}$	5.14	5.31	5.64	5.46	5.14
$P_{turbmod,SST} / \text{W}$	5.15	5.06	4.92	5.10	4.80
$P_{verl,2} / \text{W}$	12.38	13.23	13.5	14.13	14.01
$\frac{(P_{verl,2} - P_{verl,1})}{P_{verl,1}} / \%$	-14.2	-5.9	-5.5	-2.1	-4.8

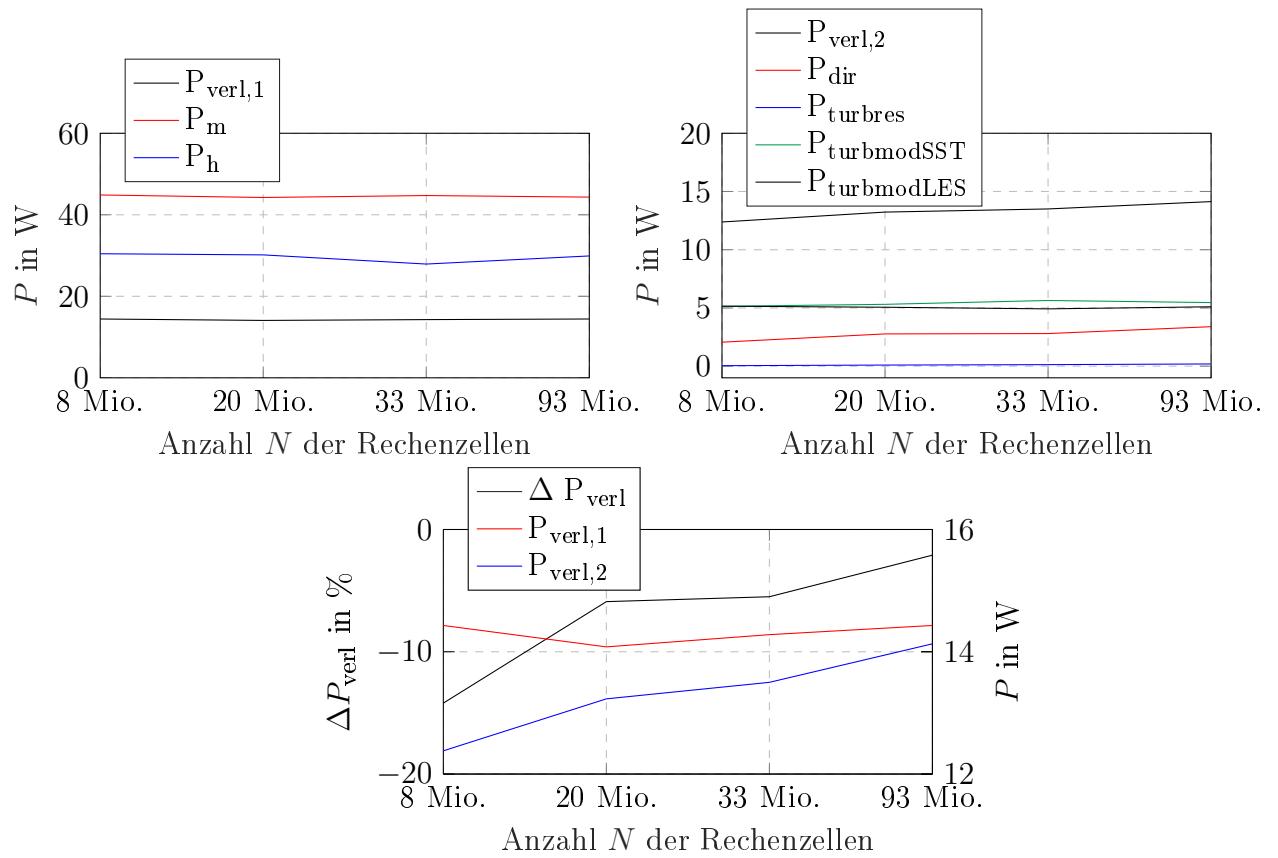


Abbildung 5.2: Ergebnisse der PLA mit Referenz zu Tabelle 5.2.

Wie in den Untersuchungen nach [Torner et al. \(2018\)](#) ist ein asymptotisches Verhalten der direkten und aufgelösten Dissipation sowie des Unterschiedes zwischen den resultierenden Verlusttermen $P_{verl,1}$ sowie $P_{verl,2}$ zu erkennen. Für das Rechengitter mit 93 Mio. Rechenzellen beträgt die Abweichung der berechneten Verluste ΔP_{verl} nur noch etwa 2 %, was in Anlehnung an [Torner et al. \(2018\)](#) für diesen Fall ausreichend für die Berechnung des instationären Strömungsfeld ist.

5.1.3 Spektrum der turbulenten kinetischen Energie

Die Qualität der Simulationsergebnisse bezüglich ihrer räumlichen und zeitlichen Auflösung sowie der Wiedergabe turbulenter Strömungsstrukturen, wurde weiterhin auf Basis der Spektren der turbulenten kinetischen Energie k überprüft.

In turbulenten Strömungen ist zu erwarten, dass das Spektrum von k im doppelt logarithmischem Diagramm mit dem Anstieg der Frequenz beziehungsweise der Wellenzahl \mathbf{k} einem bestimmten Energieabfall folgt. Dieser Zusammenhang wurde erstmals durch den Mathematiker [Kolmogorow \(1941\)](#) präsentiert.

Aus physikalischer Sicht zerfallen die großen Wirbel kaskadenartig zu immer kleineren, bis es zur Dissipation kommt. Die Energie der großen Wirbel teilt sich während dieses Prozesses auf die kleinen Wirbel auf.

In Abbildung 5.3 sind die Spektren von k für die Fälle $J = 0$ (oben) sowie $J = 0,53$ (unten) der [SBES](#) mit 93 Mio. Rechenzellen im doppelt logarithmischem Diagramm dargestellt. Die

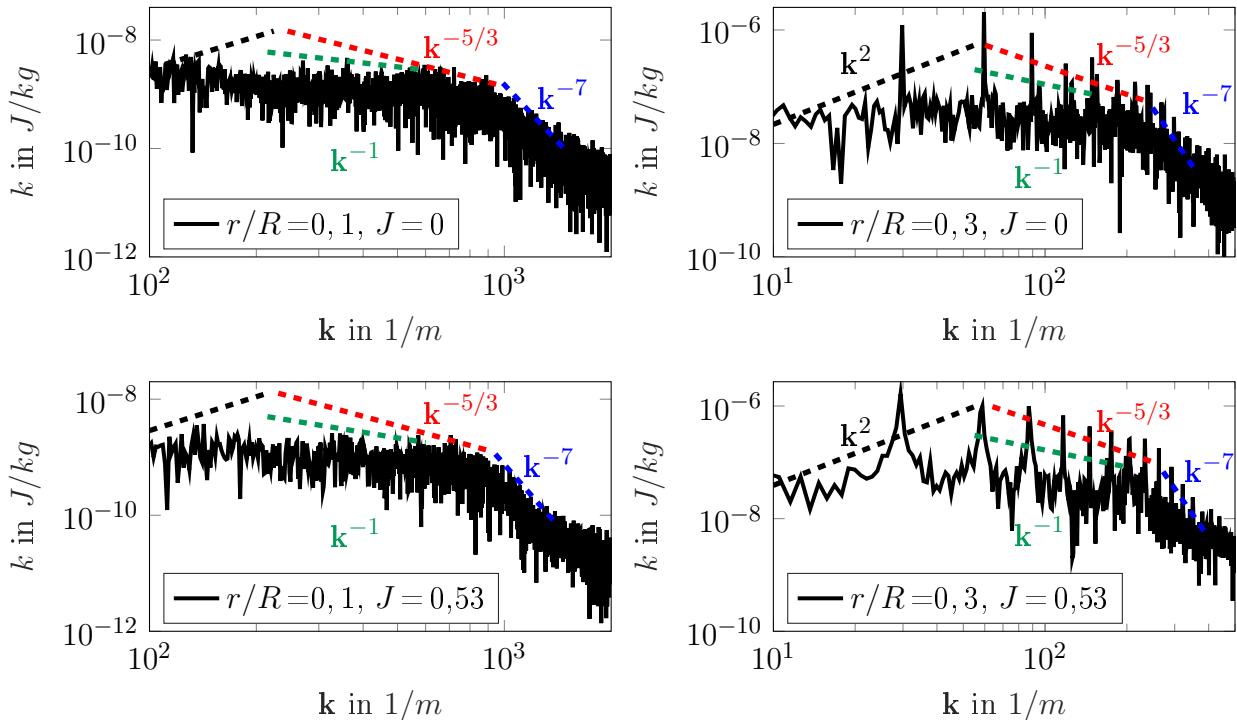


Abbildung 5.3: Energiespektrum der turbulenten kinetischen Energie k über die Wellenzahl \mathbf{k} zweier Punkte im Nachlauf des nabelosen Propellers für $J = 0$ (oben) und $J = 0,53$ (unten).

Messpunkte liegen im Nachlauf jeweils im Bereich der Blattspitzen ($r/R = 0,1$ links) sowie der Blatthinterkanten ($r/R = 0,3$ rechts).

Anhand der Spektren in Abbildung 5.3 ist zu sehen, dass sich der von Kolmogorow (1941) postulierte Trägheitsbereich $k^{-5/3}$ (rot) sowie Dissipationsbereich k^{-7} (blau) ausgebildet haben. Der Produktionsbereich k^2 (schwarz) ist ebenso im niedrigen Wellenzahlbereich wiederzufinden. Weiterhin ist im Trägheitsbereich ein Energieabfall k^{-1} (grün) zu erkennen.

Der Energieabfall von k^{-1} wurde durch Nikora (1999) phänomenologisch erläutert und ist auf die Überlagerung unterschiedlicher Kolmogorow-Kaskaden, die im Bereich vor den Wänden simultan initiiert werden, zurückzuführen. Dieser Effekt tritt üblicherweise für Wellenzahlen zwischen $1/D \leq k \geq 1/y$ auf, wobei y auf den Wandabstand bezogen ist.

5.2 Analyse der Hydrodynamik

Im folgenden Abschnitt werden die hydrodynamischen Analysen des nabbenlosen Propellers vorgestellt. Das (U)RANS- sowie SBES-Verfahren wurden für die Untersuchungen herangezogen und die Qualität der verwendeten Rechengitter im Rahmen des vorherigen Abschnittes überprüft.

Das (U)RANS-Verfahren wurde zur Bestimmung der integralen Kennziffern unter Freifahrt- sowie Standschubverhalten für die Fälle $J = 0; 0,43; 0,53$ sowie $0,71$ verwendet. Das SBES-Verfahren wurde in diesem Rahmen für die Analysen des instationären Strömungsfeldes sowie der helixförmigen Nachlaufstrukturen für die Fälle $J = 0$ sowie $J = 0,53$ genutzt.

Neben den integralen Kennziffern wurden die Wanddruckfluktuationen aus der SBES mit denen der Messung gegenübergestellt.

Zum Ende dieses Abschnittes folgt die hydrodynamische Analyse des Propellernachlaufs der SBES. In diesem Zusammenhang werden die auftretenden Strömungsstrukturen genauer beschrieben und deren Bildung sowie Zerfall skizziert.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen dienen unter anderem der Quantifizierung des Strömungsfeldes des nabbenlosen Propellers und werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels für die Beschreibung der strömungsmechanischen Phänomene, die zur Bildung von Schallquellen am Propeller führen, herangezogen.

5.2.1 Freifahrt- und Standschubverhalten

Im Folgenden werden die Ergebnisse der integralen Kennziffern aus den Untersuchungen mittels (U)RANS und SBES-Verfahren sowie der Messkampagne vorgestellt und einander gegenübergestellt. Die verwendeten Gleichungen sind in Abschnitt 3.1 sowie 3.2 zu finden.

In Abbildung 5.4 sind der Wirkungsgrad η_{id} sowie der Schubbeiwert C_T in Abhängigkeit von der Fortschrittsziffer J zu sehen. Weiterhin sind in der Abbildung die berechneten Messunsicherheiten aufgetragen. Zum Abgleich sind die Ergebnisse der Messungen in Tabelle 5.3 dargestellt.

Der Schubbeiwert C_T ist im Bereich niedriger Fortschrittsziffern am höchsten und verringert sich mit dem Anstieg von J . Der Wirkungsgrad hingegen wird mit dem Anstieg der Fortschrittsziffer größer und ist im Fall $J = 0,71$ am höchsten.

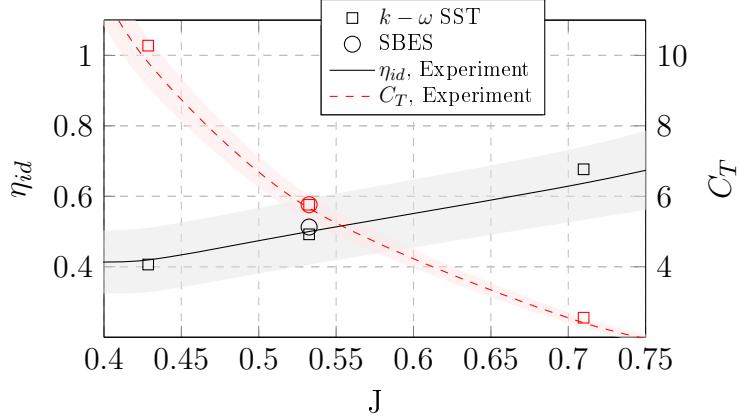


Abbildung 5.4: Freifahrtverhalten des nabenlose Propellers mit den absoluten Messunsicherheiten nach Abschnitt 3.2.

J	0.43	0.53	0.71
C_T	$9,92 \pm 0,711$	$5,66 \pm 0,365$	$2,41 \pm 0,147$
η_{id}	$0,42 \pm 0,091$	$0,50 \pm 0,094$	$0,64 \pm 0,104$

Tabelle 5.3: Messergebnisse des Schubes sowie des Wirkungsgrades einschließlich der absoluten Fehlergrenzen nach Abschnitt 3.2 mit Referenz zur Abbildung 5.4.

Die Ergebnisse der Simulationen weichen nur im geringen Maße von denen der Messung ab. Der verwendete numerische Modellaufbau des nabenlosen Propellers weist somit in Bezug auf die integralen Größen eine gute Ähnlichkeit zum realen Modell auf.

Neben den Untersuchungen unter Freifahrtbedingung wurde der nabenlose Propeller unter Standschubbedingungen numerisch sowie experimentell untersucht. Die (U)RANS-Simulation ergaben einen Schubbeiwert von $K_T = 1,12$, woraus eine Abweichung zu dem Ergebnis der Messung ($K_T = 1,078 \pm 0,033$) von etwa 3,9 % resultiert. Durch die SBES wurde ein Schub von $K_T = 1,11$ berechnet, was eine Abweichung von nur etwa 2,8 % entspricht.

5.2.2 Analyse und Vergleich der Wanddruckfluktuationen

Im Rahmen der Messkampagne wurden die Wanddruckfluktuationen mittels dynamischem Wanddrucksensor im Bereich der Düseninnenwand stromab zum Propeller erfasst und analysiert. Eine genau Beschreibung der Einbauposition des Sensors ist in Abschnitt 4.2 zu finden.

In Abbildung 5.5 sind die auf die Drehzahl normierten Spektren (Ordnungsspektren) der Wanddruckfluktuationen der Messung (schwarz), der SBES-Simulationen mit 33 Mio. Rechenzellen (rot) sowie mit 93 Mio. Rechenzellen (blau) für $J = 0$ (oben) und $J = 0,53$ (unten) gegenübergestellt.

Die erste BPF liegt bei $f/n = 4$ und ist in beiden Fällen dominant. Die höheren Ordnungen der BPF sind im Diagramm bei $f/n = 8, 12, 16, 20, 24, 28, 32, 36$ sowie 40 zu sehen, wobei die

Amplituden deutlich niedriger gegenüber denen der ersten BPF sind.

Im Fall $J = 0$ wird die erste BPF-Ordnung im Vergleich zur Messung durch die Variante mit 33 Mio. Rechenzellen unterschätzt und durch die Variante mit 93 Mio. Rechenzellen überschätzt. Die erste BPF wird im Fall $J = 0,53$ durch die SBES unterschätzt.

Die höheren Ordnungen der Wanddruckfluktuationen aus der SBES weisen in beiden Fällen einen höheren Pegel im Vergleich zur Messung auf. Lediglich die Amplitude der 24. Ordnung ist im Fall $J = 0$ höher.

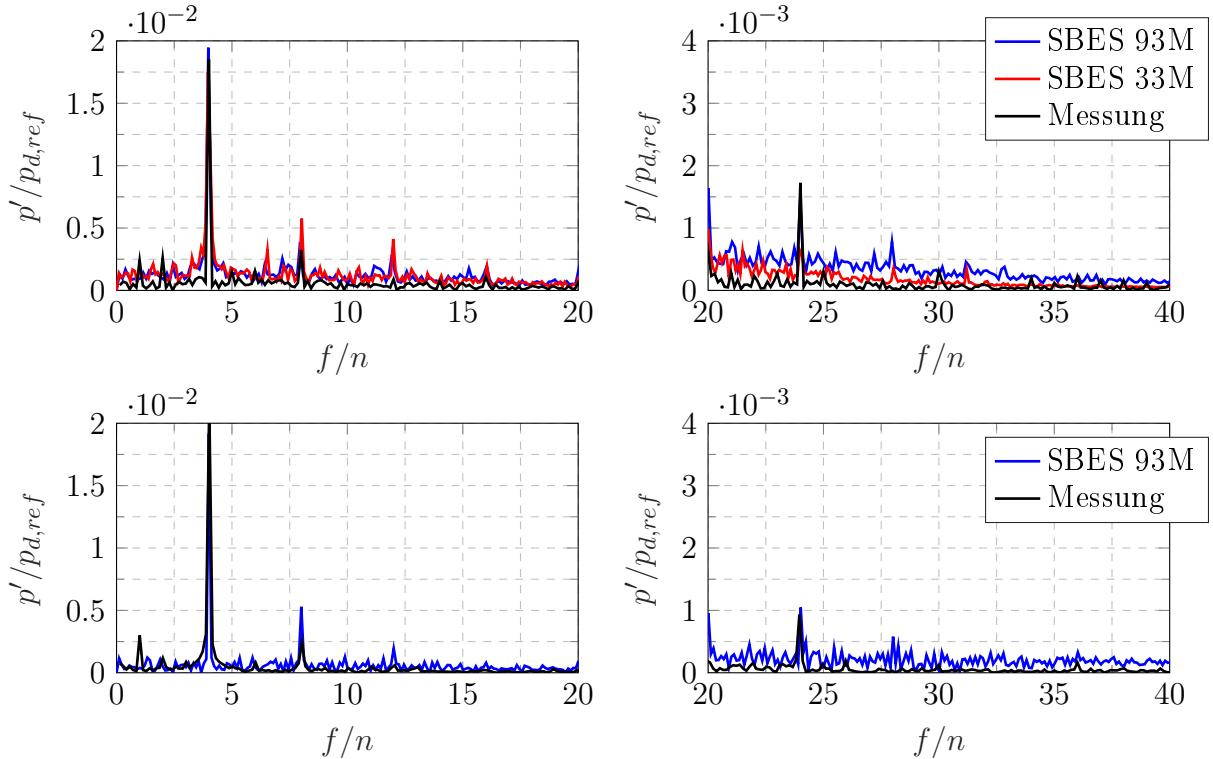


Abbildung 5.5: Wanddruckfluktuationen im Bereich des druckseitigen Düsenauslassen für $J = 0$ (oben) und $J = 0,53$ (unten) mit $p_{d,ref} = u_{ref}^2 \cdot \rho/2$.

Dieser Zusammenhang resultiert aus dem mechanischen Aufbau des Antriebs und ist Folge der eingebauten 8 Spulen sowie 12 Magnete, die für den Antrieb beziehungsweise die Kraftübertragung vom statischen auf den rotierenden Bereich des Propellers erforderlich sind.

Durch die Interaktion dieser Bauteile werden in jedem Propellerdurchgang periodische Kräfte in die Propellerstruktur initiiert und an die Umgebung abgegeben.

Die Anzahl der periodischen Propellerdurchgänge der Spulen und Magnete besitzen einen gemeinsamen Teiler bei der 24. Ordnung, wodurch es zu einer Überlagerung der Kräfte kommt, bei der diese sich gegenseitig verstärken.

Durch die Simulationen wird der Einfluss der Spulen und Magnete nicht berücksichtigt, was dazu führt, dass bei der 24. Ordnung eine niedrigere Amplituden im Ordnungsspektrum der Simulation und der Messung wiederzufinden sind.

Neben den höheren Ordnungen der BPF können in beiden Fällen weitere Spektrallinien unter anderem bei etwa $f/n = 6$ und 31,8 identifiziert werden. In den nachfolgenden Ab-

schnitten soll auf die Ursache dieser beobachteten Effekte im Ordnungsspektrum genauer eingegangen werden.

5.2.3 Analyse des Propellernachlaufs

Aufgrund der veränderten Anordnung der Propellerblätter ist bei nabenlosen Propellern von einem signifikanten Unterschied im Strömungsfeld in Bezug zur klassischen Bauweise auszugehen. Welche spezifischen Merkmale hierbei auftreten und wie sie sich phänomenologisch von Nabenpropellern unterscheiden, wird in diesem Abschnitt näher erläutert.

In Abbildung 5.6 ist die mittleren axialen Strömungsgeschwindigkeiten über dem Radius des nabenlosen Propellers für die Fälle $J=0$ (links) und $J=0,53$ (rechts) zu sehen.

Die Strömungsgeschwindigkeit nimmt stromab stetig ab. Der äußere Bereich des Freistrahls ist durch die höchste Strömungsgeschwindigkeit gut zu erkennen. Außerhalb des Freistrahls nimmt die Strömungsgeschwindigkeit die jeweilige Fortschrittsgeschwindigkeit ($V_A=0$ für $J=0$ und $V_A=0,9$ für $J=0,53$) an.

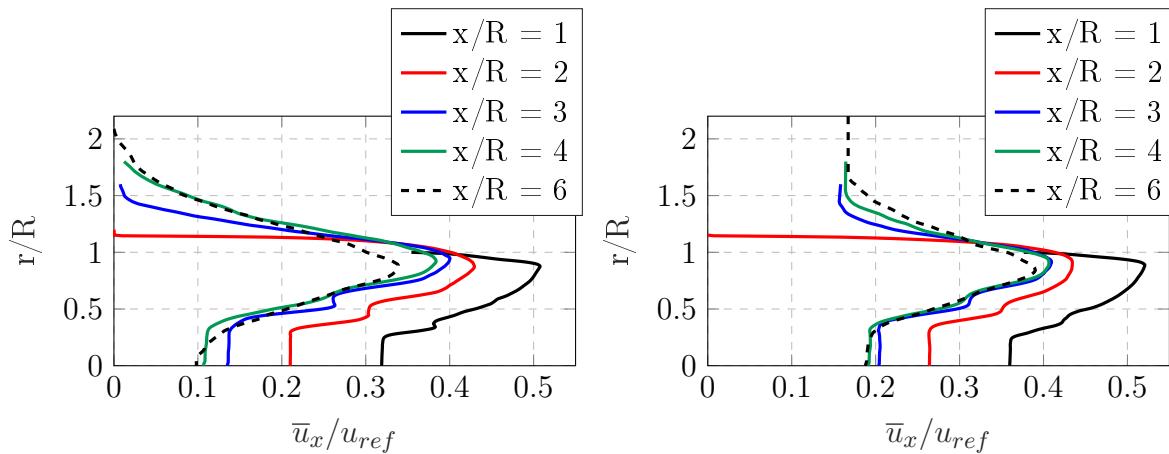


Abbildung 5.6: Gemittelte axiale Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf des nabenlosen Propellers für $J=0$ (links) und $J=0,53$ (rechts).

Für $x/R=2$ liegt im Fall $J=0$ die höchste axiale Strömungsgeschwindigkeit mit $\bar{u}_x/u_{ref}=0,43$ bei $r/R=0,85$. Die geringste axialen Strömungsgeschwindigkeit ist im Bereich der Rotationsachse zu finden und beträgt $\bar{u}_x/u_{ref}=0,21$.

Im Vergleich dazu sind die höchsten axialen Strömungsgeschwindigkeiten im Nachlauf von Nabenpropellern im Bereich der Rotationsachse zu finden.

Für den betrachteten Fall liegt das Verhältnis von minimaler zu maximaler axialer Strömungsgeschwindigkeit bei etwa 0,48 und im Fall $J=0,53$ bei etwa 0,95, was nach Hamill und Kee (2016) signifikant höher im Vergleich zu Nabenpropellern (etwa 0,35) ist.

Die im Vergleich zu Nabenpropellern unterschiedliche Verteilung der axialen Strömungsgeschwindigkeit kann Auswirkungen beispielsweise auf die Interaktion sowie und den Zerfall der Wirbelstrukturen oder auch auf die Bildung von Kavitation haben.

Um zu prüfen ob es im gegebenen Fall zu Kavitation kommen kann, wurde in diesem Zu-

sammenhang die Kavitationszahl

$$\sigma = \frac{\bar{p} - p_\nu}{1/2 \cdot \rho|u|^2} \quad (5.1)$$

auf Basis des Verdampfungsdrucks p_ν berechnet. In Abbildung 5.7 ist die Verteilung der Kavitationszahl σ in einem Querschnitt des Strömungsgebietes des nabbenlosen Propellers für die Fälle $J=0$ und $0,53$ zu sehen.

Die Abbildung 5.7 zeigt, dass im Bereich der saugseitigen Blattwurzeln sowie des Düsen-einlasses, bei sinkendem Umgebungsdruck, ersten Kavitationsblasen entstehen können.

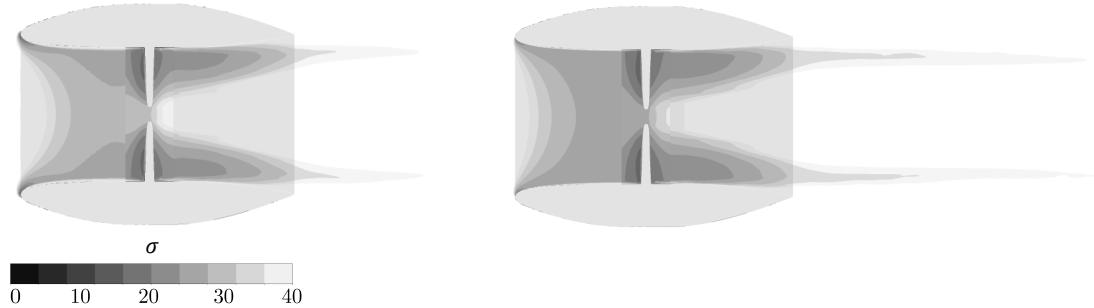


Abbildung 5.7: Verteilung der Kavitationszahl σ im Strömungsfeld des nabbenlosen Propellers auf Basis des gemittelten Drucks \bar{p} für $J=0$ (links) und $J=0,53$ (rechts).

In beiden Fällen ($J=0$ und $0,53$) findet jedoch keine Kavitation statt, da σ im gesamten Strömungsgebiet größer als null ist.

Kavitation führt unter anderem zu einem deutlichen Anstieg der resultierenden Schall-emissionen (siehe [Wittekind und Schuster \(2016\)](#)) und sollte deshalb im Rahmen dieser Untersuchungen vermieden werden.

Der Propellernachlauf ist von periodisch oszillierenden Wirbelstrukturen durchzogen, die sich von den Blattspitzen, Blathinterkanten sowie Blattwurzeln ausbilden und stromab ausbreiten.

