

**Entwicklung einer numerischen Methode zur Vorhersage der
hydroakustischen Schallabstrahlung von Schiffspropellern**

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von
Ulf Göttsche

aus
Hildesheim

2020

Vorsitzender des Prüfungsausschusses

Prof. Dr.-Ing. Friedrich Wirz

Gutachter

1. Prof. Dr.-Ing. Moustafa Abdel-Maksoud
2. Prof. Dr.-Ing. Stefan Krüger

Tag der mündlicher Prüfung

29. September 2020

Copyright © Ulf Göttsche, 2020

Digital Object Identifier (DOI): 10.15480/882.2953



Dieses Werk ist unter einer *Creative Commons* Lizenz vom Typ *Namensnennung 4.0 International* zugänglich. Um eine Kopie dieser Lizenz einzusehen, konsultieren Sie <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/> oder wenden Sie sich brieflich an *Creative Commons*, Postfach 1866, Mountain View, California, 94042, USA.

Zusammenfassung

In dieser Dissertation wird ein Verfahren zur Vorhersage der hydroakustischen Schallabstrahlung von Propellern vorgestellt. Dieses soll bereits früh im Entwurfsprozess für Propeller eingesetzt werden, sodass eine Optimierung der hydroakustischen Abstrahlung als Entwurfsziel möglich ist.

Die Schallvorhersage wird mit einem hybriden Verfahren, welches auf akustischen Analogien basiert, durchgeführt. Hierbei wird die hydrodynamische Strömung mit einem Randelementverfahren berechnet. Dieses bildet die Umströmung des Schiffsrumpfes und Propellers inklusive Schichtkavitation ab. Danach wird der hydroakustische Schall mit der Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung aus den hydrodynamischen Ergebnissen ausgewertet. Zusätzlich zum direkten Pfad von der Schallquelle zum Beobachter werden Reflexionen an der freien Wasseroberfläche und dem Seeboden zur Vorhersage von Interferenzmustern berücksichtigt.

Das entwickelte Verfahren wird an verschiedenen Szenarien validiert. Dabei wird zuerst die FW-H-Gleichung an einer pulsierenden Kugel im Vergleich mit der hydrodynamischen Simulation und analytischen Ergebnissen überprüft. Danach wird ein Propeller unter Freifahrtbedingungen untersucht. Aufbauend auf dem Freifahrtfall wird der Propeller hinter einem Schiff in verschiedenen Betriebszuständen simuliert, wobei sowohl Schichtkavitation als Wassertiefe Berücksichtigung finden. Die resultierenden hydroakustischen Schalldruckpegel werden mit Messdaten für das Schiff verifiziert. Als letztes werden die Simulationsergebnisse mit bestehenden Richtlinien zur Aufbereitung von Messdaten verglichen.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	iii
1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Aufbau dieser Dissertation	2
1.3. Berechnung von Potentialströmungen	3
1.4. Berechnung von hydroakustischem Schall	4
1.5. Messung von abgestrahltem Schall	6
2. Eingrenzung des Problems und Beschreibung des Lösungsansatzes	9
2.1. Entstehung von Propellerschall	9
2.2. Beschreibung des Lösungsansatzes	11
2.3. Zuverlässig bestimmbare Anteile des Frequenzspektrums	13
3. Methode zur Bestimmung der Strömung am Propeller	15
3.1. Beschreibung der Potentialtheorie	15
3.1.1. Randbedingungen	17
3.1.2. Propellernachlauffläche	18
3.2. Numerische Umsetzung	18
3.3. Schichtkavitation	22
3.4. Schiffsnachstrom	23
4. Methode zur Bestimmung des hydroakustischen Drucks	25
4.1. Akustische Analogien	25
4.2. Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung	26
4.3. Numerische Umsetzung	28
4.4. Darstellung im Frequenzbereich	29
4.5. Reflexion	29
4.6. Berücksichtigung