Die Identifikation solcher Wirbelstrukturen erfolgt auf Basis sogenannter Wirbelidentifika-tionsmethoden, wie dem Q-Kriterium

$$Q = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (5.2)$$

nach der Arbeit von [Hunt et al. \(1988\)](#).

Die Wirbelstärke Ω und der Scherratentensor S sind hierbei die nicht-symmetrischen und symmetrischen Teile des Geschwindigkeitsgradiententensors. So berechnet Q die Differenz zwischen der Rotation sowie der Dehnungsrate und kann daher als Überhang der Rotation gegenüber der Dehnung interpretiert werden.

In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die Iso-Flächen des Q-Kriteriums mit dem Wert $Q/Q_{ref}=35$ (mit $Q_{ref} = n^2$) im Nachlauf des nabbenlosen Propellers für die Fälle $J=0$ und $J=0,53$ zu sehen. Auf den Iso-Flächen ist die auf die Referenzgeschwindigkeit $u_{ref} = \omega R$ normalisierte Strömungsgeschwindigkeit abgebildet.

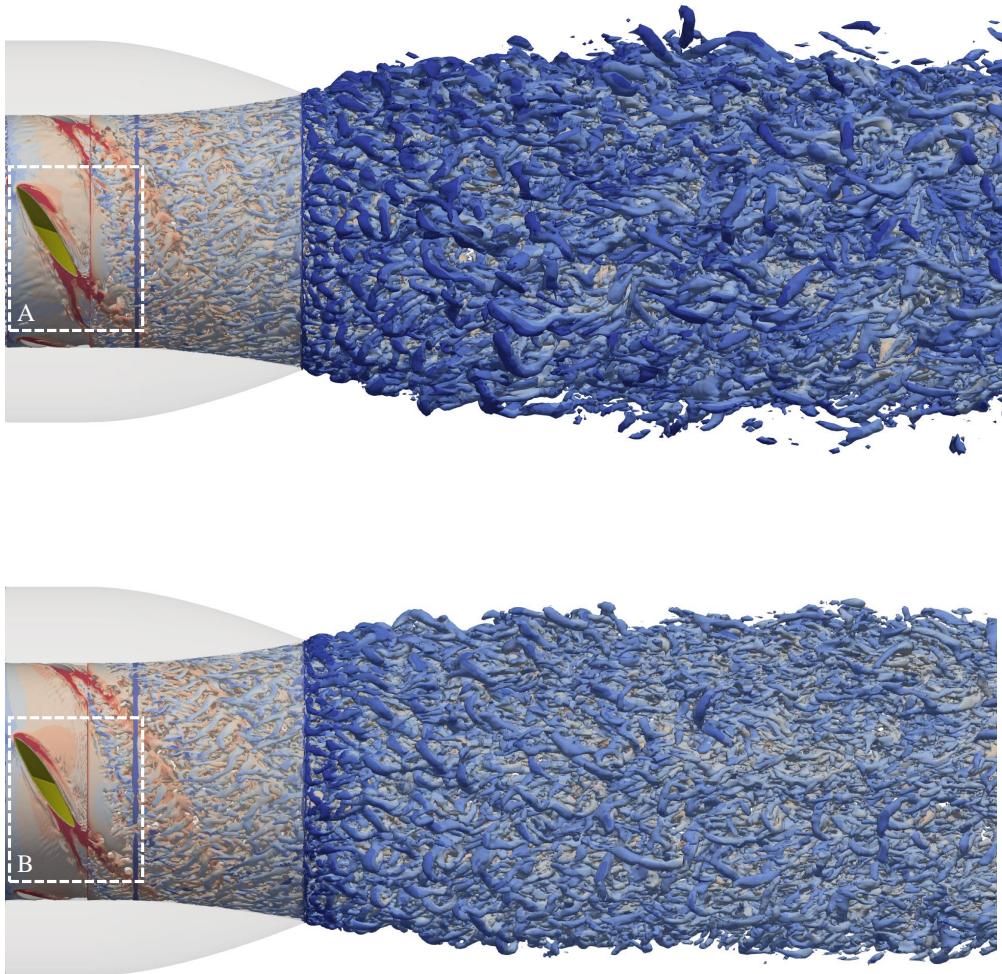


Abbildung 5.8: Momentaufnahme der Q-Kriterium Verteilung im Nachlauf des nabenlosen Propellers mit $Q/Q_{ref} = 35$ für den Fall $J = 0$ (oben) und $J = 0,53$ (unten) mit $|u|/u_{ref} = 0$ (blau) bis 0.8 (rot).

Gerade im Bereich der Blattwurzeln beziehungsweise der Düseninnenwand ist die Strömungsgeschwindigkeit hoch und verringert sich stromab stetig.

Neben verschiedenen scheinbar chaotischen Strömungsstrukturen sind zwei Hufeisenwirbel (Abbildungen 5.9, gestrichelte Linien) im Bereich der Blattwurzeln zu sehen. Die Hufeisenwirbel breiten sich innerhalb der Düseninnenwand stromab aus und dissipieren bereits nach einem Abstand von etwa $x/R = 2$ zur mittleren Ebene des Propellers, sodass sie nicht mehr im Nachlauf des Propellers zu identifizieren sind.

Innerhalb des Freistrahls sind weitere Strömungsstrukturen vorhanden, die jedoch in der bisherigen Darstellung nicht zu sehen sind. Eine räumliche Trennung des inneren Bereichs des Strömungsfeldes vom restlichen, äußeren Bereich soll in diesem Zusammenhang einen besseren Einblick ermöglichen.

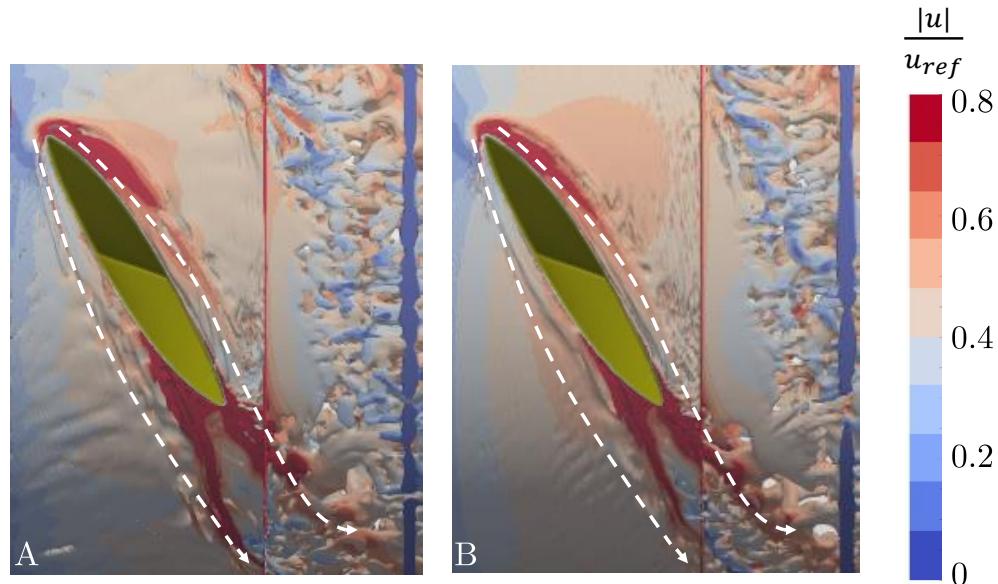


Abbildung 5.9: Detailansicht der Momentaufnahme der Q-Kriterium Verteilung im Nachlauf des nabenlosen Propellers mit $Q/Q_{ref} = 35$ für den Fall $J = 0$ (A, links) und $J = 0,53$ (B, rechts) mit Referenz zu Abbildung 5.8.

Für die Darstellungen in Abbildungen 5.10 ($J = 0$) sowie 5.11 ($J = 0,53$) wurde hierfür das Strömungsfeld jeweils im Bereich $r/R < 0,9$ (oben) und $r/R < 0,65$ (unten) entfernt, sodass die inneren Strömungsstrukturen sichtbar werden. Auf der Iso-Fläche ist die axiale Wirbelstärke ω_x abgebildet, wodurch die Rotationsrichtung der Strömungsstrukturen zu erkennen ist.

In beiden Fällen bilden sich Wirbelzöpfe im Bereich der Blattspitzen sowie der mittleren Ebenen der Blatthinterkanten aus, die gemeinsam ein helixförmiges Wirbelsystem im Nachlauf formen.

Deutlich sind in der Abbildungen ((a), *iii*) und innere ((b), *ii*) helixförmige Wirbelstrukturen zu erkennen, die jeweils durch periodische Ablösungen im Bereich der Blattspitzen sowie Blatthinterkanten entstehen.

Innerhalb der Düse werden sowohl die inneren als auch die äußeren helixförmigen Wirbelstrukturen durch eine erhöhte radiale Strömungsgeschwindigkeit nach außen transportiert. Außerhalb der Düse ist die radiale Strömungsgeschwindigkeit geringer, wodurch die helixförmigen Wirbelstrukturen ihren Umfang bis zum Beginn des Zerfalls in etwa beibehalten.

Der Zerfallsprozess der Wirbelstrukturen von Nabendpropellern wurde von Saffman (1970), Widnall (1972), Lugt (1997) und Felli et al. (2011) genauer untersucht.

Es treten unter anderem miteinander überlagerte sinusartige, kurzwellige und langwellige Störungen auf, die den Zerfall einleiten und das Wirbelsystem kollabieren lassen.

Weiterhin wurde bei Nabendpropellern das sogenannte ‚leap frogging‘ Phänomen beobachtet, was sich als überspringen der Wirbelzöpfe benachbarter Propellerblätter äußert. Der Zerfall wird hierbei durch gegenseitige Induktion der einzelnen Teilabschnitte der Wirbelzöpfe eingeleitet.

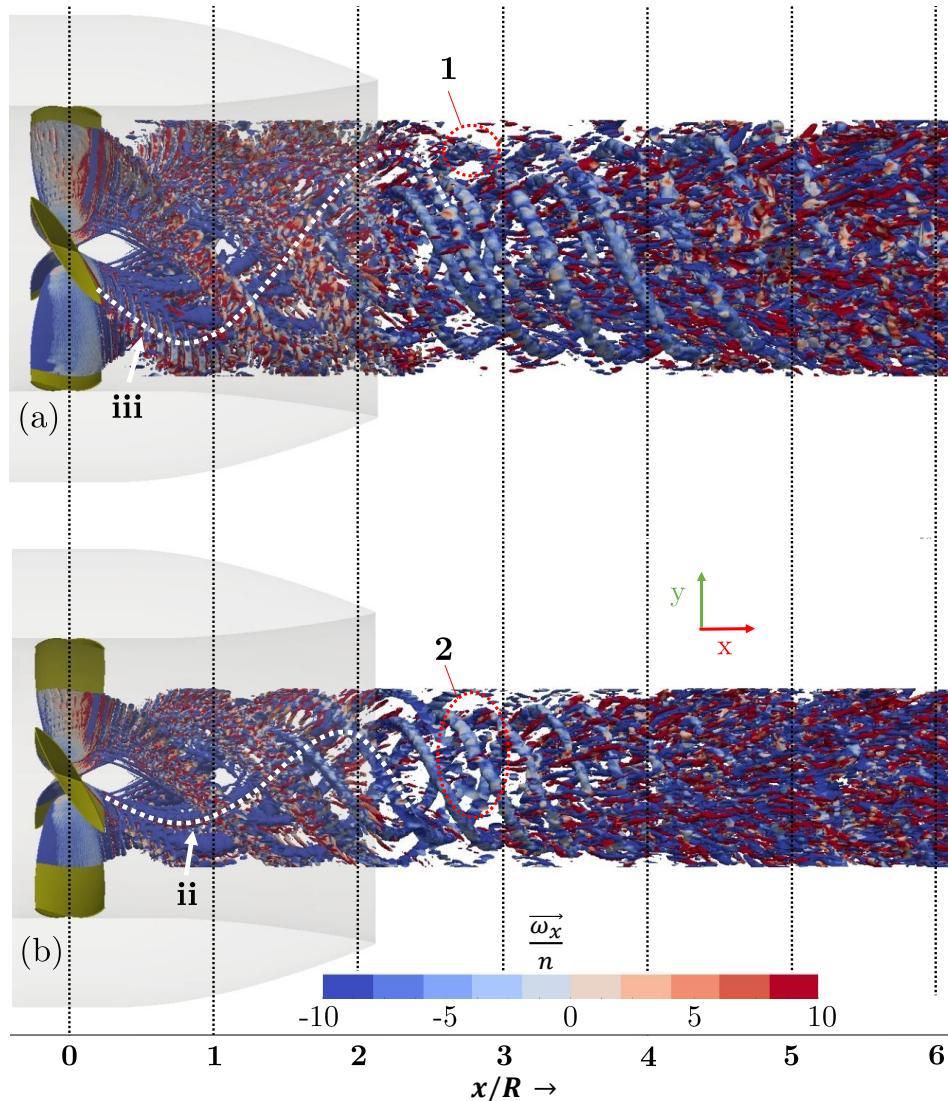


Abbildung 5.10: Momentaufnahme der Q-Kriterium Verteilung im Nachlauf des nabenlosen Propellers mit $Q/Q_{ref} = 35$ für den Fall $J = 0$. Hinterkanten- (a) und Blattspitzenbereich (a,b) des Propellernachlaufs.

Bei dem untersuchten nabenlosen Propeller konnte das „leap frogging“ Phänomen nicht beobachtet werden.

In den Abbildungen 5.10 und 5.11 sind jedoch kurzwellige (1) sowie langwellige (2), sinusartige Störungen in beiden Fällen wiederzufinden.

Die kurzwelligen sinusartigen Störungen werden hierbei primär durch Wirbelstraßen im Nachlauf der Blatthinterkanten hervorgerufen. Diese Störungen sind bis etwa $x/R = 2,5$ in beiden Fällen gut zu erkennen.

Für einen besseren Überblick über der Wirbelstrukturen wurden für die Darstellung in Abbildung 5.12 eine Schnittebenen des Q-Kriteriums (oben) sowie die z-Komponenten der Wirbelstärke (unten) für die Fälle $J = 0$ (links) sowie 0,53 (rechts) extrahiert.

Im oberen Teil der Abbildung wurden zusätzlich die Wirbelkerne der einzelnen Wirbelzöpfe

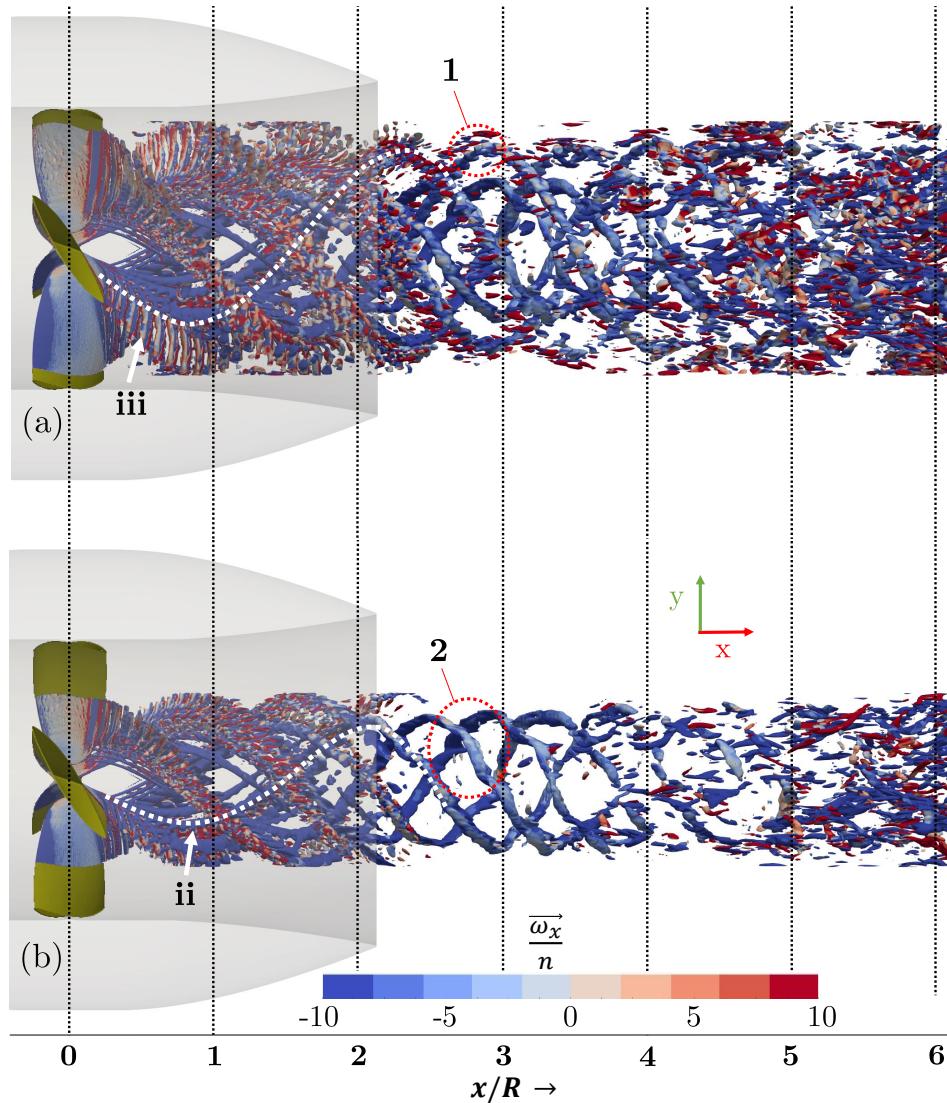


Abbildung 5.11: Momentaufnahme der Q-Kriterium Verteilung im Nachlauf des nabenlosen Propellers mit $Q/Q_{ref} = 35$ für den Fall $J = 0,53$. Hinterkanten- (a) und Blattspitzenbereich (a,b) des Propellernachlaufs.

markiert sowie deren Relativbewegung schematisch gekennzeichnet.

Anhand der Wirbelkerne ist zu erkennen, dass die Abstände der äußeren helixförmigen Wirbel größer als die der Inneren zueinander sind. Aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit im äußeren Bereich des Freistrahls, im Vergleich zum Inneren, fließen die äußeren Wirbel mit einer größeren Strömungsgeschwindigkeit ab, wodurch sie einander passieren.

Infolge dessen kommt es zwischen den Wirbelzöpfen der inneren und äußeren Wirbel zu einer gegenseitigen Einflussnahme beziehungsweise Induktion, die die Stabilität des Wirbelsystems herabsetzt.

Die Rotationsrichtungen der inneren und äußeren helixförmigen Wirbel sind hierbei identisch.

Der Zerfall des inneren helixförmigen Wirbels (*ii*) setzt im Fall $J = 0$ (siehe Abbildungen

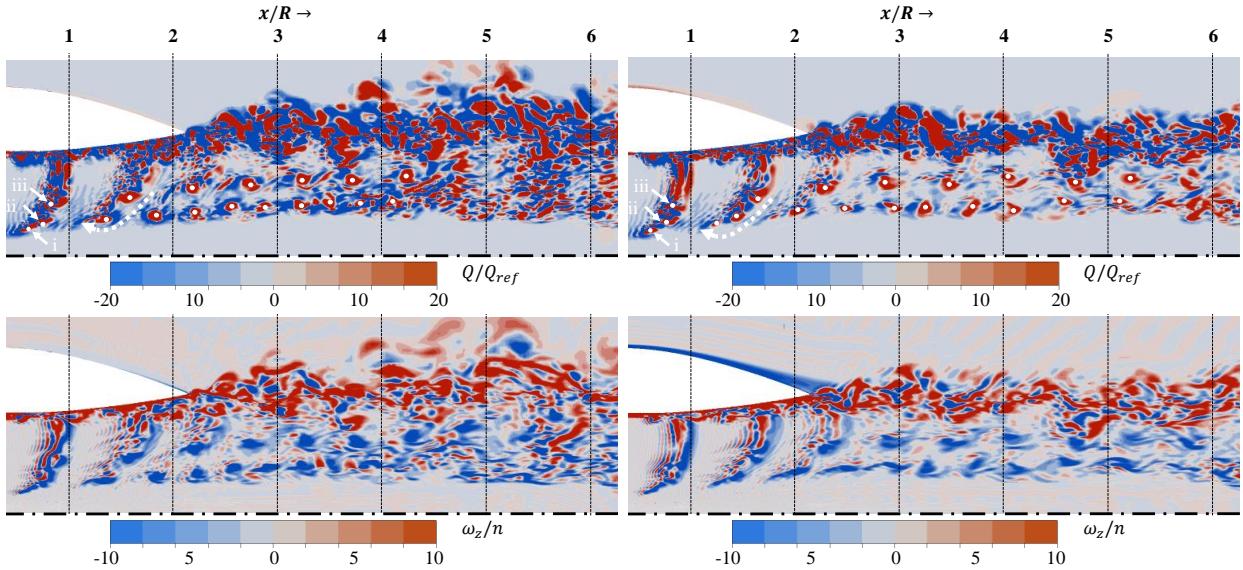


Abbildung 5.12: Momentaufnahme der Verteilung des Q-Kriteriums (oben) mit Markierung der Helix-Wirbelkerne sowie die Momentaufnahme der z-Komponente der Wirbelstärke (unten) für $J=0$ (links) und $J=0,53$ (rechts).

5.10, unten) bei etwa $x/R = 2,5$ ein und ist bei etwa $x/R = 4$ abgeschlossen. Im Fall $J = 0,53$ (siehe Abbildungen 5.11, unten) beginnt der Zerfallsprozess bei etwa $x/R = 3$ und endet bei etwa $x/R = 5,5$.

Der Zerfall der äußeren Wirbel (iii) (siehe Abbildungen 5.10, oben) setzt für den Fall $J=0$ bei $x/R=3,5$ ein und ist bei etwa $x/R=4,5$ abgeschlossen. Im Fall $J=0,53$ (siehe Abbildungen 5.11, oben) setzt der Zerfall bei etwa $x/R=3,5$ ein und ist bei etwa $x/R=6$ abgeschlossen.

Im Vergleich dazu setzt der Zerfall der helixförmigen Blattspitzenwirbel des von Felli et al. (2011) untersuchten Nabenpropellers für den Fall $J=0$ bei etwa $x/R=0,6$ ein. Der Zerfall der Nabenwirbel setzt etwas später bei $x/R=1$ ein. Im Fall $J=0,53$ beginnt der Zerfall der Blattspitzenwirbel bereits bei etwa $x/R=0,9$ und der Nabenwirbel bei etwa $x/R=1,8$.

Die helixförmigen Wirbel des untersuchten nabenlosen Propellers sind somit länger stabil als die von Felli et al. (2011) untersuchten Wirbel eines Nabenpropellers.

Darüber hinaus ist zu beobachten, dass mit ansteigender Fortschrittsziffer J , der Zerfall des Wirbelsystems, analog zu Nabenpropellern, später eingeleitet wird.

Wie bereits erwähnt kommt es aufgrund der Ablösung der turbulenten Grenzschicht an der Blatthinterkante zur Bildung von Wirbelstraßen, die in Zusammenhang mit dem äußeren helixförmigen Wirbeln (iii) stehen. Mithilfe der Wandschubspannung können die Gebiete, in denen Ablösung der turbulenten Grenzschicht auftreten, identifiziert werden.

In Abbildung 5.13 ist die Verteilung der Wandschubspannung auf den druck- und saugseitigen Propellerblättern für beide Fälle zu sehen. Unterstützend wurden die Stromlinien auf Basis des Wandschubspannungsvektors hinzugefügt. Anhand der Konvergenzlinien im Wandschubspannungsfeld können Ablösungsbereiche der turbulenten Grenzschicht direkt identifiziert werden.

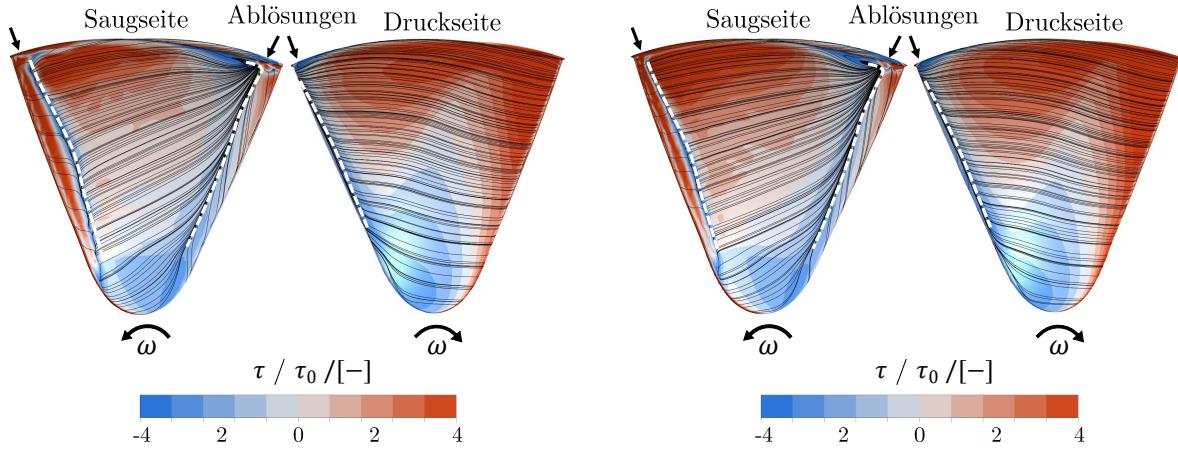


Abbildung 5.13: Momentaufnahme der Wandschubspannung für $J=0$ (links) und für $J=0,53$ (rechts) mit Stromlinien auf Basis des Wandschubspannungsvektors. Referenzwert $\tau_0 = p_{d,ref}/\sqrt{Re}$ mit $Re = (\omega R \cdot D)/\nu = 5.31 \cdot 10^5$.

Es ist zu sehen, dass es in beiden Fällen Ablösungen der turbulenten Grenzschicht an der saugseitigen Blattvorder- sowie der Blatthinterkante und der druckseitigen Blatthinterkante auftreten.

Im vorderen, druckseitigen Bereich der Blattprofile löst sich die turbulente Grenzschicht zuerst ab und legt sich anschließend stromab wieder an. Gerade an der saugseitigen Blatthinterkante sind die Ablösungen in beiden Fällen dominant und tragen verstärkt zur Bildung der Wirbelstraßen bei.

Spektrale Analysen der Druckfluktuationen im Bereich der vorderen und hinteren Blattprofile haben gezeigt, dass die Ordnungen an der Blattvorderkante mit denen der Blatthinterkante korrelieren (siehe Anhang A). Hierbei löst sich die Grenzschicht periodisch von der Blatthinterkante ab, was einer Ordnung von etwa $f/n = 31,8$. entspricht.

Weiterhin wurden Ordnungsanalysen im Vor- und Nachlauf des nabenhohen Propellers durchgeführt (siehe Anhang B), die gezeigt haben, dass sich die Druckfluktuationen der 31,8. Ordnung im Nachlauf fortsetzen. Im Vor- und Nachlauf dominieren hierbei die erste BPF sowie deren höhere Ordnungen.

In Abbildung 5.14 ist eine detaillierte Darstellung der Wirbelstraße im Bereich der Blatthinterkanten eines einzelnen Propellerblattes zu sehen.

Die Wirbelstraße weist eine große Ähnlichkeit zu der einer Zylinderumströmung auf, wie sie beispielsweise durch Zhang et al. (1995) sowie Wu et al. (1996) untersucht wurden. So entstehen gegenläufige longitudinale Wirbel in der mittleren Ebene des Blattprofils.

Der Einfluss der radial veränderlichen axialen Strömungsgeschwindigkeit sowie der longitudinalen Wirbel an der Blatthinterkante leiten einen Prozess der Umorientierung beziehungsweise Umgruppierung der quer zur Strömungsrichtung liegenden Wirbelzöpfen ein.

Innerhalb dieses Prozesses formen sich Teile der Wirbelstraße stromab zu zwei kompakten Wirbelzöpfen (ii und iii), die das resultierenden Wirbelsystems bilden.

Neben den bereits adressierten Wirbelzöpfen (ii und iii) ist noch ein weiterer innerer Wirbelzopf (i) zu erkennen. Dieser zerfällt jedoch bereits in einem Abstand von $x/R < 0,5$.

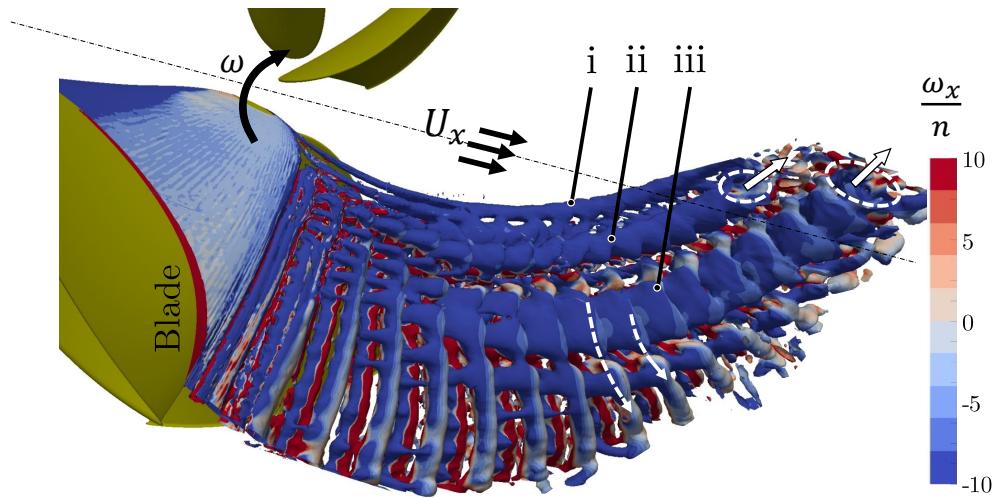


Abbildung 5.14: Momentaufnahme des Q-Kriteriums im Nachlauf des nabenlosen Propellers für $J = 0$.

Die in diesem Abschnitt erläuterten Strömungsstrukturen im Propellernachlauf, sind in einer Skizze in Abbildung 5.15 schematisch zusammengefasst. Es ist zu sehen, wie sich die Wirbelstraße im Nachlauf der Blatthinterkante durch wechselseitige Ablösungen der turbulenten Grenzschicht am Propellerblatt formt.

Durch den Einfluss der über den Radius veränderlichen, axialen Strömungsgeschwindigkeit sowie durch das Auftreten von longitudinalen Wirbeln, löst sich der innere Teil der Wirbelstraße vom äußeren ab.

Die gegenläufigen longitudinalen Wirbelstrukturen verbinden die einzelnen quer zur Strömungsrichtung befindlichen Wirbelzöpfe zu zwei kontinuierlichen Wirbelzöpfen. Die wellige Erscheinung der einzelnen Wirbelzöpfe des Wirbelsystems ist bis zum Zerfall des Wirbelsystems in *ii* und *iii* sichtbar.

Im Bereich der Blattwurzeln sowie der Düseninnenwand sind zwei Hufeisenwirbel zu sehen. Ähnlich der Strömung eines an einer Wand befestigten Zylinders, bilden sich zwei gegenläufige Wirbel aus (Vergleich siehe Fröhlich et al. (2004)).

Zum Abschluss dieses Abschnittes soll die turbulente kinetische Energie k im Nachlauf vorgestellt werden. Die turbulente kinetische Energie zeigt die Gebiete in denen es zu erhöhter Turbulenz kommt, was unter anderem zu einer größeren Schallemission führen kann.

In Abbildung 5.16 ist in diesem Zusammenhang die Verteilung der gemittelten totalen turbulenten kinetischen Energie in radialer Richtung für verschiedene Abstände zum Propeller zu sehen.

Gerade im Bereich der Wandgrenzschicht sowie des Düsenauslasses, am äußeren Radius des Propellers, steigt der Anteil der turbulenten kinetischen Energie stark an. Außerhalb des Freistrahls sinkt k rasch bis etwa $r/R = 1,5$ auf null ab.

Weiterhin ist zu beobachten, dass durch den Einfluss der Blatthinterkanten- und Blatts spitzenwirbel die turbulente kinetische Energie in beiden Fällen ebenso ansteigt.

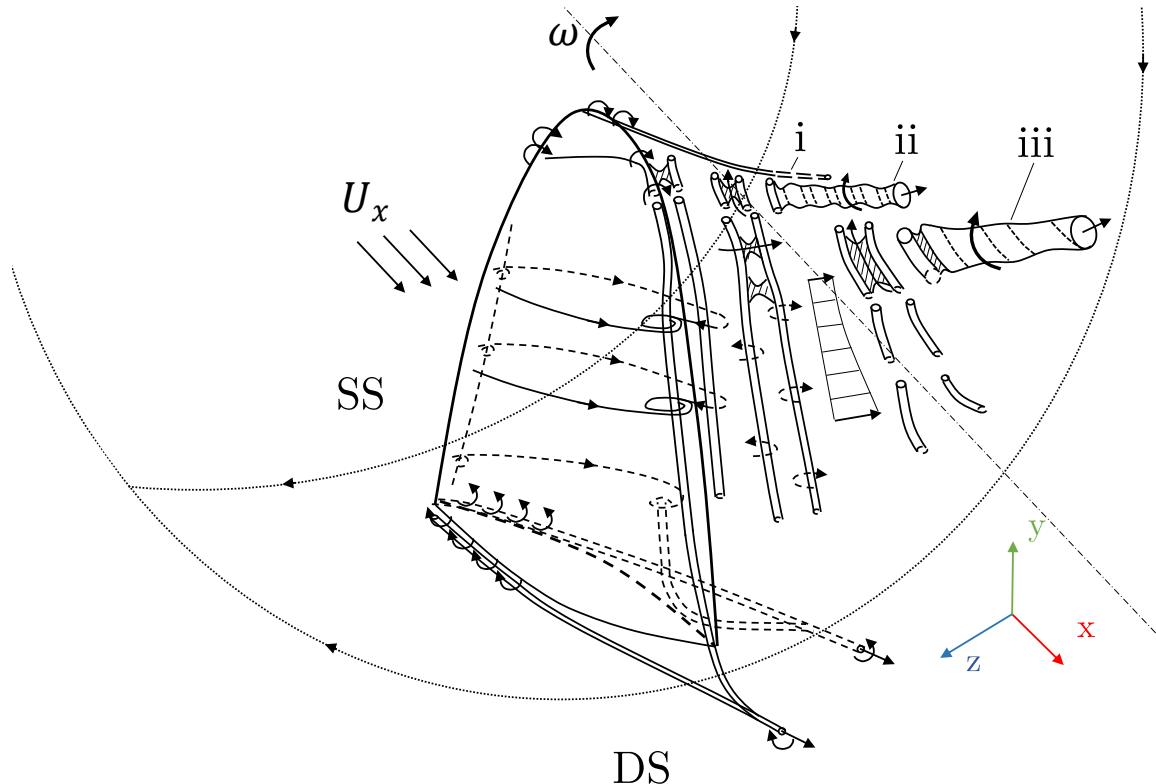


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung der Wirbelbildung am nabenlosen Propellerblatt.

Die turbulente kinetische Energie k besteht im Falle der SBES aus drei Anteilen, dem direkten, dem aufgelösten und dem modellierten Anteil des LES- sowie der (U)RANS-Verfahrens.

In den Abbildungen 5.17 ist die Verteilung der einzelnen Anteile der turbulenten kinetischen Energie nach den Gleichungen 2.22 und 2.23 aus Abschnitt 2.4.4 zu sehen.

Hierbei wird deutlich, dass der größte Anteil der Turbulenz direkt berechnet wird. Die Anteile der turbulenten, kinetischen Energie des LES- und (U)RANS-Verfahrens sind in etwa gleich.

Der größte Anteil der turbulenten kinetischen Energie des LES- und (U)RANS-Verfahrens ist im Bereich der helixförmigen Wirbelkerne, der Düseninnenwand sowie der Scherströmungen am Rand des Freistrahls zu finden.

Im Bereich in dem der Zerfall der Wirbelstrukturen einsetzt, ab $x/R = 4,5$ (links) sowie 5,5 (rechts), ist zu erkennen, dass der aufgelöste Anteil von k ansteigt. Im Bereich der Rotationsachse sowie außerhalb des Freistrahls ist k wiederum niedrig.

In diesem Abschnitt wurde das Strömungsfeld des nabenlosen Propellers vorgestellt und die Bildung sowie der Zerfall der auftretenden Wirbelstrukturen beschrieben.

Die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf unterscheidet sich im Vergleich zu Nabengpropeller deutlich voneinander (siehe Hamill und Kee (2016)). Hierbei ist die höchste Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der Blattwurzeln und niedrigste im Bereich der Rotationsachse zu finden.

Im Bereich der Blattspitzen sowie Blatthinterkanten entstehen Wirbel, die analog zu dem

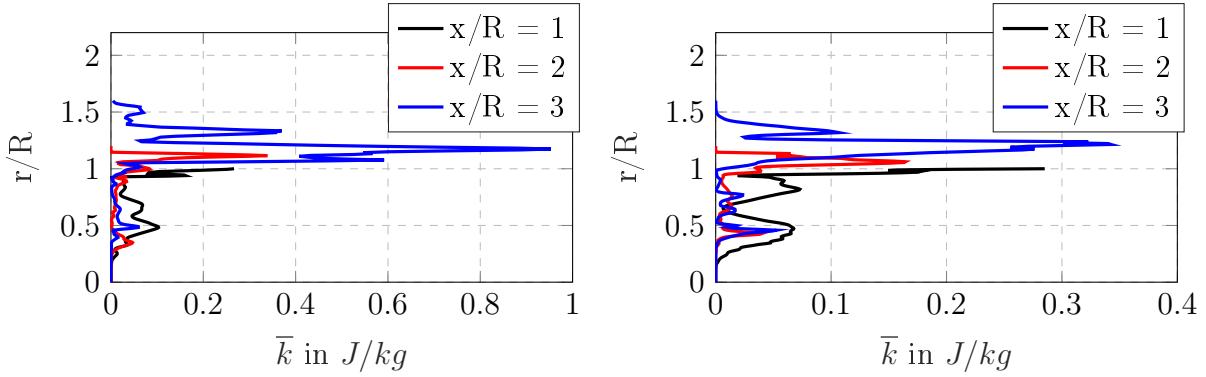


Abbildung 5.16: Gemittelte totale turbulente kinetische Energie im Nachlauf des nabelosen Propellers für $J=0$ (links) und $J=0,53$ (rechts).

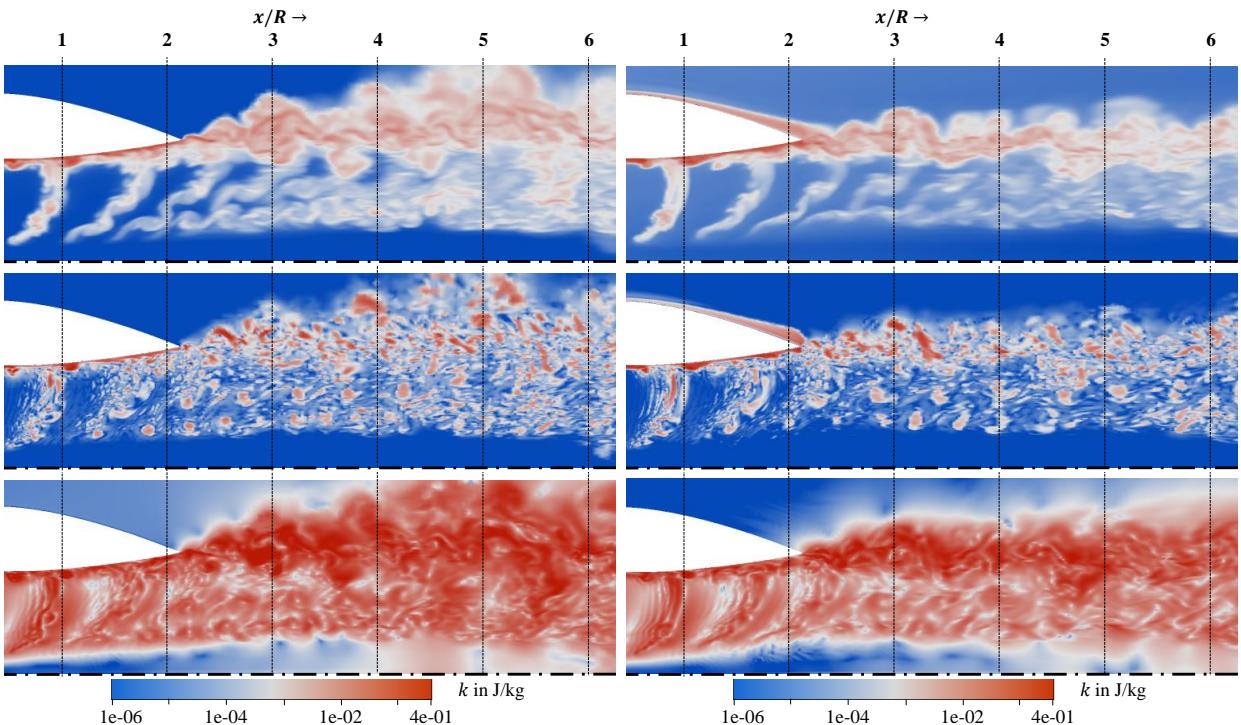


Abbildung 5.17: Momentaufnahme der Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k in einem Querschnitt im Nachlauf des nabelosen Propellers. Modellierte turbulente kinetische Energie vom $k-\omega$ -SST Modell (oben), vom LES Modell (mittig) und der aufgelösten turbulente kinetische Energie (unten) aus der SBES entsprechend den Gleichungen 2.22 und 2.23 für $J=0$ (links) und $J=0,53$ (rechts).

von Nabenpropellern ein helixförmiges Wirbelsystem im Nachlauf bilden. Hierbei resultiert der Blatthinterkantenwirbel aus einer Wirbelstraße, die sich stromab zu einem kompakten Wirbelzopf formt.

Der Zerfall der helixförmigen Wirbelstrukturen setzt im Vergleich zu dem von Nabenpropellern in einem größeren Abstand zum Propeller ein. Der Zerfallsprozess ist hierbei durch

kurzwellige sowie langwellige, sinusartige Unregelmäßigkeiten charakterisiert und weist somit Parallelen zum Wirbelzerfall von Nabendurchströmungsfeldern auf.

Die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie hat gezeigt, dass es im Bereich der Düseninnenwände, des äußeren Freistrahls sowie der helixförmigen Wirbelstrukturen zu den stärksten turbulenten Fluktuationen kommt. Daraus lässt sich schließen, dass in diesen Bereichen dominante akustische Quellen zu finden sein können.

Genaue Analysen bezüglich des hydroakustischen Schallfeldes des nabendurchströmten Propellers werden in diesem Zusammenhang zum Abschluss dieses Kapitels vorgestellt.

5.3 POD-Analysen

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der **POD**-Analysen der Wanddruckfluktuationen, des vollständigen sowie eines räumlich separierten Bereichs des Strömungsfeldes vorgestellt. Die **POD** wurde in dieser Arbeit für die Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen verwendet und soll bei der hydrodynamischen sowie hydroakustischen Analyse einen differenzierten Einblick ermöglichen.

Die Analyse der Wanddruckfluktuationen kann in Bezug zur Hydroakustik erste Hinweise auf Dipolquellen liefern, da diese im Bereich der Wände durch die hydrodynamischen Druckfluktuationen erzeugt werden.

Die **POD**-Analysen der Wanddruckfluktuationen beziehungsweise eines räumlich separierten Bereichs des Strömungsfeldes bieten zudem den Vorteil bereits mit einem vergleichsweise geringem Rechen- sowie Speicheraufwand beziehungsweise Zeitaufwand kohärente Strömungsstrukturen identifizieren zu können.

5.3.1 POD-Analyse der Wanddruckfluktuationen

Die **POD**-Analysen der Wanddruckfluktuationen wurden auf Basis der **SBES** mit 93 Mio. für die Fälle $J = 0$ sowie $J = 0,53$ durchgeführt. In Abbildung 5.18 sind die ersten eintausend **POD**-Eigenwerte zu sehen. Die Summe der **POD**-Eigenwerte ist gleich der Spur der Korrelationsmatrix. Die Eigenwerte repräsentieren somit die Fluktuationsenergie pro Mode der zerlegten Feldgröße.

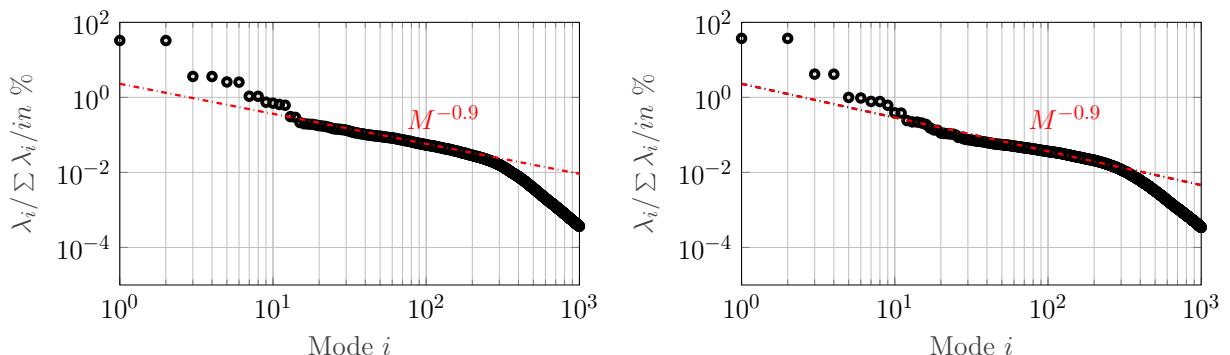


Abbildung 5.18: Verteilung der Eigenwerte der Wanddruckfluktuationen für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).

Die ersten beiden Moden haben bereits einen Energieanteil von 66 % an der gesamten Fluktuationsenergie. Der Anteil sinkt auf etwa 3,6 % für die dritte und vierte POD Mode und unter 1 % für die neunte und alle darauffolgenden Moden. Im Allgemeinen sind die Druckfluktuationen höherer Ordnung für rein hydrodynamische Probleme von untergeordneter Bedeutung. Für Anwendungen, bei denen die Akustik im Mittelpunkt steht, können sie jedoch von besonderem Interesse sein.

Erstaunlicherweise zeigt eine genaue Untersuchung des POD-Eigenwertspektrums, dass der Abfall der Wanddruckfluktuationsenergie im doppelten logarithmischen Diagramm $M^{-0,9}$ beträgt. Dieses Ergebnis entspricht dem Abfall des Leistungsspektrums der von [Felli et al. \(2011\)](#) untersuchten Radialgeschwindigkeitskomponente eines Nabendurchströmung. Eine Erklärung hierfür könnte sein, dass die Radialgeschwindigkeitskomponente hauptsächlich die Wanddruckfluktuationen beeinflusst, so dass das gleiche Verhalten beobachtet werden kann, obwohl eine völlig andere Analysemethode verwendet wurde.

In Abbildung 5.19 sind die Ordnungsspektren verschiedener POD-Zeitkoeffizienten zu sehen. Ihre zeitliche Dynamik wird jeweils durch die Ordnungen $f/n = 4, 8$ sowie 16 dominiert.

In Abbildung 5.20 sind die Ordnungsspektren des 7. und 8. sowie der 5. und 6. Zeitkoeffizienten zu sehen. Hierbei dominieren die Ordnungen $f/n = 31,8$ ($J = 0$) und $33,2$ ($J = 0,53$)

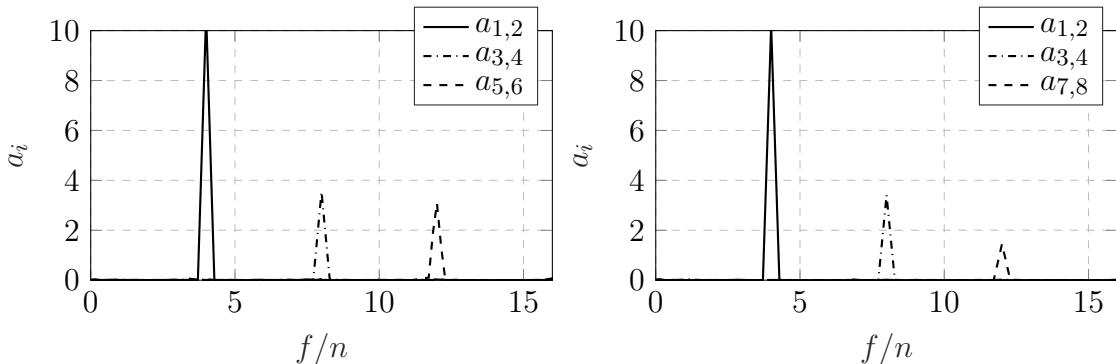


Abbildung 5.19: Ordnungsanalysen der POD-Zeitkoeffizienten für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).

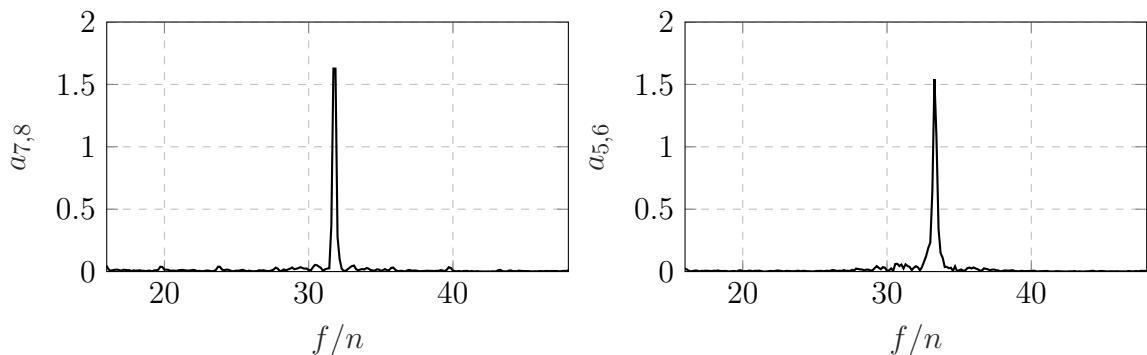


Abbildung 5.20: Ordnungsanalysen der POD-Zeitkoeffizienten für $J = 0$ (links) und $J = 0,53$ (rechts).

die zeitliche Dynamik der jeweiligen Zeitkoeffizienten.

Bei den vorgestellten **POD**-Zeitkoeffizienten sowie die dazugehörigen -Druckmoden handelt es sich nach der Definition von [Hussain \(1983\)](#) um kohärente Strömungsstrukturen. Die dazugehörigen **POD**-Druckmodenfelder sind in den Abbildungen [5.21](#) ($(J=0,)$) sowie [5.22](#) ($J=0,53,$) zu sehen.

Deutlich sind die periodischen Muster im Bereich der Düseninnenwand zu erkennen. Im Falle der **POD**-Druckmoden, die den **BPF**-Ordnungen zugeordnet werden, ist zu beobachten, dass die Amplituden der Druckfluktuationen stromab rapide abklingen und dabei eine Art Schlieren-Muster an der Düseninnenwand hinterlassen.

In Abbildung [5.21](#) (c) sind im Bereich des Düseneinlasses weitere Fluktuationsmuster zu sehen. Die dahinter liegende Strömungsstrukturen sind auf die periodischen Ablösungen der Grenzschichten im Bereich an der Düsenvorderkante zurückzuführen.

Aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit V_A , im Fall $J=0,53$, ist hierbei der Anströmwinkel im Bereich des Düseneinlasses kleiner, wodurch dieser Effekt nicht auftritt.

Die zeitliche Dynamik der Ablösungen in diesem Bereich wird durch die Ordnung $f/n = 11,4$, dominiert. Die Nähe zur 12. Ordnung lässt die Vermutung offen, dass beide Strukturen sich gegenseitig beeinflussen.

Neben den **POD**-Druckmoden, die den **BPF**-Ordnungen zugeordnet werden, sind in den Abbildungen die weiterer sekundärer Strömungsstrukturen zu sehen.

Die **POD**-Druckmoden die den Ordnungen $f/n = 31,8$ (Abbildungen [5.21](#), (d)) und $33,2$ (Abbildungen [5.22](#), (c)) zugeordnet werden, sind hierbei auf die Wirbelstraße im Nachlauf der Blatthinterkanten zurückzuführen, was in den jeweiligen Druckmodenfelder gut zu erkennen ist.

Die gezeigten Fluktuationsmuster sind primär im stationären **CFD**-Abschnitt, jedoch kaum im rotierenden Propeller-Abschnitt vertreten. Das Rechengitter des Propellers befindet sich in der Position des mitbewegten Beobachters und registriert somit die Verdrängung der Propellerblätter nicht.

Durch eine zusätzliche Interpolation der transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder, des rotierenden Propeller-Abschnittes, auf ein stationäres Rechengitter, kann dieser Effekt vermieden werden. Jedoch liefert die Rekombination der **POD**-Moden und -Zeitkoeffizienten im Falle einer vollständigen Rekombination trotz dessen die korrekten Druckfelder.

Mit Hilfe der **POD**-Analysen der Wanddruckfluktuationen konnte kohärente Strömungsstrukturen identifiziert werden, die den **BPF**-Ordnungen sowie weiteren sekundären Strömungsstrukturen zuzuordnen sind. So wurden kohärente Strömungsstrukturen am Düseneinlasses ($f/n = 11,4$) sowie im Nachlauf der Blatthinterkanten ($f/n = 31,8$) lokalisiert.

Die Strömungsstrukturen im Nachlauf der Blatthinterkanten sind hierbei auf die Wirbelstraßen zurückzuführen. Die Wirbelstraße stellt eine sehr Dominate sekundäre Strömungsstruktur dar und wurde auf Basis eines räumlich separierten Abschnittes des Strömungsfeldes ebenfalls mittels **POD**-Analyse näher untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in folgendem Abschnitt vorstellt.

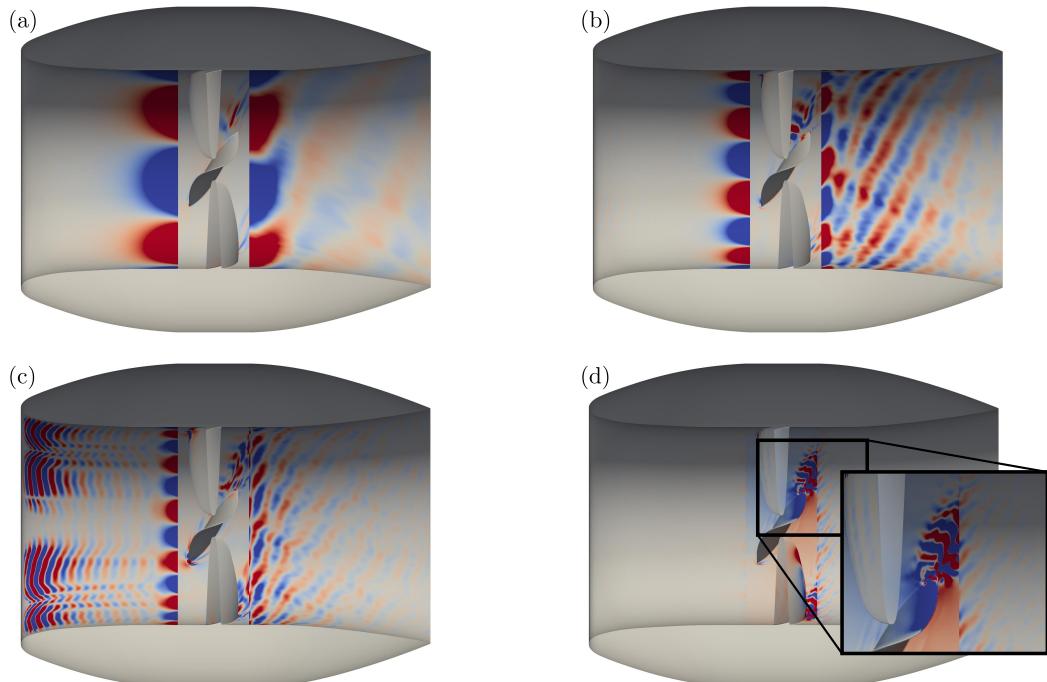


Abbildung 5.21: POD-Druckmoden 2(a), 4(b), 6(c) und 8(d) des Falls $J=0$ mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 4, 8, 12$ und 31,8 für eine Wertebereich von $M_p = \pm 5$ (+rot, -blau).

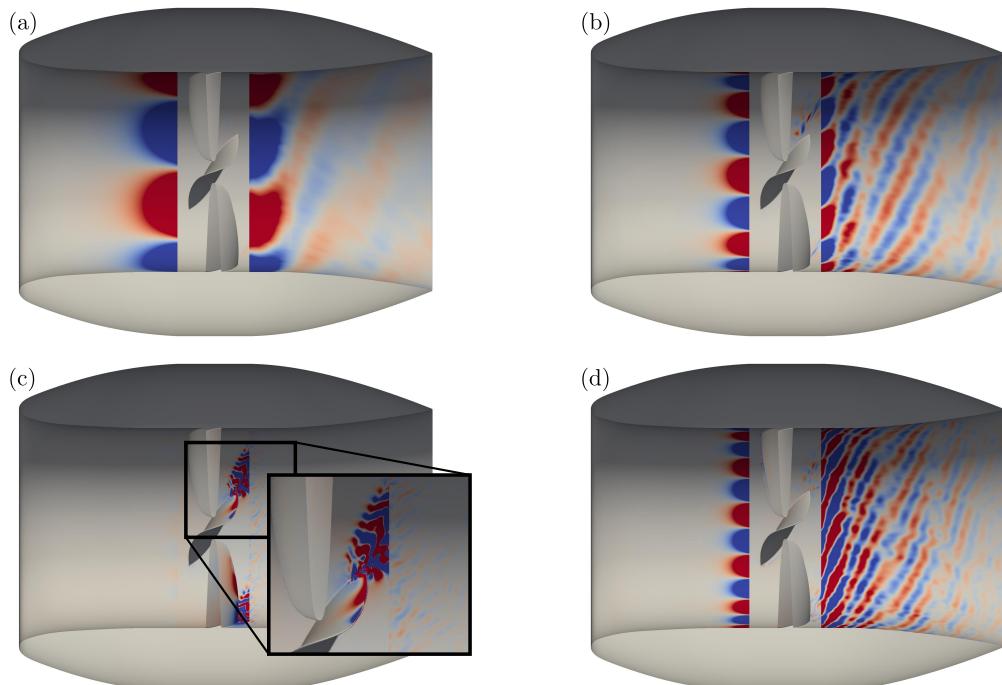


Abbildung 5.22: POD-Druckmoden 2(a), 4(b), 6(c) und 8(d) des Falls $J=0,53$ mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 4, 8, 33,2$ und 12 für eine Wertebereich von $M_p = \pm 5$ (+rot, -blau).

5.3.2 POD-Analyse der Profilumströmung

Für den Fall $J=0$ der **SBES** mit 33 Mio. Rechenzellen wurde das Strömungsfeldes auf Basis eines abgewickelten Zylinderausschnittes um ein einzelnes Propellerblatt separiert und einer **POD**-Analyse unterzogen.

Im Anhang A sind weitere Details zur der Durchführung sowie den Ergebnissen der Untersuchungen zu finden. In Abbildung 5.23 sind die **POD**-Druckmodenfelder der 31,8. sowie 63,6. Ordnungen zu sehen.

Es sind gut die periodischen Muster im Nachlauf des Propellerblattes zu erkennen. Diese Strömungsstrukturen stellen in diesem Bereich des Strömungsfeldes eine dominante Strömungsstruktur dar, die auch im hydroakustischen Spektrum der Messung wiederzufinden sind.

Es wird der Zusammenhang zwischen den Druckfluktuationen im Bereich der Propellerblätter sowie der Wirbelstraße deutlich. So sind im vorderen Bereich der Propellerblätter bereits erste Fluktuationen sichtbar, wobei die höchsten Amplituden im Bereich des Nachlaufs zu finden sind.

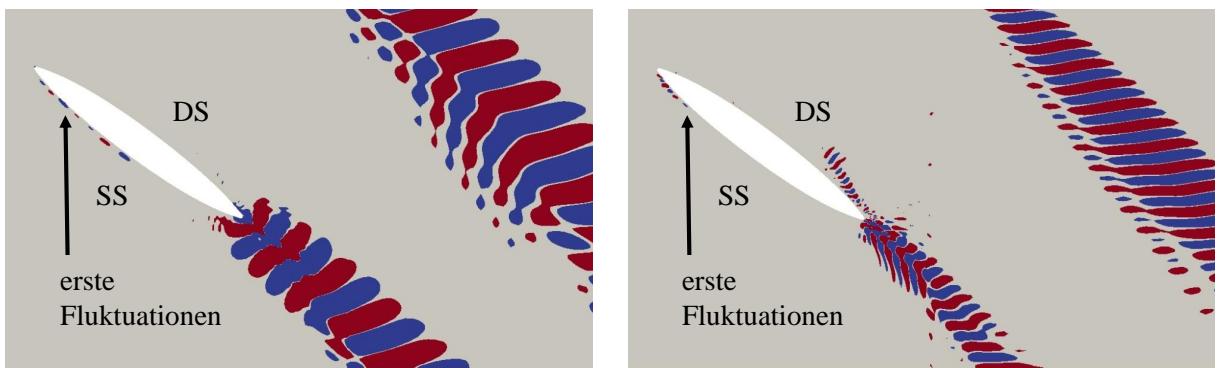


Abbildung 5.23: **POD**-Druckmoden mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 31$ (links) und $f/n = 62$ (rechts). Rot: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = 1$. Blau: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = -1$.

5.3.3 POD-Analyse des gesamten Strömungsfeldes

Die Ordnungsanalysen der **POD**-Zeitkoeffizienten der Wanddruckfluktuationen sowie des Teilausschnittes des Strömungsfeldes (für $J=0$) haben bisher gezeigt, dass neben den **BPF**-Ordnungen, weitere kohärente Strömungsstrukturen im Bereich der Propellerblätter ($f/n = 31,8$) sowie der Düseninnenwand ($f/n = 11,4$) zu finden sind.

Durch die **POD**-Analyse des gesamten Strömungsfeldes werden alle kohärenten Strömungsstrukturen erfasst, woraus im Anschluss beispielsweise deren Anteil zur gesamten Fluktuationsenergie bestimmt werden kann.

Die Ergebnisse der **SBES** wurden für die folgenden Analysen auf ein gröberes Rechengitter mit etwa 8 Mio. Rechenzellen interpoliert, um den erforderlichen Speicher- und Rechenaufwand beziehungsweise Zeitaufwand für die Berechnung der **POD**-Moden und -Zeitkoeffizienten zu reduzieren.

Weiterhin wurde statt des in der CFD eingesetzten Winkelinkrements von $0,25^\circ/TS$ nur jeder zweite Zeitschritt in die Analyse einbezogen, sodass daraus ein Winkelinkrement von $0,5^\circ/TS$ resultiert.

Für die Interpolation wurde dasselbe konservative Interpolationsverfahren verwendet, wie für die Konvertierung der CFD-Daten zur Berechnung der Hydroakustik mittels EIF-Verfahren.

Zunächst sind in Abbildung 5.24 die Fluktuationsenergieanteile der ersten 1000 POD-Druck- (links) und -Geschwindigkeitsmoden (rechts) zu sehen.

Der Fluktuationsenergieanteil der ersten POD-Druckmode liegt bei etwa 26,6 % wogegen die erste POD-Geschwindigkeitsmode einen Anteil von etwa 35,9 % hat. Der Energieanteil der zweiten Druckmode liegt im Bereich von etwa 12 % und der zweiten Geschwindigkeitsmode bei etwa 17,1 %. Der Verlauf des Graphen des Geschwindigkeitsfluktuationsenergieanteils unterscheidet sich hierbei von dem Verlauf des Druckfluktuationenenergieanteils.

Bei genauerer Betrachtung des Eigenwertspektrums im doppelt logarithmischem Diagramm fällt auf, dass ein Abfall der Geschwindigkeitsfluktuationsenergie von $M^{-5/3}$ sowie M^{-7} zu beobachten ist. Dieser Abfall ähnelt überraschenderweise dem des bereits in Abschnitt 5.1.3 erläuterten Energiespektrums der turbulenten kinetischen Energie einzelner Punkte im Nachlauf des nabenhohen Propellers.

Trotz eines völlig anderen Analyseverfahrens konnten, wie auch schon für den Energieabfall von $M^{-0,9}$ der Wanddruckfluktuationen im vorherigen Abschnitt, die gleichen physikalischen Phänomene identifiziert werden.

Hierbei zerfallen die großkaligen Wirbel zu immer kleineren, wobei deren kinetische Energie in der Summe konstant bleibt, bis die Dissipation der kleinsten Wirbel einsetzt und die kinetische Energie in thermische Energie umgewandelt wird. Die Geschwindigkeitsfluktuationen des gesamten Strömungsfeldes spiegeln hierbei ebenso den von Kolmogorow beschriebenen Energieabfall wieder (siehe Kolmogorow (1941)).

In Abbildung 5.25 sind die Ordnungsspektren der ersten 800 POD-Zeitkoeffizienten des Druck- (oben) sowie Geschwindigkeitsfeldes (unten) zu sehen. Mit Hilfe dieses Ordnungsspektrums können direkt die POD-Zeitkoeffizienten, deren zeitliche Dynamik durch eine einzelne harmonischen Schwingung dominiert wird, erfasst und für die Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen herangezogen werden.

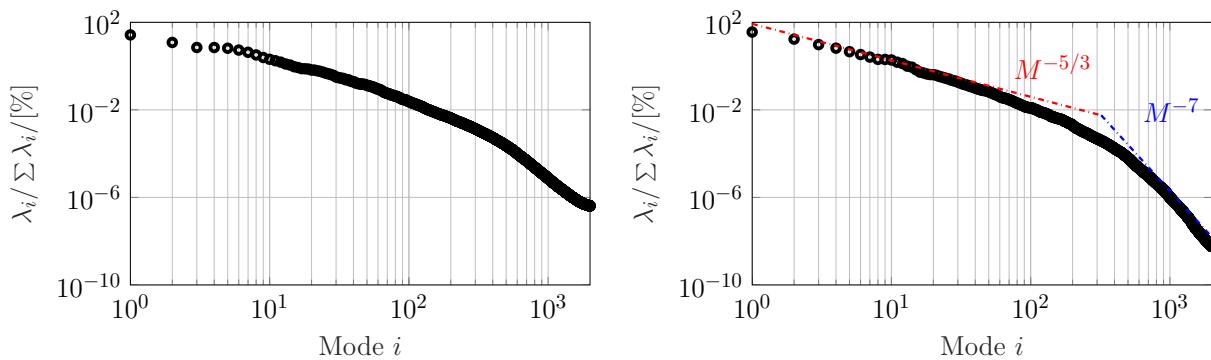


Abbildung 5.24: Eigenwerte der Moden des gesamten Druck- (links) und Geschwindigkeitsfeldes (rechts) für den Fall $J=0$.

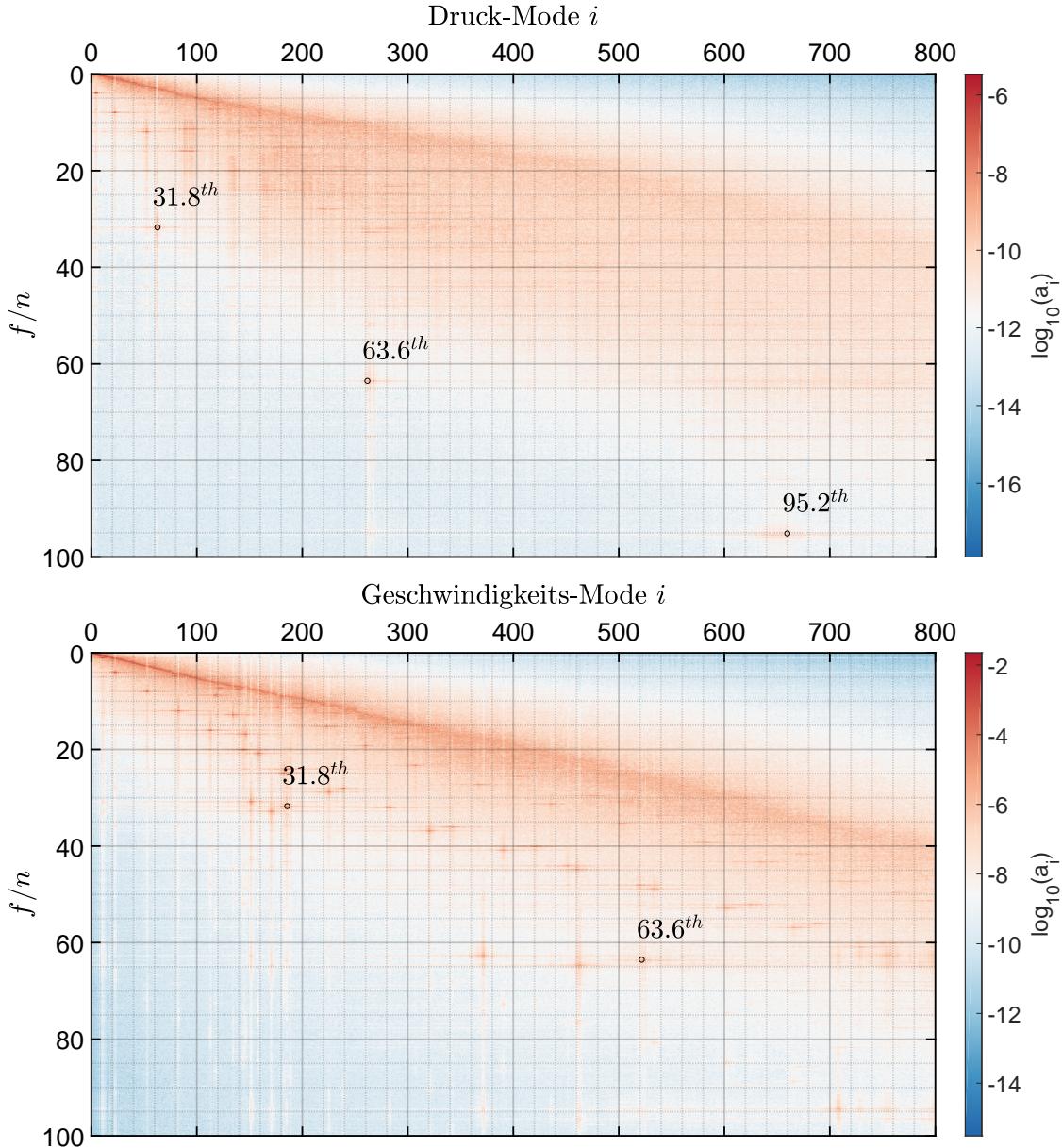


Abbildung 5.25: Ordnungsspektrum der Zeitkoeffizienten des gesamten Druck- (oben) sowie Geschwindigkeitsfeldes (unten) für den Fall $J = 0$.

In Abbildung 5.25 wurden die 31,8. Ordnung sowie deren höhere Ordnungen bis zur 95,2. Ordnung markiert. Wie bereits in Abschnitt 5.2.3 erläutert, ist die 31,8. Ordnung auf die Ablösungen der Grenzschichten im Bereich der Blatthinterkanten zurückzuführen.

Im Gegensatz zu den POD-Zeitkoeffizienten des Druckfeldes, ist die 95,2. Ordnung nicht unter den ersten 800 POD-Zeitkoeffizienten des Geschwindigkeitsfeldes vertreten, da ihr Anteil an der Fluktuationsenergie im Vergleich niedriger ist.

In Abbildung 5.26 sind die Ordnungsspektren der POD-Zeitkoeffizienten des Druck- (oben) sowie Geschwindigkeitsfeldes (unten) analog zu Abbildung 5.25, für einen vergrößerten Bereich bis zur 35. Ordnung sowie Mode 400, dargestellt.

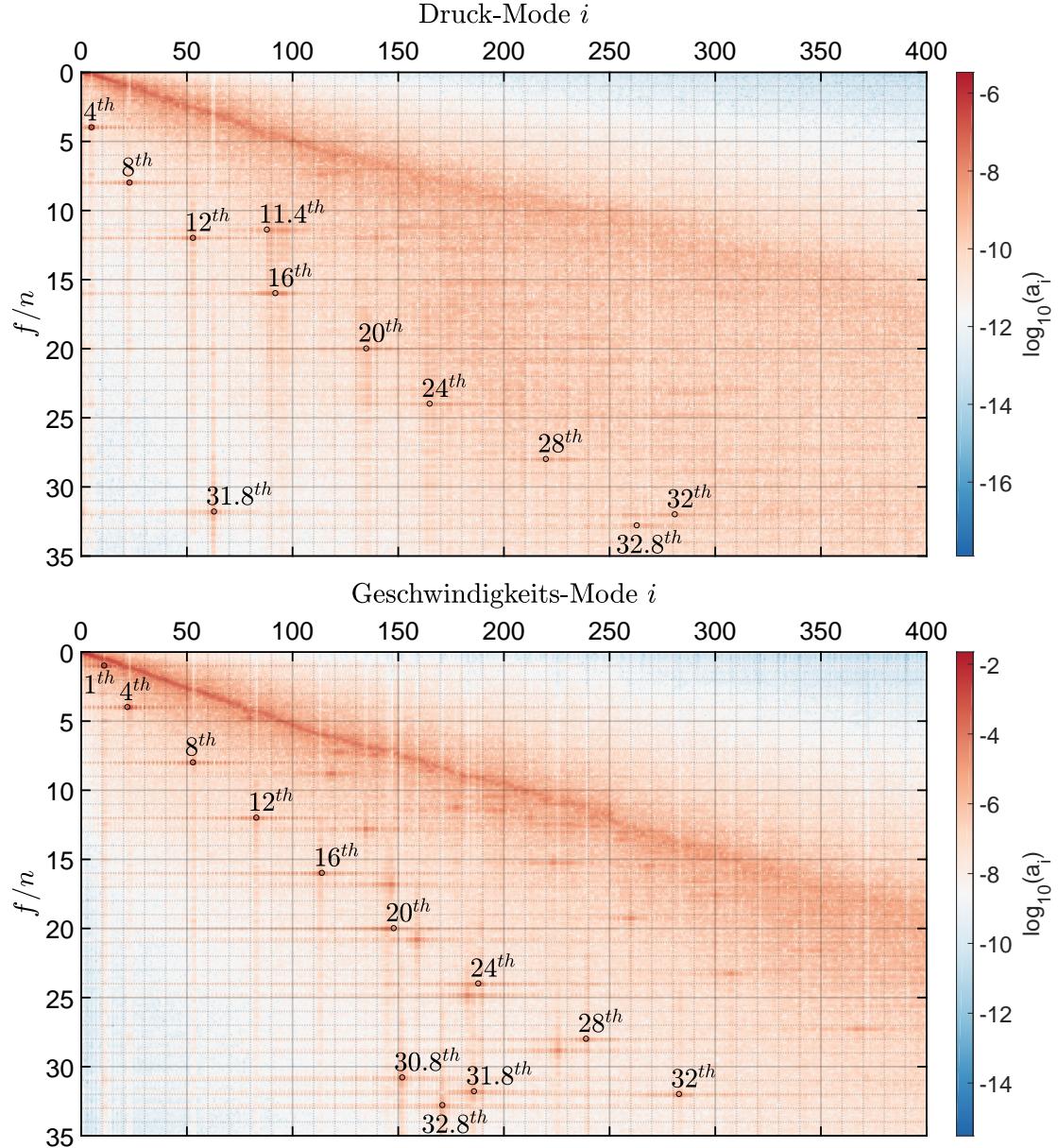


Abbildung 5.26: Ordnungsspektrum der Zeitkoeffizienten des gesamten Druck- (oben) sowie Geschwindigkeitsfeldes (unten) für den Fall $J = 0$.

Neben den BPF-Ordnungen konnten die Ordnungen $f/n = 11,4; 31,8$ sowie $32,8$ in den Spektren der POD-Zeitkoeffizienten des Druckfeldes identifiziert werden.

Die 11,4. Ordnung ist im Ordnungsspektrum der POD-Zeitkoeffizienten des Druckfeldes gut, jedoch kaum in dem des Geschwindigkeitsfeldes, zu erkennen. Im Falle des Geschwindigkeitsfeldes befindet sich die 11,4. Ordnung im Bereich von der 170. bis zur 180. Mode, stellt jedoch keine dominante kohärente Strömungsstruktur dar.

Weiterhin ist die 30,8. Ordnung im Spektrum der POD-Zeitkoeffizienten des Geschwindigkeitsfeldes zu erkennen. Hierbei handelt es sich um eine Strömungsstruktur die, neben die der 31,8.; 32. sowie 32,8. Ordnungen, im Bereich der Propellerblätter auftritt und im

Zusammenhang mit der Bildung der Wirbelstraßen steht.

Auf Basis des Ordnungsspektrums der **POD**-Zeitkoeffizienten des Geschwindigkeitsfeldes konnte zudem eine weitere kohärente Strömungsstruktur, deren zeitliche Dynamik durch die Ordnung $f/n = 1$ dominiert wird, identifiziert werden. Diese kohärente Strömungsstruktur ist auf die Interaktion der Scherschichten im Bereich um den Düsenumfang zurückzuführen.

Im Vergleich zu den **POD**-Analyse der Wanddruckfluktuationen, ist ein größerer Energieanteil den intermittierenden Strömungsstrukturen beziehungsweise jenen ohne eine spezifische Periodizität zuzuschreiben. Infolge sind die Indizes der **POD**-Moden sowie -Zeitkoeffizienten identifizierter kohärenter Strömungsstrukturen, im Vergleich zu jenen der Wanddruckfluktuationen, in Richtung höher Indizes verschoben.

Im Ordnungsspektrum ist weiterhin zu sehen, dass die **POD**-Zeitkoeffizienten, die durch die **BPF**-Ordnungen in ihrer zeitlichen Dynamik dominiert werden, über einen Bereich von 280 Moden in etwa gleichmäßig verteilt und in einer Linie aufgereiht sind. Die **POD**-Moden sind anhand ihrer Fluktuationsenergie geordnet, wobei die kohärenten Strömungsstrukturen, die den höheren Ordnungen zuzuordnen sind, einen immer geringeren Anteil zur Gesamtenergie beitragen.

Die **POD**-Moden und Zeitkoeffizienten die den Sekundärstrukturen zuzuordnen sind, wie beispielsweise die der 31,8. Ordnung sowie deren höhere Ordnungen, setzten sich von dieser gedachten Linie ab, da ihr Anteil an der Fluktuationsenergie höher als der der 32. Ordnung ist.

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert sind, neben den dominanten Ordnungen in den Spektren der **POD**-Zeitkoeffizienten, weitere periodische Anteile wiederzufinden, was ein erster Hinweis auf eine wechselseitige Eilnussnahme der jeweiligen kohärenten Strömungsstruktur sein kann.

So sind im Spektrum des **POD**-Zeitkoeffizienten, dessen zeitliche Dynamik durch die 31,8. Ordnung dominiert wird, weitere Anteile der 12. sowie 16. Ordnung wiederzufinden. Wieder-

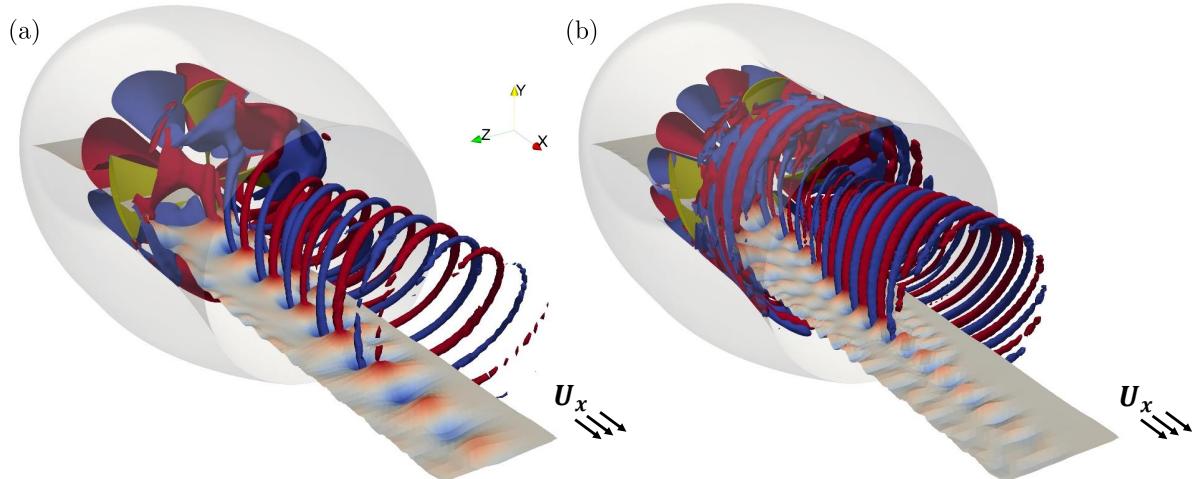


Abbildung 5.27: POD-Druckmoden des Falls $J=0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n = 4$, und 8, für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).

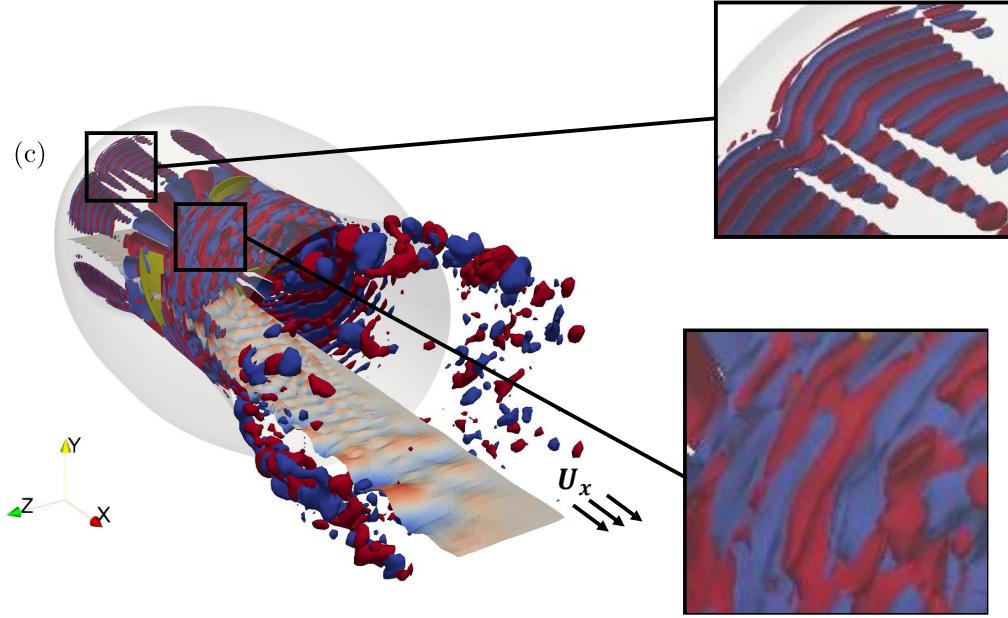


Abbildung 5.28: POD-Druckmoden des Falls $J=0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n=12$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).

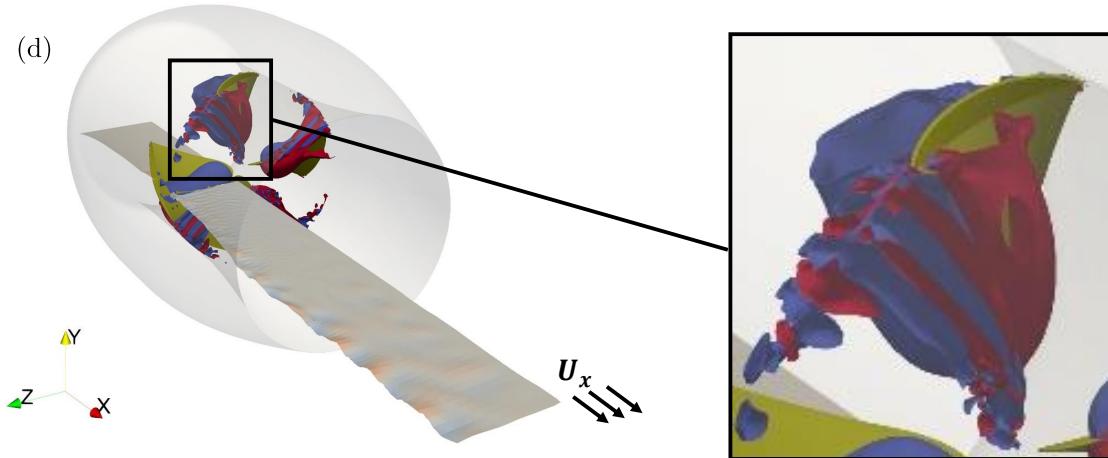


Abbildung 5.29: POD-Druckmoden des Falls $J=0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n=31,8$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).

um sind in den Spektren, deren zeitliche Dynamik durch die 12. und 16. Ordnung dominiert werden, ebenfalls Anteile der 31,8. Ordnung zu finden.

In den Abbildungen 5.27, 5.28 und 5.29 sind POD-Druckmoden zu sehen, deren zugehörige POD-Zeitkoeffizienten in ihrer Dynamik durch die 4.(a), 8.(b), 12.(c) und 31,8.(d) Ordnungen

dominiert werden. Für die Iso-Flächen wurde jeweils ein Minimal- und Maximalwert von $M_p = 10$ gewählt.

Die Fläche quer zur Strömung zeigt zudem einen Ausschnitt des Druckmodenfeldes, wodurch weitere Fluktuationsmuster im Nachlauf sichtbar werden.

Die Fluktuationsmuster im Bereich der Düseninnenwände gleichen denen der untersuchten kohärenten Strömungsstrukturen der Wanddruckfluktuationen.

Weiterhin sind die helixförmigen Strömungsstrukturen zu erkennen, die bereits im Rahmen der hydrodynamischen Analysen vorgestellt und analysiert wurden.

Hierbei treten im POD-Druckmodenfeld sowohl im Fall der 4. als auch der 8. Ordnung der zugehörigen POD-Zeitkoeffizienten helixförmige Strömungsstrukturen im Nachlauf der Blattspitzen, Blatthinterkanten sowie Blattwurzeln auf. Gerade im Falle der 4. Ordnung des POD-Zeitkoeffizienten ist zu sehen, dass sich die helixförmigen Wirbelstrukturen von großskaligen kohärenten Strömungsstrukturen aus dem Bereich direkt hinter den Propellerblättern abgesetzt beziehungsweise herausgebildet haben.

Anhand der POD-Druckmode in Abbildung 5.28 sind im Bereich des Düsenaulasses die gleichen Fluktuationsmuster ($f/n = 11,4$) zu erkennen, die bereits bei der POD-Analyse der Wanddruckfluktuation identifiziert wurden. Am Düsenauslass sind weiterhin helixförmige Strömungsstrukturen zu sehen. Hierbei kommt es im Nachlauf um den Düsenumfang zu weiteren Interaktionen mit den Scherschichten, was anhand der Fluktuationsmuster zu erkennen ist.

In Abbildung 5.29 ist die POD-Druckmode zu sehen, deren Dynamik durch die 31,8. Ordnung im Spektrum des zugehörigen POD-Zeitkoeffizienten dominiert wird. Hierbei kommt es zu Druckfluktuationen im Bereich der Blattspitzen bis zu den Blattwurzeln. Diese Fluktuationen sind Teil der Wirbelstraßen, die sich im Nachlauf der Blatthinterkanten formen.

In den Abbildungen 5.30, 5.31 und 5.32 sind, analog zu Analyse des Druckfeldes, die POD-

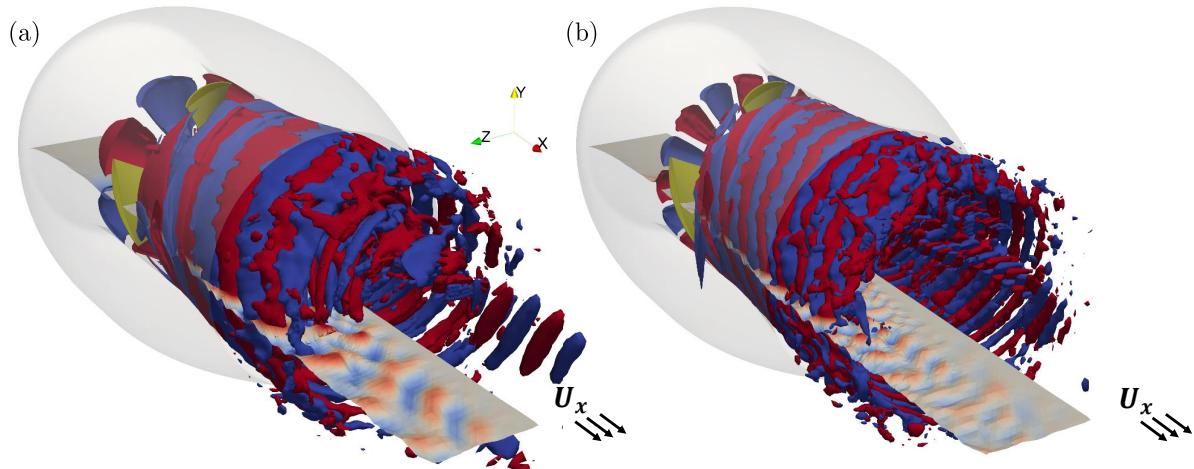


Abbildung 5.30: POD-Geschwindigkeitsmoden des Falls $J=0$ mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 4, 8, 12$ und $31,8$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).

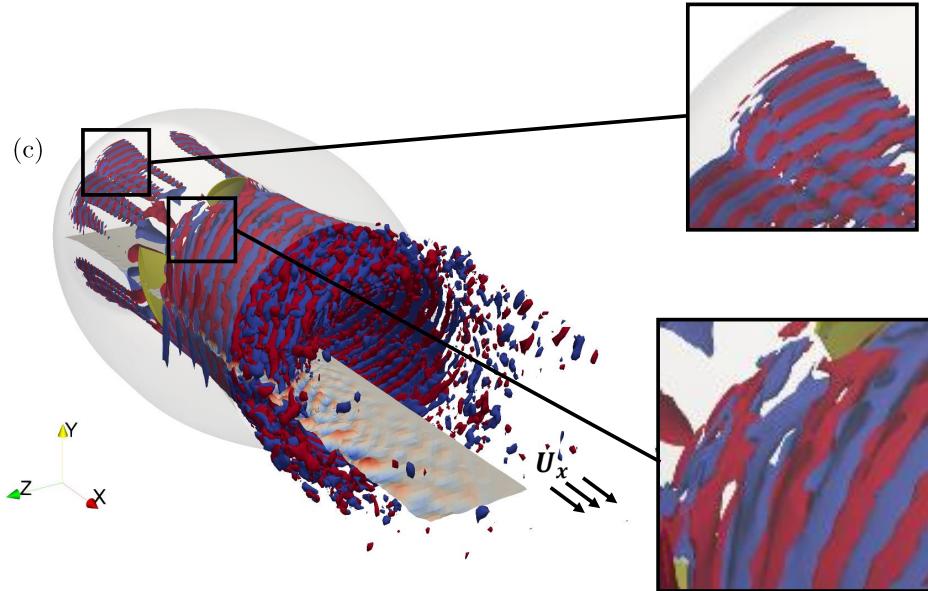


Abbildung 5.31: POD-Geschwindigkeitsmoden des Falls $J=0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n = 12$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).

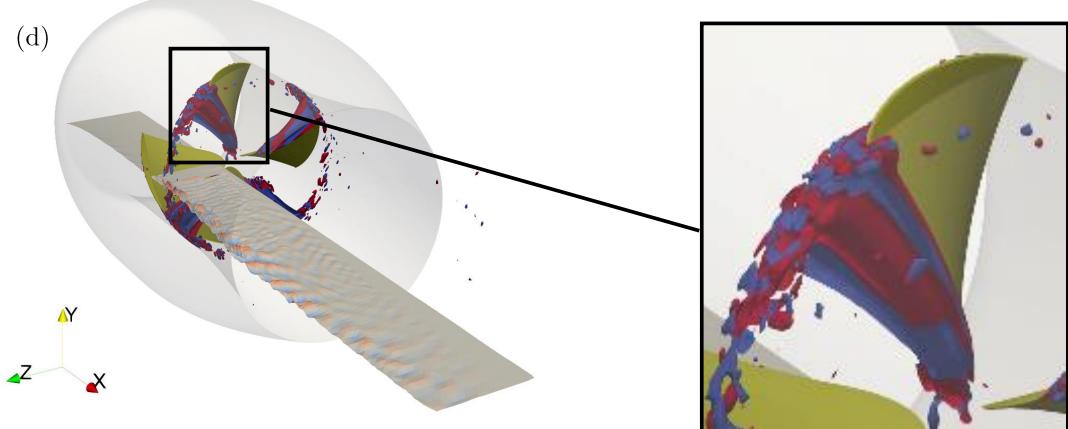


Abbildung 5.32: POD-Geschwindigkeitsmoden des Falls $J=0$ mit der dominanten Ordnung im Spektrum des Zeitkoeffizienten von $f/n = 31,8$ für die Werte der Iso-Flächen von $M_p = \pm 10$ (+rot, -blau).

Geschwindigkeitsmoden zu sehen, deren zeitliche Dynamik durch die 4.(a), 8.(b), 12.(c) und 31,8.(d) Ordnungen in den Spektren der jeweiligen **POD**-Zeitkoeffizienten dominiert werden.

Hierbei handelt es sich um in Zylinder-Koordinaten transformierte Modenfelder der radialen Geschwindigkeitskomponente. Es bilden sich ähnliche Muster wie die der **POD**-

Druckmoden aus, wobei die helixförmigen Blattspitzen- sowie Blatthinterkantenwirbel im Falle der **POD**-Druckmoden, deutlicher zu erkennen sind.

Die gezeigten kohärenten Strömungsstrukturen, liefern erste Hinweise für Schallquellen im Strömungsfeld des nabbenlosen Propellers. Gerade die **POD**-Druckmoden beziehungsweise das transiente Druckfeld selbst sind aufgrund des in den **EIF**-Gleichungen verwendeten akustischen Quellterms dp/dt von besonderem Interesse, wenn es darum geht Schallquellen im Strömungsfeld zu identifizieren.

In diesem Zusammenhang wurde der Quellterm dp/dt auf Basis des Druckfeldes der **CFD**-Simulation sowie der **POD**-Druckmoden berechnet. Die Ergebnisse werden im folgenden Abschnitt vorgestellt und erläutert.

Zunächst werden die Analysen der hydroakustischen Messungen vorgestellt und den Ergebnissen der Hydrodynamik gegenübergestellt.

Die Analyse des hydroakustischen Schallfeldes soll in diesem Zusammenhang ein genaues Bild bezüglich der Bildung hydroakustischer Schallquellen im Strömungsfeld ermöglichen.

Im folgenden Abschnitt wird hierfür das hydroakustische Schallfeld aus der **EIF**-Simulation vorgestellt. Die Identifikation der Schallquellen erfolgt auf Basis des hydroakustischen Quellterms dp/dt aus den **EIF**-Gleichungen.

Die hydroakustischen Ergebnisse werden anschließend in Bezug zu den identifizierten kohärenten Strömungsstrukturen erläutert, um den Zusammenhang zwischen der Hydrodynamik und der Hydroakustik herauszuarbeiten.

5.4 Analyse der Hydroakustik

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neben den hydrodynamischen Analysen die hydroakustischen Schallemissionen des nabbenlosen Propellers mittels experimentellen sowie numerischen Methoden untersucht. Eine genaue Beschreibung der Experimente ist in Abschnitt 4.2 zu finden.

Die transienten Druck und Geschwindigkeitsfelder der **SBES** mit 93 Mio. Rechenzellen ($J=0$) wurden für die Berechnung des hydroakustischen Schallfeldes mittels **EIF**-Ansatz bereitgestellt.

Zunächst werden die Ergebnisse der Wanddruck- sowie Schalldruckmessung vorgestellt und hinsichtlich ihrer Ordnungen sowie Kopplung zueinander untersucht. Im Anschluss folgt die Analyse des hydroakustischen Schallfeldes der **EIF**-Simulation.

Ziel der hydroakustischen Untersuchungen ist es die Schallquellen im Strömungsfeld des nabbenlosen Propellers zu identifizieren und die strömungsmechanischen Zusammenhänge zu erläutern.

5.4.1 Messergebnisse sowie Vergleich der Wand- und Schalldrücke

Bei niedrigen Machzahlen sind nach **Goldstein (1974)** Monopolquellen, welche beispielsweise durch die Verdrängung des Fluides durch die Propellerblätter erzeugt werden, die leistungsstärksten Schallquellen im Strömungsfeld des Propellers. Nach den Monopolquellen dominieren die Dipolquellen, im Bereich der Wände, das Spektrum.

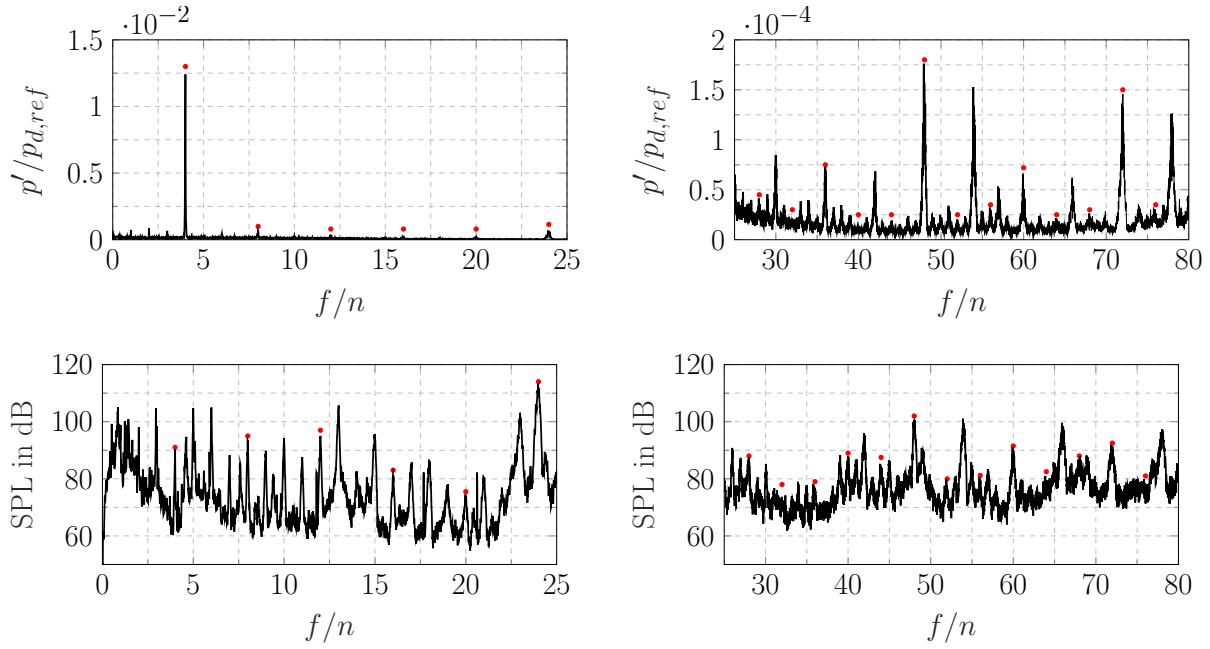


Abbildung 5.33: Ordnungsspektrum der dynamischen Wanddruckfluktuationen (oben) sowie des Schalldruckpegels (unten) mit Markierungen der BPF-Ordnungen (rote Punkte) für den Fall $J = 0$.

Um die Kopplung zwischen der Hydrodynamik und der resultierenden Hydroakustik genauer untersuchen zu können, liegt es aus diesem Grund nahe, die hydrodynamischen Fluktuationen im Bereich der Wände zu erfassen und denen der hydroakustischen Messung gegenüberzustellen.

In der Abbildung 5.33 sind zu diesem Zweck die Ordnungsspektren der Wanddruckfluktuationen (oben) sowie des Sound-Pressure-Level (SPL) (unten) aus der Messung für den Fall $J = 0$ zu sehen. Zur Übersicht wurden die BPF-Ordnungen mit einem roten Punkt markiert. Der Referenzwert für den Druck beträgt $p_{d,ref} = \rho(\omega R)^2/2$.

Die erste BPF der Wanddruckfluktuationen ist dominant, was jedoch keinen großen Einfluss auf die hydroakustischen Schallemissionen im Bereich des Hydrophons zu haben scheint. Der Schalldruckpegel der ersten BPF weist hierbei vergleichsweise geringe Amplituden auf. Im Allgemeinen geht nur ein geringer Anteil der Fluktuationsenergie in die Bildung hydroakustischer Schallquellen über. Hierbei ist neben der Amplitude der Druckfluktuationen deren räumliche Ausdehnung für die Bildung von Hydroschall von Relevanz.

Die Amplituden der höheren Ordnungen der Wanddruckfluktuationen sind im Vergleich zur ersten BPF deutlich niedriger, jedoch gut zu erkennen, wie auch die höheren Ordnungen des SPL .

Wie bereits im Abschnitt 5.2.2 erwähnt, besteht ein Einfluss der Magnete (12) und Spulen (8) auf die resultierenden Druckfluktuationen sowie den Schalldruckpegel. Dieser Einfluss ist besonders im Bereich der 24. Ordnung der Ordnungsspektren zu erkennen, da es hierbei aufgrund des gemeinsamen Teilers zu einer Verstärkung der höheren harmonischen Ordnungen kommt. Im Vergleich ist die 24. Ordnung aus der POD-Analyse des Strömungsfeldes eine

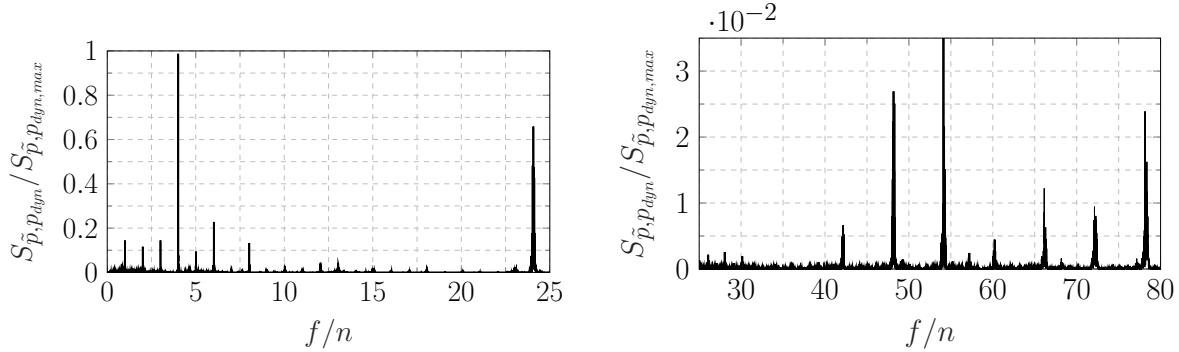


Abbildung 5.34: Normalisiertes Kreuzleistungsspektrum der dynamischen Wanddruckfluktuationen sowie des Schalldruckpegels (siehe Abbildung 5.33 gemäß Gleichung 5.3).

vergleichsweise schwach ausgeprägte kohärente Strömungsstruktur, was anhand des Eigenwertanteils nachzuvollziehen ist.

Die in Abbildung 5.33 gezeigten Ordnungsspektren der dynamischen Wanddrücke p' sowie der Schalldrücke \tilde{p} wurden weiterhin auf Basis des Kreuzleistungsspektrums

$$S_{\tilde{p}, p_{dyn}} = \tilde{p}^*(f) \cdot p'(f) \quad (5.3)$$

miteinander korreliert. Das resultierende Ordnungsspektrum ist in Abbildung 5.34 zu sehen. Gleiche Frequenzen korrelieren miteinander und treten somit stärker hervor, wogegen die Rauschanteile nicht korrelieren, weshalb diese Methode ideal für den Vergleich zweier Ordnungsspektren ist.

Im Kreuzspektrum ist zu sehen, dass die BPF sowie deren höhere Ordnungen sowohl in der Hydrodynamik als auch in der Hydroakustik deutlich hervortreten. Neben den Ordnungen der BPF sind weitere Korrelationen im Bereich $f/n = 1, 2, 3, 5, 6, 11, 13$ sowie $f/n = 26, 29, 30, 60, 54$, und 78 zu finden.

Es fällt auf, dass auch in diesem Fall die 24. Ordnung sehr dominant ist, was darauf schließen lässt, dass sowohl hydrodynamisch als auch hydroakustisch ein Einfluss der mechanischen und elektronischen Komponenten des Antriebssystems besteht. Es ist zu erwarten, dass die Analysen der EIF-Simulation im Vergleich niedrigere Amplituden der 24. Ordnung ergeben.

Der Einfluss der Wirbelstraße im Bereich der 31,8. Ordnung ist sowohl im hydrodynamischen als auch im hydroakustischen Ordnungsspektrum wiederzufinden. Mit Hilfe der POD-Analyse konnte die entsprechende kohärente Strömungsstruktur vom restlichen Strömungsfeld separiert und analysiert werden. Obwohl es sich lokal um eine dominante Druckfluktuation handelt, ist der Einfluss im hydroakustischen Spektrum gering.

Mögliche Ursachen können hierbei an einer nicht optimale Lage beziehungsweise einer ausgeprägte Richtcharakteristik des verwendeten Hydrophons liegen.

Wiederum sind beispielsweise die 13., 44., 48., 54., 60., 66., 72. und 78. Ordnungen sowohl im hydrodynamischen als auch im hydroakustischen Spektrum lokal dominant. Hierbei sind die 44., 48., 60. und die 72. Ordnungen den BPF-Ordnungen zuzuordnen, wobei die 60. Ordnung ebenso der Blatthinterkantenablösung zugeordnet werden kann. Die 78. Ordnung korreliert

mit der 13. Ordnung in den hydrodynamischen und hydroakustischen Spektren und ist wahrscheinlich auf den Einfluss der Bauteile des Antriebs zurückzuführen. Ebenso sind die 66. und 78. Ordnung mit einem gemeinsamen Teiler von sechs auf den Einfluss Bauteile des Antriebs zurückzuführen.

5.4.2 Analyse der EIF Simulation

Im folgenden Abschnitt werden die Analysen des hydroakustischen Schallfeldes aus der EIF-Simulation vorgestellt. Ziel der Analysen ist es, die Schallquellen am Propeller sowie im Nachlauf zu identifizieren.

Weiterhin wird der Zusammenhang zwischen den hydrodynamischen Druck- sowie Geschwindigkeitsfluktuationen und dem resultierendem hydroakustischen Schallfeld untersucht. Hierfür werden unter anderem die Ergebnisse der hydrodynamischen Analysen aus den vorherigen Abschnitten herangezogen.

Zudem werden die kohärenten Strömungsstrukturen aus den POD-Analysen für die Untersuchungen einbezogen. Kohärente Strömungsstrukturen weisen eine ausgeprägte Periodizität auf und sind deshalb für die hydroakustische Analyse von besonderem Interesse. So können die POD-Modenfelder beispielsweise bei der Lokalisierung von Schallquellen im Strömungsfeld helfen.

Zunächst sind in Abbildung 5.35 und 5.36 die Ordnungsspektren des Schalldruckpegels der Messung sowie der Simulation gegenübergestellt. Für die Akustik-Simulation wurden fünf vollständige Propellerdurchgänge herangezogen.

Die BPF-Ordnungen wurden durch die EIF-Simulation gut wiedergegeben (siehe Abbildung 5.35). Neben den BPF-Ordnungen können unter anderem die 6., 9., 11,4. sowie 31,8. Ordnung in sowohl der Simulation als auch der Messung identifiziert werden.

Die Amplituden der hydroakustischen Messung sind höher im Vergleich zu denen der EIF-

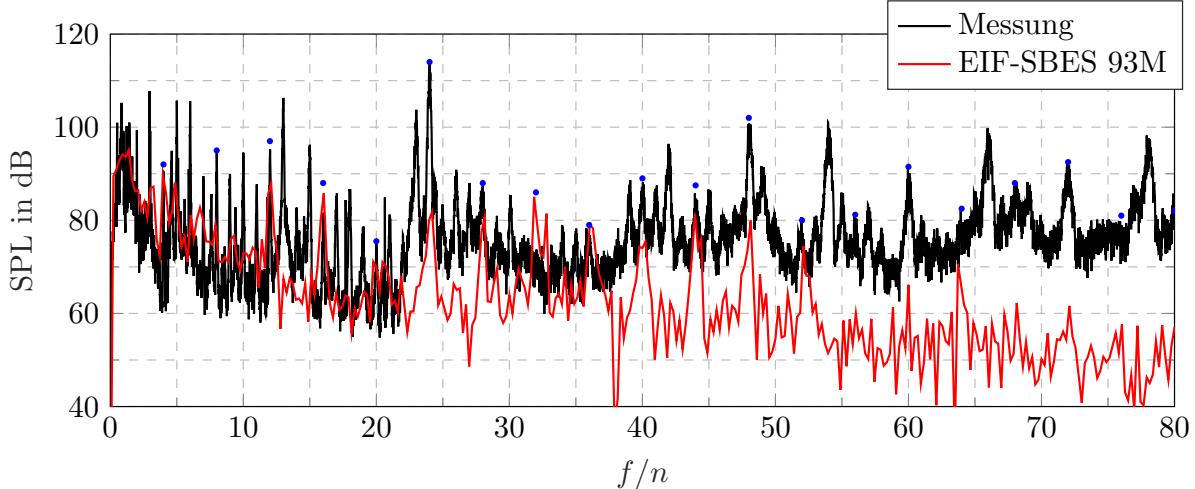


Abbildung 5.35: Vergleich der Schalldruckpegel aus der hydroakustischen Messung sowie der EIF-Simulation an der Position des Referenzhydrophons mit Referenz zu Kapitel 4.2.

Simulation. Der Pegelunterschied (siehe Abbildung 5.36) ist hierbei im Bereich bis zur 52. Ordnung am geringsten und vergrößert sich für höhere Ordnungen.

Die Diskrepanz zwischen der Messung und der Simulation kann unter anderem durch die eingebauten acht Spulen sowie zwölf Magnete des Antriebes erklärt werden. Durch Interaktion der Magnete und Spulen werden Kräfte beziehungsweise Vibratoren über den Propeller sowie die Düse nach außen geleitet, wodurch der Schalldruckpegel in der Messung ansteigt.

Gerade die 24., 48. und 72. Ordnungen werden in diesem Zusammenhang durch die Akustiksimulation im Vergleich zur Messung unterschätzt, da die Anzahl der Spulen und Magnete hier einen gemeinsamen Teiler besitzen.

Zudem wird Schall im hohen Ordnungsbereich durch elektrische Bauteile des Antriebes, wie beispielsweise dem Frequenzumrichter, emittiert.

Für die Identifikation der Schallquellen am nabelosen Propeller wird im Folgenden der hydroakustische Quellterm dp/dt herangezogen. So sind unter anderem in den Bereichen, in denen die Amplituden des Quellterms hoch sind, hydroakustische Schallquellen zu finden. In Abbildung 5.37 ist in diesem Zusammenhang die Verteilung von dp/dt an der Düseninnenwand zu sehen.

Die höchsten Amplituden sind im Bereich des Propellers zu finden. Der Anstieg von dp/dt in diesem Bereich ist auf die Verdrängung der Propellerblätter zurückzuführen und im hydrodynamischen Spektrum den BPF-Ordnungen zuzuordnen.

Durch die Wirbelstraße werden im Nachlauf zudem Druckfluktuationen initiiert, die ebenso im dp/dt -Feld zu sehen sind. Die Ordnung der Wirbelstraße beträgt $f/n = 31,8$.

Periodische Ablösungen der Grenzschichten im Bereich des Düseneinlasses sorgen weiterhin für eine lokale Erhöhung des Quellterms. Diese Fluktuationen sind der 11,4. Ordnung zuzuordnen.

Für einen besseren Überblick über die Verteilung des Quellterms im Bereich der Propellerblätter sind in Abbildung 5.38 die Saug- sowie Druckseite eines einzelnen Propellerblattes

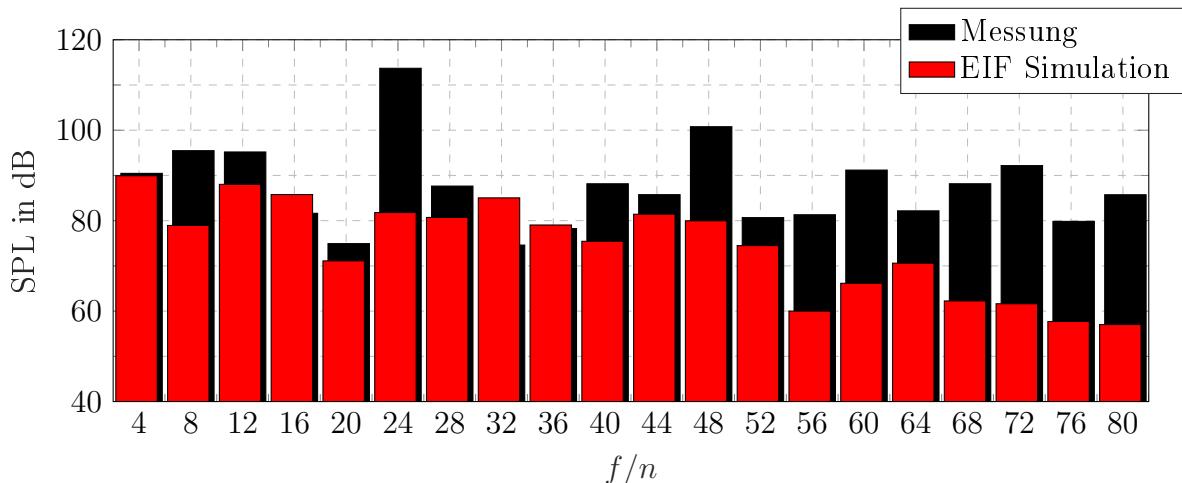


Abbildung 5.36: Balken-Darstellung des maximalen Schalldruckpegels der BPF-Ordnungen mit Referenz zu Abbildung 5.35.

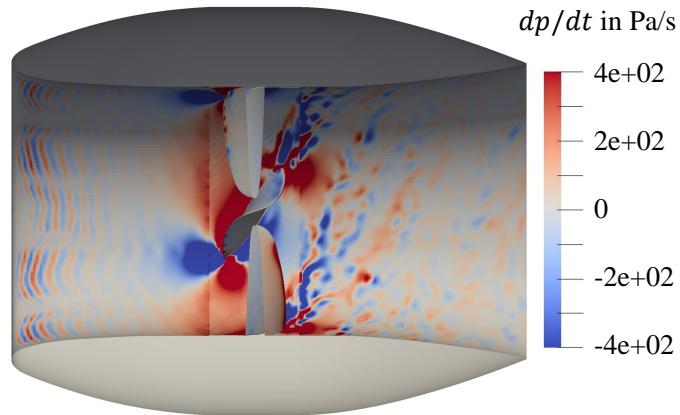


Abbildung 5.37: Momentaufnahme der Verteilung des akustischen Quellterms dp/dt im Bereich der Düseninnenwand.

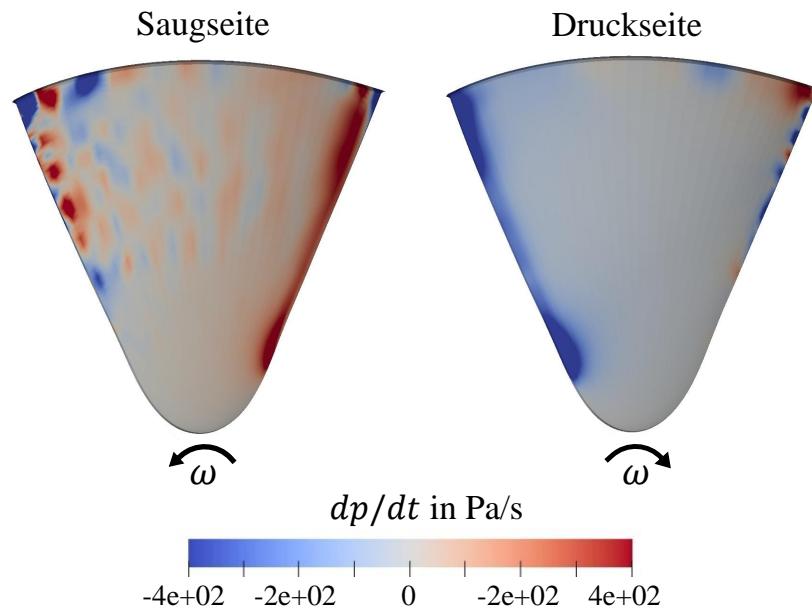


Abbildung 5.38: Momentaufnahme der Verteilung des akustischen Quellterms dp/dt im Bereich der Propellerblättern.

dargestellt.

An der Saug- sowie Druckseite der Blattvorderkante sind in radialer Richtung periodische Muster im dp/dt -Feld zu erkennen. Hierbei ist die Erhöhung der Amplituden in diesem Bereich auf die periodischen Ablösungen der Grenzschichten zurückzuführen. Die Druckfluktuationen werden durch die Strömung weitergetragen, was anhand des periodischen Musters entlang der Saugseite des Propellerblattes zu sehen ist. Die Amplituden des Quellterms werden dabei stetig geringer.

Im Bereich der Blatthinterkante sind sowohl auf der Saugseite als auch auf der Druckseite erhöhte Amplituden des Quellterms zu sehen. Hierbei löst die Grenzschicht von der

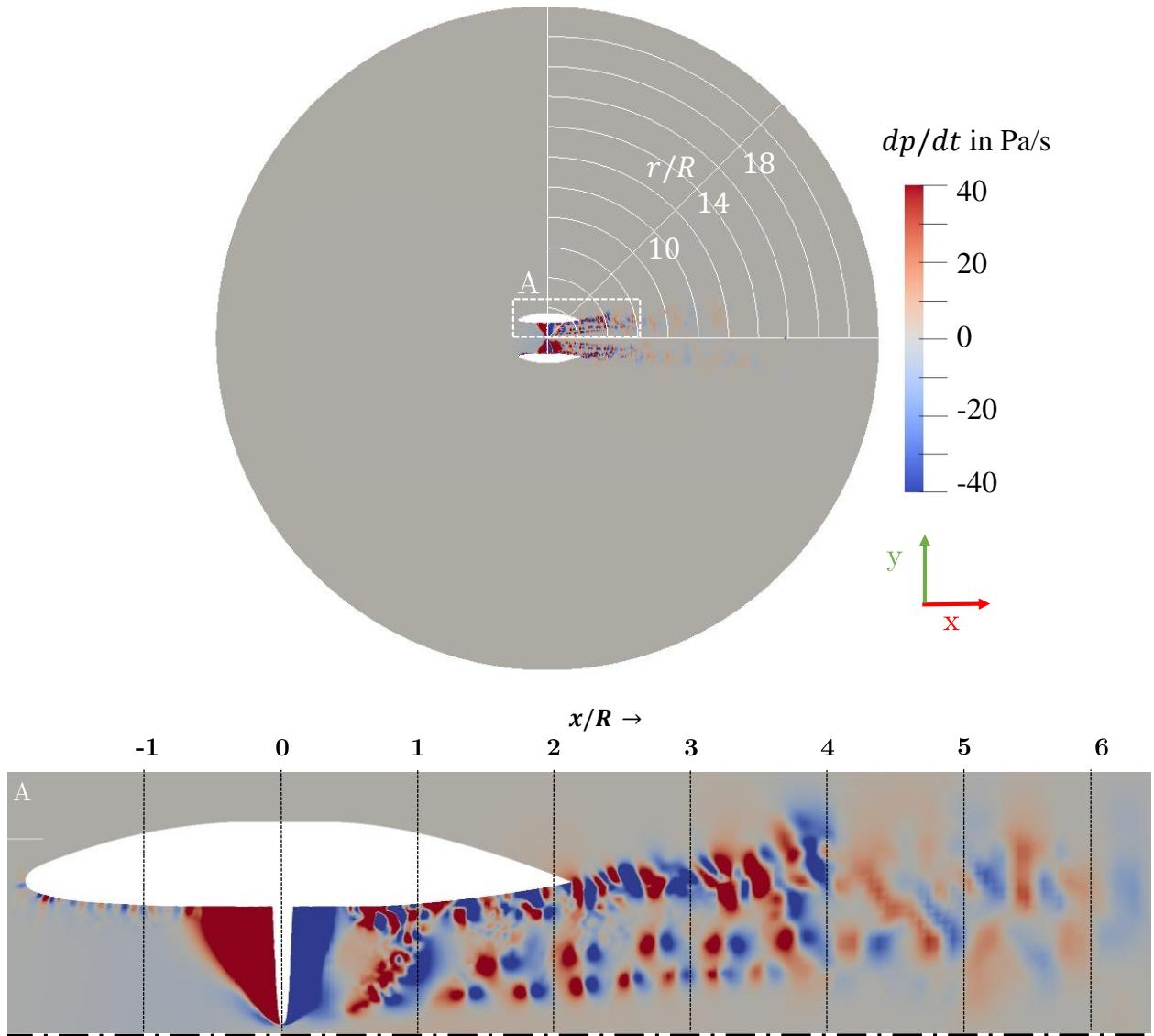


Abbildung 5.39: Momentaufnahme der Verteilung des akustischen Quellterms dp/dt im Strömungsfeld des nabbenlosen Propellers.

Blatthinterkante periodisch ab, was zur Bildung der Wirbelstraße im Nachlauf führt.

Im Bereich der Blattwurzeln werden weitere periodische Druckfluktuationen durch die bereits erläuterten Hufeisenwirbel initiiert, die ebenfalls zur Erhöhung von dp/dt führen.

In Abbildung 5.39 ist die Verteilung des Quellterms im Strömungsfeld des Propellers zu sehen. Der Quellterm weist im Bereich der Propellerblätter sowie im Propellernachlauf die höchsten Amplituden auf.

Der Einfluss der helixförmigen Wirbelstrukturen sowie der Scherschichten im Nachlauf um den Düsenumfang ist im dp/dt -Feld gut zu sehen. Ab $x/R = 4$ verringern sich die Amplituden des Quellterms deutlich.

Weiterhin sind im Bereich des Düseneinlasses erhöhte Amplituden des Quellterms zu erkennen.

In Abbildung 5.40 ist eine Momentaufnahme des Schalldrucks \tilde{p} bis zu einem Abstand

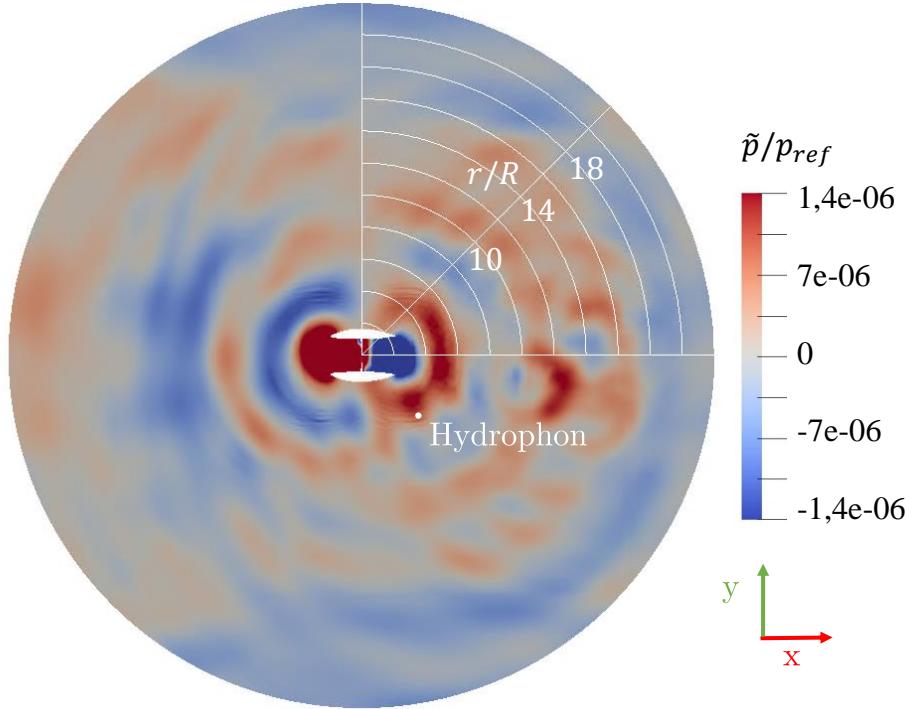


Abbildung 5.40: Momentaufnahme der Verteilung des akustischen Drucks \tilde{p} im Strömungsfeld des nabenlosen Propellers.

von $r/R = 22$ um den Propeller zu sehen. In den Bereichen $y/R = 22$ und -22 liegen die reflektierenden Seitenwände des Umlaufkanals.

Es ist zu erkennen, dass sich kugelförmige Schalldruckwellen im Bereich des Propellers sowie des Nachlaufs herausgebildet haben. Die höchsten Amplituden des Schalldrucks sind hierbei unmittelbar am Propeller zu finden.

In der Abbildung ist zu sehen, dass das Vorzeichen des Schalldrucks jeweils an der Saug- und Druckseite entgegengesetzt ist, wodurch im Fernfeld der Eindruck eines Dipolstrahlers entsteht.

In einem Abstand von etwa $x/R = 10$ bis 16 sind zudem weitere Schalldruckwellen zu erkennen. Die Schallwellen interferieren hierbei mit denen die aus Richtung des Propellers stammen.

Auf Basis der POD-Moden und -Zeitkoeffizienten aus der POD-Analyse, wurde das Druckfeld einzelner identifizierter kohärenter Strömungsstrukturen rekombiniert und anschließend der Quellterm dp/dt berechnet. So kann die Bildung hydroakustischer Schallquellen differenzierter analysieren werden, als es auf Basis des vollständigen Strömungsfeld möglich ist.

In Abbildung 5.41 sind die Quellterme dp/dt rekombinierter POD-Moden, deren zeitliche Dynamik durch die Ordnungen $f/n = 4$ sowie 8 , in den Spektren der POD-Zeitkoeffizienten dominiert wird, zu sehen. Die höchsten Amplituden des Quellterms sind im Bereich bis $x/R = 6$ ($f/n = 4$) sowie bis $x/R = 4$ ($f/n = 4$) zu finden. Hierbei sind die Anteile der helixförmigen Wirbelstrukturen deutlich zu erkennen.

Weiterhin sind in einem größeren Abstand zum Propeller großskalige kohärente Strömungsstrukturen im dp/dt -Feld zu sehen. Die großskaligen Strömungsstrukturen resultieren aus der

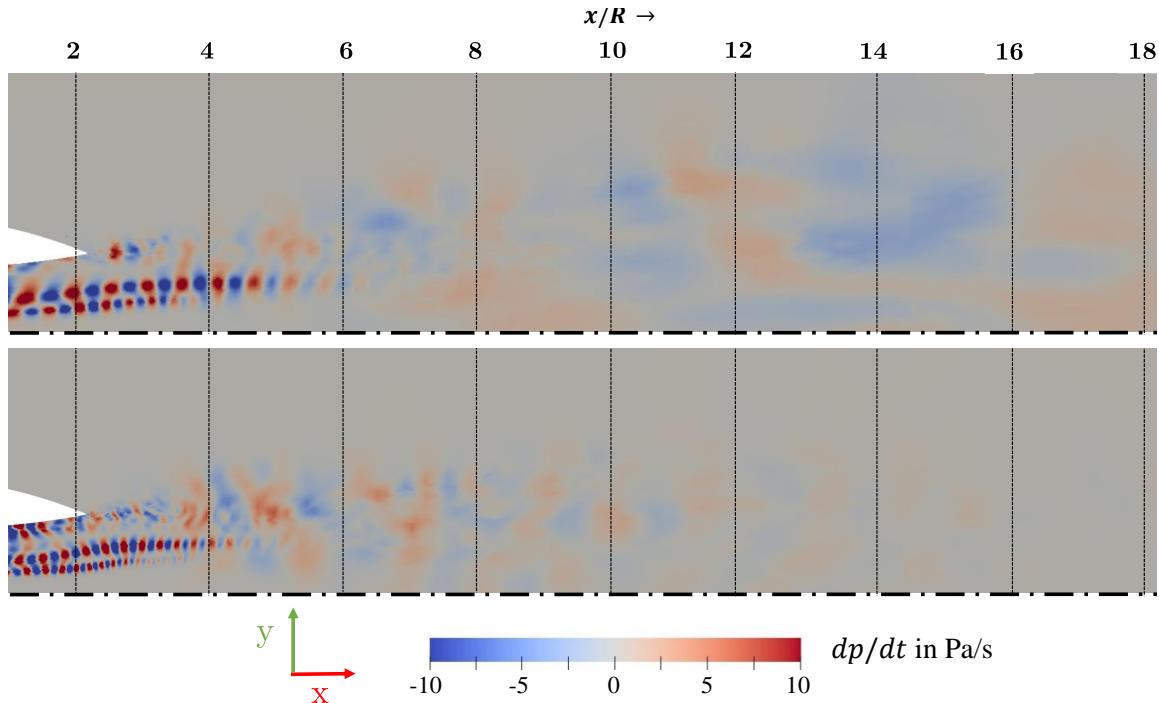


Abbildung 5.41: Momentaufnahme der rekonstruierten dp/dt -Felder mit den dominanten Ordnungen in den Spektren der Zeitkoeffizienten von $f/n = 4$ (oben) und 8 (unten).

Interaktion der Scherschichten um den Düsenumfang mit den helixförmigen Wirbelstrukturen. Die Bildung hydroakustischer Schallquellen im Bereich von etwa $x/R = 10$ bis 16 sind hierbei unter anderem auf diese Druckfluktuationen zurückzuführen.

Zwar sind die Amplituden des Quellterms in diesem Bereich niedrig im Vergleich zu denen dicht am Propeller, jedoch ist die räumliche Ausdehnung dieser Druckfluktuation groß, wodurch dennoch die hydroakustischen Schallemissionen in diesem Bereich ansteigen.

Mit Hilfe der Analyse des Quellterms kohärenter Strömungsstrukturen konnten im Rahmen dieses Abschnittes Schallquellen im Nachlauf des nabbenlosen Propellers identifiziert werden.

Für weitere Untersuchungen bietet es sich an das hydroakustische Schallfeld aus den rekombinierten **POD**-Druck- und Geschwindigkeitsmoden sowie Zeitkoeffizienten mittels **EIF**-Ansatz zu berechnen, um beispielsweise die spezifische Schallabstrahlung einzelner kohärenter Strömungsstrukturen untersuchen und gezielt Optimierungsmaßnahmen ansetzen zu können. Eine Beschreibung für die Implementierung der **POD**-Moden und Zeitkoeffizienten in die **EIF**-Gleichungen ist in Abschnitt 3.4.2 zu finden.

6 Zusammenfassung

In der vorgelegten Arbeit wurden das hydrodynamische sowie das resultierende hydroakustische Verhalten eines nabenhohen Propellers mittels experimentellen sowie numerischen Methoden untersucht.

Ziel der Untersuchungen war es, das instationäre Strömungsfeld zu quantifizieren sowie die daraus resultierenden Schallquellen zu identifizieren.

In diesem Rahmen wurde die Kopplung zwischen der Hydrodynamik sowie der Hydroakustik untersucht sowie die strömungsmechanischen Phänomene, die zur Bildung von hydroakustischen Schallquellen am nabenhohen Propeller führen, beschrieben.

Innerhalb der Experimente wurden hierfür der hydroakustischen Schalldrücke sowie die Wanddruckfluktuationen erfasst und anschließend gegenübergestellt.

Die numerischen Untersuchungen basierten auf verschiedenen Strömungssimulationen, unter anderem mit dem **SBES**-Verfahren. So wurden die resultierenden transienten Strömungsfelder der **SBES** hinsichtlich der auftretenden Strömungsstrukturen untersucht.

Das Strömungsfeld des nabenhohen Propellers ist charakterisiert durch ein zweifaches, helixförmiges Wirbelsystem, welches durch periodische Ablösungen der Grenzschichten im Bereich der Blattspitzen sowie Blatthinterkanten entsteht.

Es konnte beobachtet werden, dass der Zerfall des helixförmigen Wirbelsystems im Vergleich zu dem von [Felli et al. \(2011\)](#) untersuchten Wirbelsystemen von Nabengpropellern in einer größeren Distanz zum Propeller einsetzt.

Der Zerfallsprozess ist hierbei durch sinusartige, kurzwellige sowie langwellige Störungen charakterisiert, die sich stromab ausbreiten und gegenseitig verstärken, bis die resultierenden Scherkräfte den Zerfall des Wirbelsystems initiieren.

Das Phänomen des ‚leap-frogging‘, welches bei dem Zerfall des Wirbelsystems von Nabengpropellern auftritt, konnte in diesem Zusammenhang jedoch nicht beobachtet werden.

Die höchsten axialen Strömungsgeschwindigkeiten treten im Bereich der Blattwurzeln am äußeren Radius auf und die niedrigsten im Bereich der Rotationsachse. Aufgrund der unterschiedlichen Verteilung der axialen Strömungsgeschwindigkeiten im Nachlauf, fließen die äußeren Wirbel mit einer größeren Geschwindigkeit im Vergleich zu den Inneren ab, wodurch sie einander passieren und sich gegenseitig in ihrer Stabilität negativ beeinflussen.

Die resultierenden Druck- und Geschwindigkeitsfelder des Falls $J = 0$ wurden zudem für die Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen mittels **POD**-Analyse sowie für die Berechnung des hydroakustischen Schallfeldes mittels **EIF**-Ansatz, durch den Projektpartner, herangezogen.

Mit Hilfe der **POD**-Analyse konnte neben den **BPF**-Ordnungen überlagerte Sekundärstrukturen identifiziert werden, die beispielsweise den periodischen Ablösungen der Grenzschichten im Bereich der Blatthinterkanten ($f/n = 31,8$) sowie am DüsenEinlass ($f/n = 11,4$) zuzuordnen sind.

Weiterhin wurden durch periodische Ablösungen der Grenzschichten um den Düsenumfang weitere Druckfluktuationen initiiert.

Aufgrund der expliziten Periodizität kohärenter Strömungsstrukturen wurde zudem deren Bezug zur hydroakustischen Schallemission näher untersucht.

In diesem Zusammenhang wurden mit Hilfe des hydroakustischen Quellterms dp/dt Gebiete identifiziert, in denen es zu Bildung von Schallquellen kommt und das resultierende Schalldruckfeld analysiert.

In Kombination mit den durch die POD-Analysen identifizierten kohärenten Strömungsstrukturen konnte ein detaillierter Einblick der zugrunde liegenden Strömungsphänomene, die zur Bildung von Schall führen, ermöglicht werden.

So wurden im Bereich kurz vor sowie hinter dem Propeller die höchsten Amplituden des Quellterms lokalisiert.

Weiterhin wurden erhöhte Amplituden von dp/dt im Bereich des Düseninlasses sowie im Nachlauf identifiziert, die auf die bereits beschriebenen Strömungsstrukturen zurückzuführen sind und ebenso im Spektrum der hydroakustischen Messung sowie Simulation wiederzufinden sind.

Auf Basis der POD-Moden und Zeitkoeffizienten konnten die damit in Zusammenhang stehenden periodischen Druck- sowie Geschwindigkeitsfluktuationen lokalisiert werden.

In einem größeren Abstand zum Propeller wurden weitere Schallquellen identifiziert, die auf die Interaktion der helixförmigen Wirbelstrukturen mit den Scherschichten im Nachlauf um den Düsenumfang zurückzuführen sind.

Die POD-Analyse hat gezeigt, dass es sich um großskalige kohärente Strömungsstrukturen handelt, die zwar in ihrer Amplitude niedrig, jedoch eine Vergleichsweise große räumliche Ausdehnung besitzen.

Die Untersuchungen in dieser Arbeit haben gezeigt, dass die durchgeführte Prozedur für die Berechnung des hydroakustischen Schallfeldes aus den transienten Druck- sowie Geschwindigkeitsfeldern einer skalenauf lösenden Strömungssimulation in der Lage ist sinnvolle Ergebnisse zu liefern.

In diesem Zusammenhang wurde das Strömungsfeld des nabengelenkten Propellers analysiert und phänomenologisch dem von Nabengpropellern gegenübergestellt.

Zudem wurden die Bereiche in denen Schallquellen vorkommen identifiziert und auf Basis kohärenter Strömungsstrukturen genauer analysiert. Der Einsatz kohärenter Strömungsstrukturen kann in diesem Zusammenhang ein nützliches Werkzeug bei der Lokalisierung von Schallquellen sein.

Für zukünftige Untersuchungen wurde ein mathematischer Ansatz ausgearbeitet, um die hydroakustischen Schallemissionen einzelner kohärenter Strömungsstrukturen zu berechnen. Somit können beispielsweise die Schallemissionen einzelner spektraler Anteile sowie der jeweilige Beitrag zur Gesamtschallemission ermittelt werden.

Literaturverzeichnis

- Amiet, R. K. (1976): *Noise due to turbulent flow past a trailing edge.* ; Journal of Sound and Vibration, Ausgabe 47, Ausgabe 3, S. 387-393. [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(76\)90948-2](https://doi.org/10.1016/0022-460X(76)90948-2).
- Amminikutty, V. und Subramanian, V. A. (2006): *Dynamic Characteristics of Marine Hubless Screw Propellers.* ; 5th International Conference on High-Performance Marine Vehicles, S. 338-350. ISBN: 0646466178.
- ANSYS (2019): *Ansys CFX Theory Guide.* ; ANSYS.
- Barthorpe, R. ; Platz, R. ; Lopez, I. ; Moaveni, B. und Papadimitriou, C. (2017): *Model Validation and Uncertainty Quantification, Ausgabe 3.* ; Proceedings of the 35th IMAC, A Conference and Exposition on Structural Dynamics. ISBN: 9783319548579.
- Berkooz, G. ; Holmes, P. und Lumley, J. L. (1993): *The Proper Orthogonal Decomposition the analysis of turbulent flows.* ; Journal of Fluid Mechanics, Ausgabe 25, S. 539-575. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.002543>.
- Betz, A. (1920): *Das Maximum der theoretisch möglichen Ausnutzung des Windes durch Windmotoren.* ; Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen Heft 26.
- Carlton, J. (1994): *Marine Propellers and Propulsion.* ; Butterworth-Heinemann, ISBN: 9780750681506.
- Celik, I. ; Klein, M. und Janicka, J. (2009): *Assessment Measures for Engineering LES Applications.* ; Journal of Fluids Engineering, Ausgabe 131. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3059703>.
- Cenedese, A ; Accorda, L. und Milone, R. (1988): *Phase sampling in the analysis of a propeller wake.* ; Experiments in Fluids, Ausgabe 6, Ausgabe 1, S. 55-60. <https://doi.org/10.1007/BF00226135>.
- Chapman, N. R. und Price, A. (2011): *Low frequency deep ocean ambient noise trend in the Northeast Pacific Ocean.* ; The Journal of the Acoustical Society of America 129. <https://doi.org/10.1121/1.3567084>.
- Cotroni, A. ; Di Felice, F. und Romano, M.n (2000): *Investigation of the near wake of a propeller using particle image velocimetry.* ; Experiments in Fluids S. 227-236. <https://doi.org/10.1007/s003480070025>.
- Curle, N. (1955): *The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound.* ; Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Ausgabe 231, Ausgabe 1187. <https://doi.org/10.1098/rspa.1955.0191>.

- Deane, A. E. ; Kevrekidis, I. G. ; Karniadakis, G. E. und Orszag, S. A. (1991): *Low-dimensional models for complex geometry flows: Application to grooved channels and circular cylinders.* ; Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, Ausgabe 3, S. 2337. <https://doi.org/10.1063/1.857881>.
- Deardorff, J. (1970): *A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds Nr.s.* Journal of Fluid Mechanics. ; Journal of Fluid Mechanics Ausgabe 41 (2): S. 453-480. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112070000691>.
- Druckenbrod, M. (2016): *Reduzierung der Wirkungsgradverluste des Propellerstrahls im Nachlaufbereich.* ; Dissertation, Technische Universität Hamburg.
- Dubas, A. J. ; Bressloff, N. W. ; Fangohr, H. und Sharkh, S. M. (2011): *Computational Fluid Dynamics Simulation of a Rim Driven Thruster.* ; Open Source CFD International Conference.
- Dubas, A. J. ; Bressloff, N. W. und Sharkh, S. M. (2015): *Numerical modelling of rotor-stator interaction in rim driven thruster.* ; Ocean Engineering, Ausgabe 106, S. 281-288. <http://dx.doi.org/10.1016/j.oceaneng.2015.07.012>.
- Ecà, L. und Hoekstra, M. (2014): *A procedure for the estimation of the numerical uncertainty of CFD calculations based on grid refinement studies.* ; Journal of Computational Physics Ausgabe 262, S. 104-130. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2014.01.006>.
- Estorff, O. von ; Markiewicz, M. und Michels, T. (2009): *Sound Generation and Propagation with the Nonlinear EIF-Approach.* ; DAGA Conference Paper.
- Felli, M. ; Camussi, R. und Di Felice, F. (2011): *Mechanisms of evolution of the propeller wake in the transition and far fields.* ; Journal of Fluid Mechanics, Ausgabe 682, S. 5-53. [10.1017/jfm.2011.150](https://doi.org/10.1017/jfm.2011.150).
- Ferziger, J. H. und Peric, M. (2008): *Numerische Strömungsmechanik.* ; Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-68228-8>.
- Ffowcs Williams, J. E. und Hawking, D. L. (1969): *Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion.* ; Royal Society, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences Ausgabe 264, Nr. 1151, S. 321-342.
- Fletcher, C. (1991): *Computational Techniques for Fluid Dynamics 2.* ; Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-58239-4>.
- Frederich, O. (2010): *Numerische Simulation und Analyse turbulenter Strömungen am Beispiel der Umströmung eines Zylinderstumpfes mit Endscheibe.* ; Zugl.: Berlin, Techn. Univ., Diss.
- Frederich, O. ; Scouten, J. ; Luchtenburg, D. M. und Thiele, F. (2011): *Large-scale dynamics in the flow around a finite cylinder with a ground plate.* ; Fluid Dynamic Research, Ausgabe 43, S. 1-22. <http://dx.doi.org/10.1088/0169-5983/43/1/015504>.

Freeman, M. D. und Marshall, M. A. (2011): *An analytical investigation into the design of a shaftless thruster using finite element and computational fluid dynamics approach.* ; The Journal of Ocean Technology, Putting the 'Fish' in Efficiency, Ausgabe 6 Nr. 4, S. 56-68.

Fröhlich, J. (2006): *Large Eddy Simulation.* ; Teubner Verlag. ISBN: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8351-9051-1>.

Fröhlich, J. und Rodi, W. (2004): *LES of the flow around a circular cylinder of finite height.* ; International Journal of Heat and Fluid Flow Ausgabe 25, Ausgabe 3, S. 537-548. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.02.006>.

Froude, R. E. (1889): *On the part played in propulsion by differences in fluid pressure.* ; Institution of Naval Architects.

Girault, V. und Raviart, P. A. (1986): *Finite Element Methods for Navier-Stokes Equations.* ; Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61623-5>.

Glauert, H. (1926): *A General Theory of the Autodyro.* ; Director of Scientific Research Air Ministry.

Goldstein, S. (1929): *On the Vortex Theory of Scow Propellers.* ; Kaiser Wilhelm Institut für Strömungsforschung, Göttingen. <https://doi.org/10.1098/rspa.1929.0078>.

Goldstein, M. E. (1974): *Aeroacoustics.* ; NASA.

Gutin, L. (1937): *On the soundfield of a rotating propeller, übersetzung aus dem Deutschen; Über das Schallfeld einer rotierenden Laufschraube.* ; National advisory committee for aeronautics, technical memorandum Nr. 1195.

Hamill, G.A. und Kee, C. (2016): *Predicting axial velocity profiles within a diffusing marine propeller jet.* ; Ocean Engineering, Ausgabe 124, S. 104-112. <http://dx.doi.org/10.1016/j.oceaneng.2016.07.061>.

Hardin, J. C. und Pope, D. S. (1994): *An Acoustic/Viscous Splitting Technique for Computational Aeroacoustics.* ; Theoretical Computational Fluid Dynamics, Ausgabe 6, S. 323-340. <https://doi.org/10.1007/BF00311844>.

Heckl, M. und Müller, H.A (2013): *Taschenbuch der Technischen Akustik.* ; Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-97356-7>.

Hess, J.L. und Smith, A.M.O. (1967): *Calculation of potential flow about arbitrary bodies.* ; Progress in Aerospace Sciences, Ausgabe 8, S. 1-138 [https://doi.org/10.1016/0376-0421\(67\)90003-6](https://doi.org/10.1016/0376-0421(67)90003-6).

Hess, J. L. und Valarezo, W. O. (1985): *Calculation of Steady Flow About Propellers Using a Surface Panel Method.* ; J. Propulsion, Ausgabe 1, Nr. 6. <https://doi.org/10.2514/3.22830>.

- Hieke, M. ; Sultani, H. ; Wurm, F. H. und von, Estorff O. (2019): *Identifikation von ko-härenten Strömungsstrukturen und die hydroakustische Schallabstrahlung eines nabenlosen Propellers.* ; DAGA Conference Paper-45. Jahrestagung für Akustik.
- Holmes, P. ; Berkooz, G. und Lumley, J.L. (1990): *On the unreasonable effectiveness of empirical eigenfunction in turbulence.* ; Proc. of the Kyoto Congress of Mathematicians.
- Holt, J. K. und White, D. G. (1994): *High Efficiency, Counter-Rotating Ring Thruster for Underwater Vehicles.* ; Conference of the IEEE Industrial Electronics Society (IECON).
- Howe, M. S. (1978): *A review of the theory of trailing edge noise.* ; Journal of Sound and Vibration, Ausgabe 61, Ausgabe 3, S. 437-465 [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(78\)90391-7](https://doi.org/10.1016/0022-460X(78)90391-7).
- Hsieh, Min Fu und Chen, Jeng Horng (2007): *Integrated Design and Realization of a Hubless Rim-driven Thruster.* ; The 33rd Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society (IECON). <http://dx.doi.org/10.1109/IECON.2007.4459876>.
- Hunt, J.C.R. ; Wray, A.A. und Moin, P. (1988): *Eddies, Streams, and Convergence Zones in Turbulent Flows.* ; Center for Turbulence Research. Proceedings of Summer Program S.193-208.
- Hussain, A. K. M. F. (1983): *Coherent structures -reality and myth.* ; The Physics of Fluids, Ausgabe 26, S. 2816-2850. <http://dx.doi.org/10.1063/1.864048>.
- Jasak, H. ; Weller, H.G. und Gosman, A.D. (1999): *High resolution NVD differencing scheme for arbitrarily unstructured meshes.* ; International Journal for Numerical Methods in Fluids. Ausgabe 31. S. 431-449. [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1097-0363\(19990930\)31:2<431::AID-FLD884>3.0.CO;2-T](https://doi.org/10.1002/(SICI)1097-0363(19990930)31:2<431::AID-FLD884>3.0.CO;2-T).
- Jeong, J. und Hussain, F. (1995): *On the identification of a vortex.* ; J. Fluid Mech., Nr.285, S. 96-94. <https://doi.org/10.1017/S0022112095000462>.
- Juknevicius, A. und Chong, T. P. (2018): *On the leading edge noise and aerodynamics of thin aerofoil subjected to the straight and curved serrations.* ; Journal of Sound and Vibration. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2018.02.038>.
- Kennedy, G. C. und Holt, J. K. (1995): *Developing a high efficiency means of propulsion for underwater vehicles.* ; Harbor Branch Oceanographic Institution, Inc.
- Kolmogorow, A. N. (1941): *The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Nr.s.* ; in: Proceedings of the Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences, Nr. 434, S. 9.
- Kornev, N. (2009): *Propellertheorie.* ; Universität Rostock. ISBN: 9783832282660.
- Krueger, S (2005): *Schiffspropeller.*
http://www.ssi.tu-harburg.de/doc/webS.n_dokumente/ssi/vorlesungsunterlagen/propeller.pdf; Zugriff: 2019-07-16.

- Kumar, P. und Mahesh, K. (2017): *Large eddy simulation of propeller wake instabilities.* ; J. Fluid Mech., Ausgabe 814, S. 361-396. <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.20>.
- Lebedev, E. L. ; Pershitz, R. Y. ; Rusetskiy, A. A. ; Avrashkov, N. S. und Tarasyuk, A. B. (1969): *Ship steering units.* ; Sudostroenie.
- León, C. A. ; Ragni, D. ; Pröbsting, S. ; Scarano, F. und Madsen, J. (2016): *Flow topology and acoustic emissions of trailing edge serrations at incidence.* ; Exp Fluids S. 57-97. <https://doi.org/10.1007/s00348-016-2181-1>.
- Lerch, R. ; Sessler, G. und Wolf, D. (2007): *Technische Akustik.* ; Springer. e-ISBN 978-3-540-49833-9.
- Lerch, R. ; Sessler, G. und Wolf, D. (2009): *Technische Akustik.* ; Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-49833-9>.
- Lighthill, M. J. (1952): *On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory.* ; Royal Society, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences Ausgabe 211, Nr. 1107, S. 564-587.
- Lugt, H.J. (1997): *Introduction to Vortex Theory.* ; Vortex Flow Press. ISBB: 0965768902.
- Lumley, J. (1981): *Coherent structures in turbulence.* ; Fluid Mechanics and Heat Transfer, 315-342. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-493240-1.50017-X>.
- Lumley, J. ; Yaglom, A. M. und Tatarski, V. I. (1967): *The structure of inhomogeneous turbulent flows.* ; In Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation, 166-178.
- Mattern, P. ; Gabi, M. und Kriegseis, J. (2015): *A plane-to-plane comparison of Common Averaged vs. POD patterns of Time-Resolved Stereo-PIV data within a pump.* ; Journal of Mechanics B/Fluids, Ausgabe 814, S. 361âFIXME"-396.
- Menter, F. R. (1994): *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications.* ; AIAA Journal. 32 (8): S. 1598-1605. <http://dx.doi.org/10.2514/3.12149>.
- Menter, F.R. (2015): *Best Practice: Scale-Resolving Simulations in ANSYS CFD.* ; ANSYS GERMANY GmbH.
- Menter, F.R. ; Egorov, Y. ; Lechner, R. und Cokljat, D. (2010): *The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 2: Application to Complex Flows.* ; Springer. <https://doi.org/10.1007/s10494-010-9265-4>.
- Menter, F.R. und GmbH, ANSYS Germany (2016): *Stress Blended Eddy Simulation (SBES)-A new Paradigm in hybrid RANS LES Modeling.* ; Sixth HRLM Symposium.
- Menter, F.R. und Kuntz, M. (2003): *Adaptation of Eddy-Viscosity Turbulence Models to Unsteady Separated Flow Behind Vehicles.* ; Proc. Conf. The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Busses and Trains, Asilomar, Ca, Springer.

- Muscari, R. und Mascio, A.D. (2013): *Detached Eddy Simulation of the flow behind an isolated propeller.* ; Computers & Fluids, Ausgabe 73, S. 65-79. <http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2012.12.003>.
- Nikora, Vladimir (1999): *Origin of the '-1' Spectral Law in Wall-Bounded Turbulence.* ; Phys. Rev. Lett. Ausgabe 83, S. 734. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.734>.
- Noack, B. R. (2006): *Niederdimensionale Galerkin-Modelle für laminare und transitionelle freie Scherströmungen.* ; Dissertation: Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik der Technischen Universität Berlin.
- Oertel, H. ; Böhle, M. und Reviol, T. (2011): *Strömungsmechanik.* ; Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-8348-8110-6>.
- Oosterveld, M. W. (1969): *Wake adapted ducted propellers.* ; Publication Nr. 345 Netherlands ships model basin Wageningen.
- Paik, B. G. ; Kim, J. ; Park, Y. H. ; Kim, Ki Sup und Yu, K. K. (2007): *Analysis of wake behind a rotating propeller using PIV technique in a cavitation tunnel.* ; Ocean Engineering, Nr. 34, S. 594âFIXME“604. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2005.11.022>.
- Papula, L. (2009): *Mathematische Formelsammlung 10. Auflage.* ; Springer, <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-9598-1>.
- Posa, A. ; Broglia, R. ; Felli, M. ; Falchi, M. und E., Balaras (2019): *Characterization of the wake of a submarine propeller via Large-Eddy Simulation.* ; Comput Fluids 184. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2019.03.011>.
- Powell, A. (1964): *Theory of Vortex Sound.* ; The Journal of the Acoustical Society of America.
- Qing ming, Cao ; Fang wen, Hong und Deng hai, Tang (2012): *Prediction of loading distribution and hydrodynamic measurements for propeller blades in a rim driven thruster.* ; Journal of Hydrodynamics, Ausgabe 24, S. 50-57. [http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058\(11\)60218-7](http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058(11)60218-7).
- Raichel, D. R. (2006): *The science and application of acoustics. Second edition.* ; Springer. eISBN: 0-387-30089-9.
- Rankine, W. J. M. (1865): *On the mechanical principles of the action of propellers.* ; Institution of Naval Architects.
- Reynolds, W. C. und Hussain, A. K. M. F. (1972): *Mechanics of an Organized Wave in Turbulent Shear Flow. 3. Theoretical Models and Comparisons with Experiments.* ; Journal of Fluid Mechanics, S. 263-288. <https://doi.org/10.1017/S0022112072000679>.
- Richardson, W.J. ; Greene Jr., C. R. ; Malme, C. I. und Thomson, H. D. (1995): *Marine Mammals and Noise.* ; Academic Press. <https://doi.org/10.1016/C2009-0-02253-3>.

- Roache, P. J. (1994): *Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies.* ; Journal of Fluids Engineering, Ausgabe 116, S. 405-413.
- Roache, P. J. (1998): *Verification and Validation in Computational Science and Engineering.* ; Hermosa Publishers. <https://doi.org/10.1115/1.2910291>.
- Ross, D. (1976): *Mechanics of Underwater Noise.* ; Pergamon Press. ISBN: 978-0932146168.
- Russell, Daniel A. ; Titlow, Joseph P. und Bemben, Ya Juan (1999): *Acoustic monopoles, dipoles, and quadrupoles: An experiment revisited.* ; American Journal of Physics, S.660-664. <https://doi.org/10.1119/1.19349>.
- Saffman, P.G. (1970): *The velocity of viscous vortex rings.* ; Stud. Appl. Math, Ausgabe 49, S. 371-380. <https://doi.org/10.1002/sapm1970494371>.
- Sandberg, R. D. (2013): *Direct Numerical Simulations for Flow and Noise Studies.* ; Procedia Engineering, Ausgabe 61, S. 356-362. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2013.08.027>.
- Schlegel, M et al. (2012): *On least-order flow representations for aerodynamics and aeroacoustics.* ; J. Fluid Mech. Ausgabe 697, S. 367-398. <http://dx.doi.org/10.1017/jfm.2012.70>.
- Schmirler, M. und Netrebska, H. (2017): *The design of axial shaftless pump.* ; EPJ Web of Conference, vol 143. <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/201714302104>.
- Schröder, T. ; Michaels, T. und Estorff, O. (2017): *Untersuchung zum Einsatz eines OpenFOAM-EIF-basierten Strömungsakustik-Lösers.* ; DAGA Conference Paper.
- Schröder, T. ; Silkeit, P. und Estorff, O. von (2016): *Influence of source term interpolation on hybrid computational aeroacoustics in finite volumes.* ; Proceedings of 45th International Congress and Exposition on Noise Control Engineering, S. 1598-1608.
- Schulze, A. und Estorff, O. von (2006): *Prediction of Flow-Induced Noise using the Expansion about incompressible Flow Approach.* ; European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD.
- Shen, W. Z. und Sorensen, J. N. (1999): *Comment on the Aeroacoustics Formulation of Hardin and Pope.* ; The American Institute of Aeronautics and Astronautics, Ausgabe 37, S. 141-145. <https://doi.org/10.2514/2.682>.
- Shuai, Zhang ; Xi, Zhu und Zhen long, Zhou (2013): *Hydrodynamic Performance Analysis of Hubless Rim-Driven Thruster Propulsor.* ; Applied Mechanics and Materials, Ausgabe 256-259, S. 256-260. <http://dx.doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMM.256-259.2565>.
- Sirovich, L. (1987): *Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures, Part 1: Coherent Structures.* ; Quarterly of Applied Mathematics 45, 561-571. <10.1090/qam/910463>.

- Sirovich, L. (1989): *Chaotic dynamics of coherent structures.* ; Physica D, Ausgabe 37. [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(89\)90123-1](https://doi.org/10.1016/0167-2789(89)90123-1).
- Sirovich, L. (1990): *New perspectives in turbulence: Empirical eigenfunctions and low dimensional systems.* ; Springer-Verlag New York, 139-163. https://doi.org/10.1007/978-1-4612-3156-1_5.
- Smagorinsky, J. (1963): *General circulation experiments with the primitive equations, i. the basic experiment.* ; Monthly Weather Review. Ausgabe 91 S 99-164.
- Southall, B. L. ; Scholik Schlomer, A. R. ; Hatch, L. ; Bergmann, T. ; Jasny, M. ; Metcalf, K. ; Weilgart, L. und Wright, A. J. (2017): *Underwater Noise from Large Commercial Ships. International Collaboration for Noise Reduction.* ; Encyclopedia of Maritime and Offshore Engineering <https://doi.org/10.1002/9781118476406.emoe056>.
- Spalart, P.R. (2009): *Detached Eddy Simulation.* ; Annu. Rev. Journal of Fluid Mechanics, Ausgabe 41, 181-202. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fluid.010908.165130>.
- Spalart, P.R. ; Jou, W. H. ; Strelets, M. und Allmaras, S.R. (1997): *Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach.* ; In Advances in DNS/LES, ed. C Liu, Z Liu, S. 137-148. Columbus, OH: Greyden Press. ISBN: 1570743657.
- Sultani, H. ; Hieke, M. ; Estorff, O. von ; Witte, M. und Wurm, F. H. (2019): *Hydrodynamics and Hydroacoustics Investigation of a Blade Profile in a Hubless Propeller System Based on a Hybrid Approach.* ; Acta Acustica united with Acustica 105(4) <https://doi.org/10.3813/AAA.919341>.
- Sultani, H. ; Hieke, M. ; Estorff, O. von und Wurm, F. H. (2019): *Hydroakustische Untersuchung eines Schaufelprofils in einem nabenlosen Propellersystem basierend auf dem EIF-Verfahren und der MLS-Methode.* ; DAGA Conference Paper-45. Jahrestagung für Akustik, 18.-21.
- Torner, B. ; Konnigk, L. ; Hallier, S. ; Kumar, J. ; Witte, M. und Wurm, F. H. (2018): *Large eddy simulation in a rotary blood pump: Viscous shear stress computation and comparison with unsteady Reynoldsaveraged Navier-Stokes simulation.* ; The International Journal of Artificial Organs (IJKO), Ausgabe 41, S. 1-12. <https://doi.org/10.1177/0391398818777697>.
- Towne, A. ; Schmidt, O. T. und Colonius, T. (2018): *Spectral proper orthogonal decomposition and its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis.* ; Journal of Fluid Mechanics, Ausgabe 847, S. 821-867 <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.283>.
- United Nations Conference on Trade and Development (UNCTAD) (2017): *Menge der geladenen Fracht- und Massengüter im internationalen Seehandel in den Jahren 1970 bis 2017 (in Millionen Tonnen).*
<https://de.statista.com/statistik/daten/studie/154471/umfrage/geladene-frachtgueter-im-internationalen-seehandel/>; Zugriff: 2018-11-02.
<https://de.statista.com/statistik/daten/studie/154436/umfrage/geladene-massengueter-im-internationalen-seehandel/>; Zugriff: 2018-11-02.

- Voith (2012): *Voith Inline Thruster (VIT), Voith Inline Propulsor (VIP)*
https://higherlogicdownload.s3.amazonaws.com/SNAME/55cb4aae-6187-4c64-822d-05d382366eff/UploadedImages/Meeting%20Presentations/2011%20Meetings/2012-05-16%20Army%20Hybrid%20SNAME%20Presentation_Voith.pdf; Zugriff: 2019-05-03.
- Song, Boa wei ; Wang, You jiang und Tian, Wen long (2015): *Open Water performance comparison between hub-type and hubless rim driven thruster based on CFD method.* ; Ocean Engineering, Ausgabe 103, S. 55-63. <http://dx.doi.org/10.1016/j.oceaneng.2015.04.074>.
- Widnall, S.E. (1972): *The stability of a helical vortex filament.* ; Journal of Fluid Mechanics, Ausgabe 54, S. 641-663. <https://doi.org/10.1017/S0022112072000928>.
- Wilcox, D.C. (1988): *Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models.* ; AIAA J., Ausgabe 26, Nr. 11, S. 1299. <https://doi.org/10.2514/3.10041>.
- Wilcox, D.C. (2008): *Formulation of the $k-\omega$ Turbulence Model Revisited.* ; AIAA J., Ausgabe 46, Nr. 11, S. 2823. <https://doi.org/10.2514/1.36541>.
- Williamson, C. H. K. (1996): *Vortex Dynamics in the Cylinder Wake.* ; Annual Review of Fluid Mechanics Ausgabe 28, S. 477-539 . <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.28.010196.002401>.
- Witte, M. (2013): *Strömungsmechanische Analysen zur instationären Umströmung von Seehundvibrissen und Kreiszylindern.* ; Dissertation: Universität Rostock.
- Witte, M. ; Hieke, M. und Wurm, F. H (2019): *Identification of Coherent Flow Structures and Experimental Analysis of the Hydroacoustic Emission of a Hubless Propeller.* ; Ocean Engineering 188 <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2019.106248>.
- Wittekind, D. und Schuster, M. (2016): *Propeller cavitation noise and background noise in the sea.* ; Ocean Engineering 120 (2016) 116-121. <http://dx.doi.org/10.1016/j.oceaneng.2015.12.060>.
- Witte, M. ; Torner, B. und Wurm, F. H. (2018): *Analysis of unsteady flow structures in a radial turbomachine by using proper orthogonal decomposition.* ; Proceedings of ASME Turbo Expo 2018. <http://dx.doi.org/10.1115/GT2018-76596>.
- Wu, J. ; Sheridan, J. ; Welsh, M. C. und Hourigan, K. (1996): *Three-dimensional vortex structures in a cylinder wake.* ; Journal of Fluid Mechanics, Ausgabe 312, S. 201-222. <https://doi.org/10.1017/S0022112096001978>.
- Yakovlev, A. Y. und Sokolov, M. A. (2011): *Numerical Design and Experimental Verification of a Rim-Driven Thruster.* ; Proceedings of the Second International Symposium on Marine Propulsors smp'11. ISBN (printed proceedings): 978-3-86342-236-3.
- Zdravkovich, M.M. (1997): *Flow Around Circular Cylinders: Volume I: Fundamentals.* ; Oxford Science Publications. ISBN: 0198563965.

Zhang, H. Q. ; Fey, U. ; Noack, B. R. ; König, M. und Eckelmann, H. (1995): *On the transition of the cylinder wake.* ; Physics of Fluids 7, 779. <https://doi.org/10.1063/1.868601>.

A Hydrodynamische sowie hydroakustische Analyse um einen Teilausschnitt eines einzelnen Propellerblattes

Im Rahmen einer Veröffentlichung ([Sultani et al. \(2019\)](#)) und zweier Konferenzbeiträge ([Sultani et al. \(2019\)](#) sowie [Hieke et al. \(2019\)](#)) wurde das Strömungsfeld sowie die resultierende Hydroakustik eines Teilbereichs um ein Propellerblatt des nabenlosen Propellers, für den Fall $J=0$ der [SBES](#) mit 33 Mio. Rechenzellen, analysiert.

Das Strömungsfeld wurde auf Basis der Mantelfläche eines Zylinders extrahiert (siehe Abbildung A.1). Das Strömungsfeld wurde aus der Sicht des mit-rotierenden Beobachters in einem Abstand von $r/R = 0,5$ zur Propellerdrehachse aufgenommen.

In Abbildung A.2 ist eine Momentaufnahme des statischen Drucks in Form des extrahierten, abgewickelten Zylinderausschnittes zu sehen.

Deutlich zu erkennen sind Druckfluktuationen, die im Bereich der Blatthinterkante initiiert werden und sich stromab ausbreiten. Es ist zu erkennen wie die Amplitude der Druckfluktuationen stromab stetig abnimmt. Das Wirbelsystem weitet sich in diesem Bereich in radialer Richtung auf, wodurch ebenso die Amplitude in diesem Ausschnitt absinken.

Es wurden Ordnungsanalysen an den Punkten $P1-P3$ durchgeführt (siehe Abbildung A.3). Im Punkt $P1$ sind die 31. Ordnung dominant, weiterhin sind bei $f/n = 100, 124, 129$ und 143 weitere Peaks zu sehen. Im Punkt $P2$ ist neben der 31. Ordnung bei $f/n = 62, 124, 143$ sowie 155 ein Ausschlag im Spektrum zu sehen. Im Punkt $P3$ dominieren die 31. und 62. Ordnung das Spektrum der Ordnungsanalyse.

Die Rotation des betrachteten Bereichs führt dazu, dass in den gezeigten Ordnungsspektren

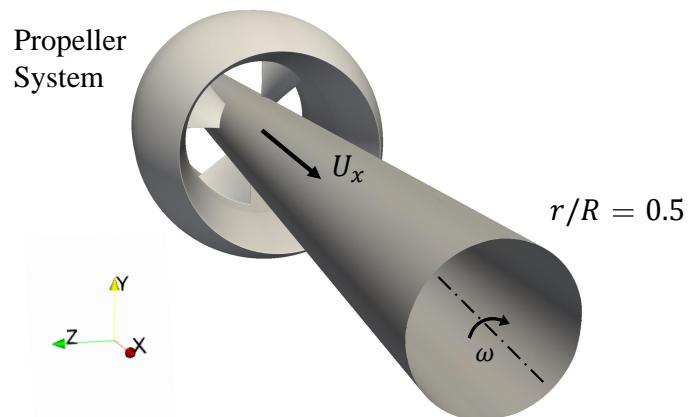


Abbildung A.1: Zylinderschnitt bei $r/R = 0,5$ für Extraktion des Druckfeldes.

keine BPF-Ordnungen zu sehen sind.

Die BPF-Ordnungen resultieren hierbei aufgrund der Verdrängung der Propellerblätter sowie eines schrägen Abströmprofils. Im mit-rotierenden System stecken diese Anteile im mittleren Druck- sowie Geschwindigkeitsfeldes und werden somit durch die Ordnungsanalyse

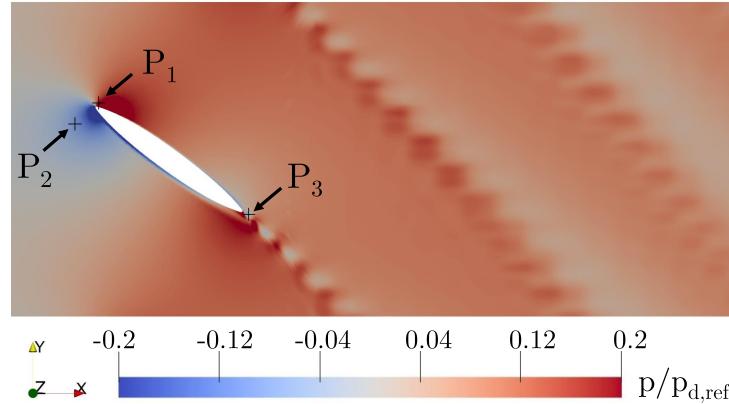


Abbildung A.2: Momentaufnahme des aus einem Zylinderschnitt extrahierten Druckfeldes im Bereich eines Blattprofils für $r/R = 0,5$ gemäß Abbildung A.1.

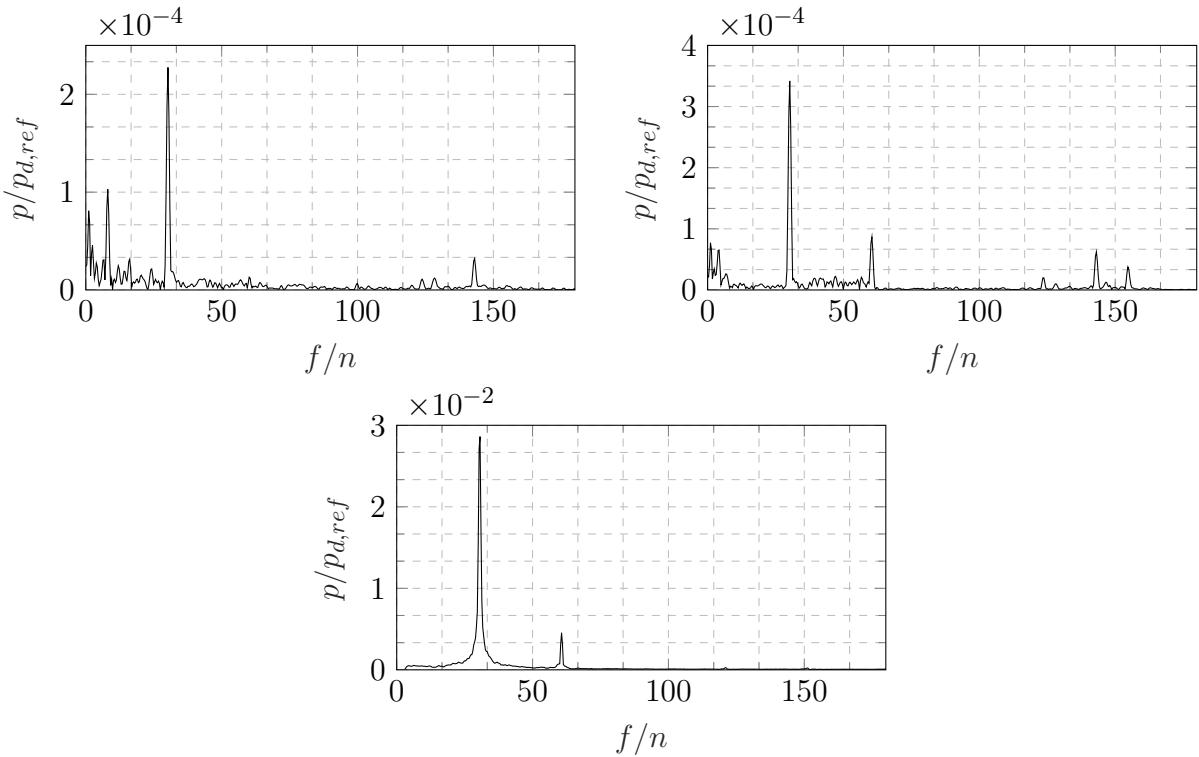


Abbildung A.3: Ordnungsspektrum der Druckfluktuationen aus der Sicht eines mitbewegten Beobachters im Bereich der Blattvorder- und Hinterkante an den Positionen P_1 (oben), P_2 (mittig) und P_3 (unten) gemäß Abbildung A.2 mit $p_{d,ref} = (\omega R)^2 \cdot \rho/2$.

nicht als Fluktuationen wahrgenommen.

Die Amplitude der Druckfluktuationen nimmt von der Vorderkante des Blattprofils bis zur Hinterkante zu. Die Druckfluktuationen werden durch Ablösungen der turbulenten Grenzschicht im Bereich der Blattvorderkante initiiert. Die turbulente Grenzschicht legt sich anschließend wieder mittig des Blattprofils an worauf diese an der Blatthinterkante, verbunden mit starken Druckfluktuationen eine Wirbelstraße bildet.

Der Einfluss der Wirbelstraße ist auch im Spektrum der Messung wiederzufinden (siehe Abbildung 5.33 in Kapitel 5).

Die extrahierten Daten des Zylinderschnittes wurden weiterhin für eine POD-Analyse verwendet. Im Rahmen einer zweiten Veröffentlichung [Witte et al. \(2019\)](#) sowie eines Konferenzbeitrages [Hieke et al. \(2019\)](#) wurde unter anderem die POD-Analyse des Zylinderschnittes vorgestellt.

In den Abbildungen A.4 sind die POD-Moden mit den jeweiligen dominanten Ordnungen der Zeitkoeffizienten $f/n = 31$ und 62 zu sehen.

Deutlich sind die periodischen Fluktuationsmuster in beiden Darstellungen zu erkennen. Die Fluktuationen setzten sich bis zum Zerfall des Wirbelsystems fort.

Weiterhin fällt anhand der POD-Modenfelder auf, dass die Druckfluktuationen im Bereich der saugseitigen Blattvorderkante mit denen an der Blatthinterkante in Verbindung stehen.

Durch einen nicht-idealnen Geschwindigkeitsvektor an der Blattvorderkante kommt es hierbei zu Ablösungen der Grenzschicht, die die Ablösungen an der Blatthinterkante stromab beeinflussen.

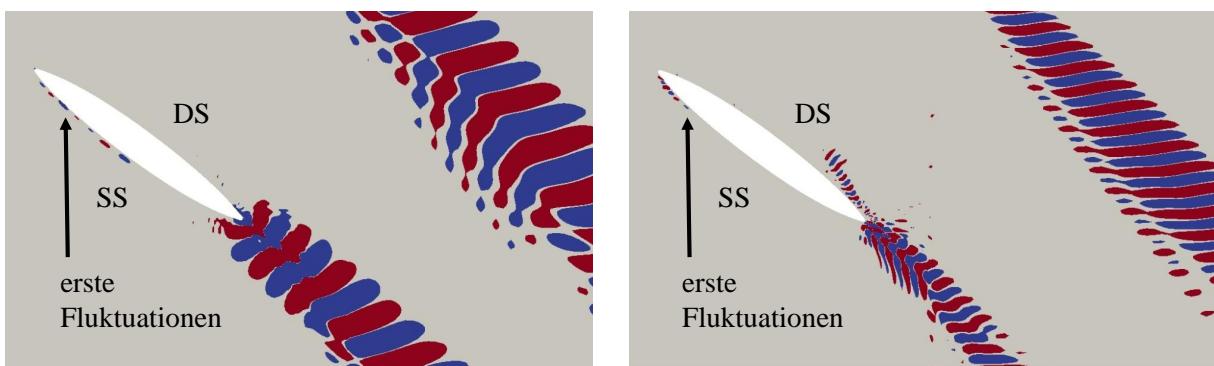


Abbildung A.4: POD-Druckmoden für die Zeitkoeffizienten der Ordnungen $f/n = 31$ (links) und $f/n = 62$ (rechts). Rot: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = 1$. Blau: $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = -1$.

B Ordnungsanalyse des statischen Drucks im Vor- und Nachlauf

In den Abbildungen B.1 bis B.4 sind die Ordnungsspektren des statischen Drucks im Vor- und Nachlauf des nabenhohen Propellers für den Fall $J=0$ der SBES mit 93 Mio. Rechenzellen zu sehen.

Die Analysen wurden für 10 komplette Propellerdurchgänge durchgeführt. Die Monitorpunkte wurden in einem axialen Abstand zum Propeller von $x/R=1,2$ sowie 3 und einem radialen Abstand zur Rotationsachse von $r/R=0,3; 0,5; 0,7$ sowie 0,99 angeordnet.

Für die Analyses des Nachlaufs in den Abbildungen B.3 und B.4 wurden weiterhin die Abstände $x/R=4$ und 5 in die Auswertung einbezogen.

Bereits im Vorlauf ist die erste BPF in den Ordnungsspektren des statischen Drucks zu sehen. Die Amplituden der ersten BPF nimmt hierbei mit radialem Abstand im Vor- und Nachlauf zu.

Im Vergleich dazu sind vor allem im Bereich der Rotationsachse die höheren BPF-Ordnungen ($f/n=8, 12, 16, 20, 24, 28, 32, 36, 40$) wiederzufinden.

Im Vorlauf konnte die 32,8. Ordnung, wie in den Abbildungen B.1 sowie B.2 zu sehen ist, identifiziert werden.

Diese Ordnung ist im Vergleich dazu im Nachlauf, in den Abbildungen B.3 bis B.4, nicht zu sehen beziehungsweise sehr niedrig.

In den Spektren des Nachlaufs sind wiederum die 31,8. sowie 32. Ordnung deutlicher zu sehen. Die 31,8. Ordnung ist einer Wirbelstraße im Bereich der Blatthinterkanten zuzuordnen.

Im Nachlauf sind ab einem Abstand weitere periodische Druckfluktuationen der Ordnungen $f/n=0,25, 0,5, 1, 2$ zu beobachten. Diese Ordnungen sind auf Ablösungen der Grenzschichten um den gesamten Düsenumfang sowie deren Interaktion mit den Scherschichten zuzuschreiben.

Die Amplituden der BPF-Ordnungen sind im Nachlauf bei $r/R=0,9$ am niedrigsten. Hierbei ist der niederfrequente Rauschanteil aufgrund der hohen turbulenten kinetischen Energie in diesem Bereich am größten.

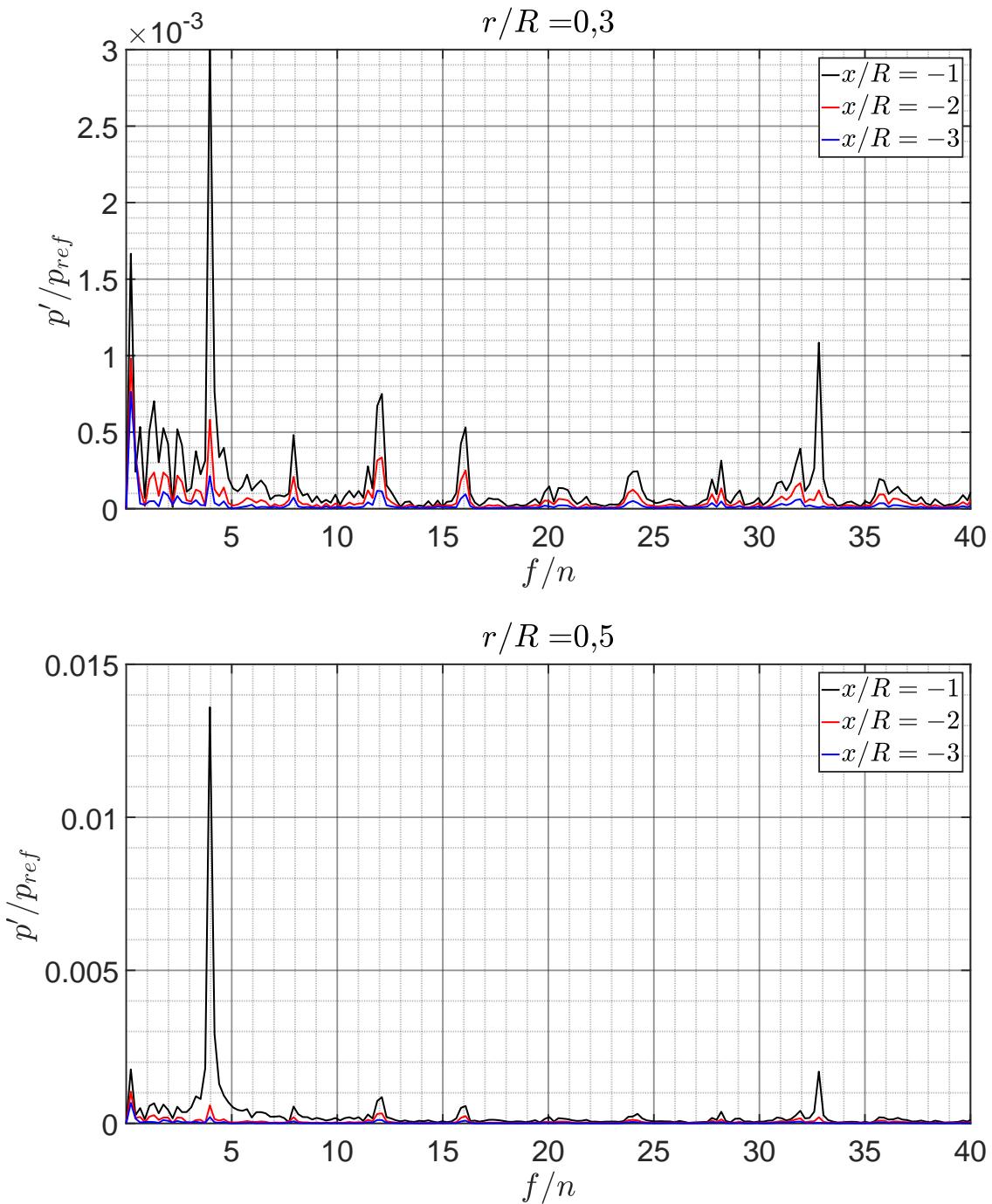


Abbildung B.1: Ordnungsspektrum des statischen Drucks im Vorlauf des nabenlosen Propellers bei $r/R = 0,3$ (oben) und $0,5$ (unten) für einen Abstand von $x/R = 1-3$.

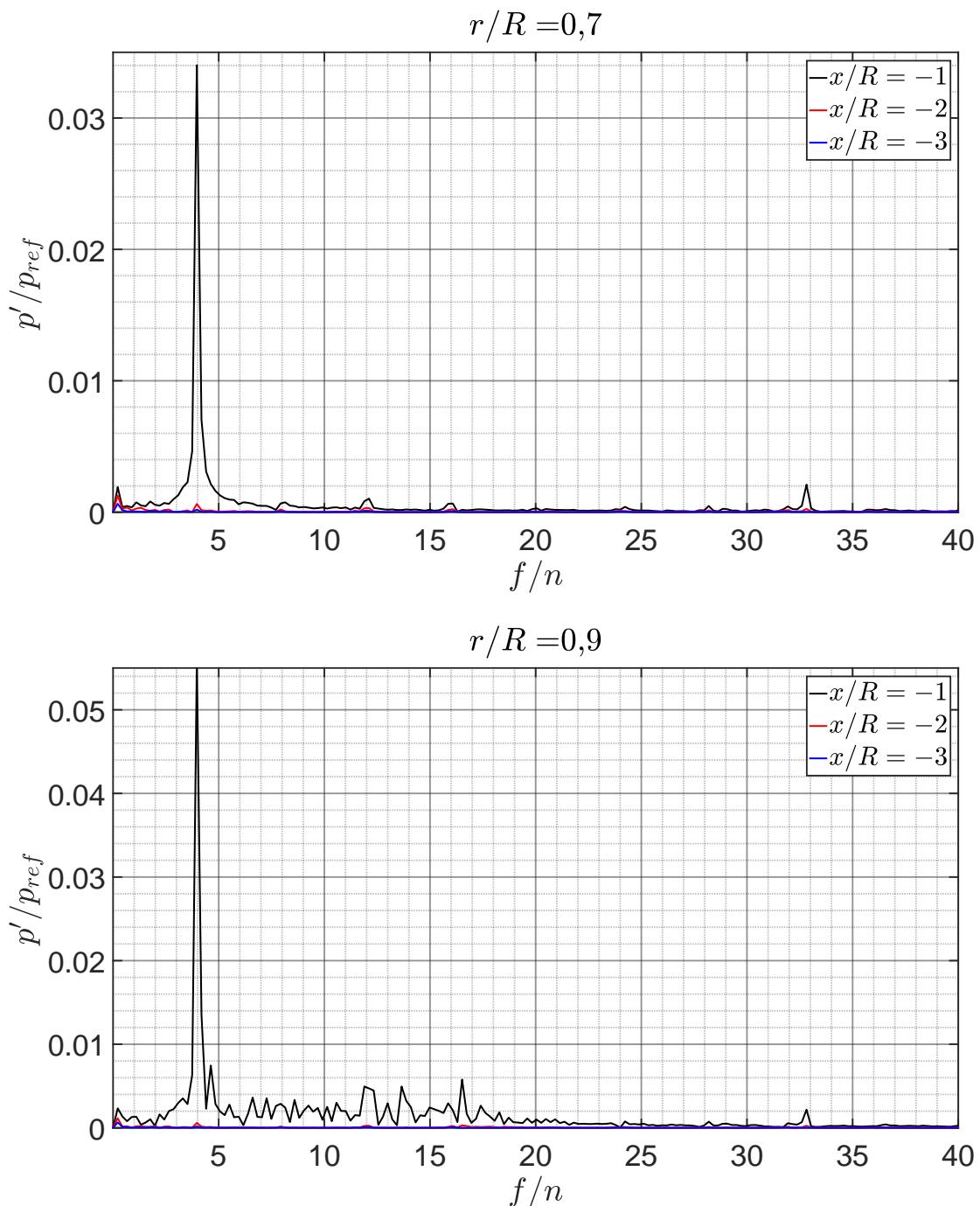


Abbildung B.2: Ordnungsspektrum des statischen Drucks im Vorlauf des nabenlosen Propellers bei $r/R = 0,7$ (oben) und $0,9$ (unten) für einen Abstand von $x/R = 1-3$.

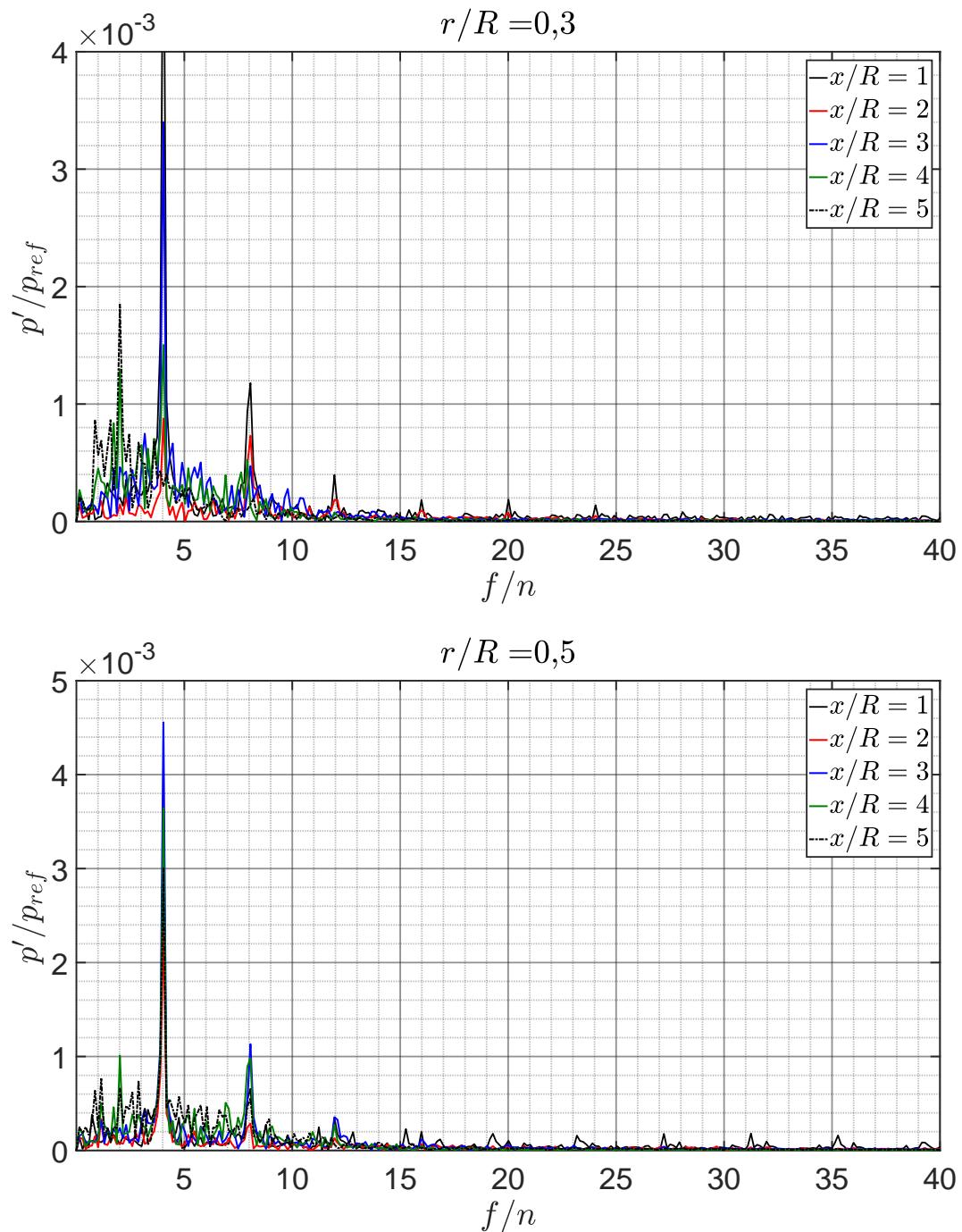


Abbildung B.3: Ordnungsspektrum des statischen Drucks im Nachlauf des nabenlosen Propellers bei $r/R = 0,3$ (oben) und $0,5$ (unten) für einen Abstand von $x/R = 1$ - 5 .

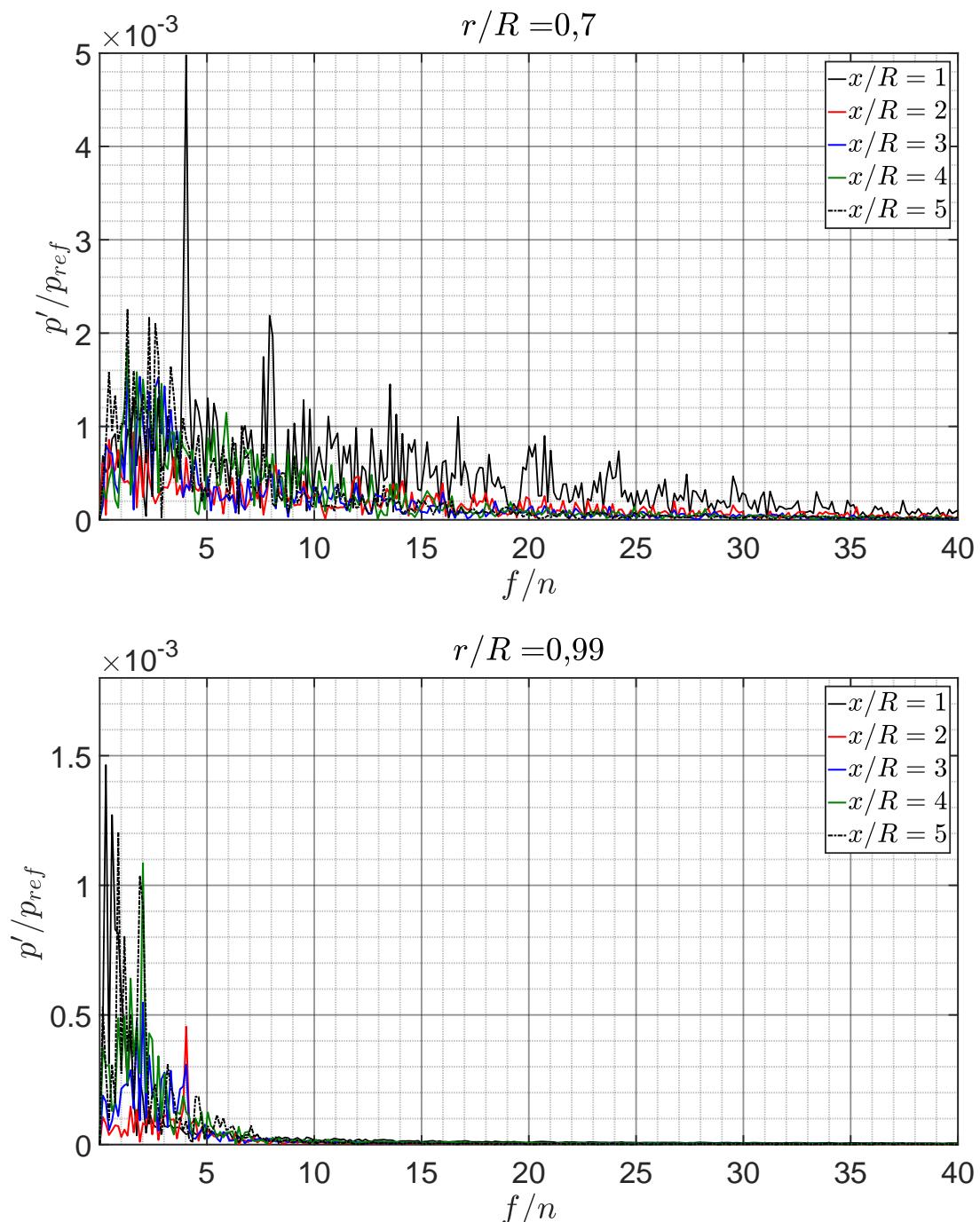


Abbildung B.4: Ordnungsspektrum des statischen Drucks im Nachlauf des nabenlosen Propellers bei $r/R = 0,7$ (oben) und $0,99$ (unten) für einen Abstand von $x/R = 1$ - 5 .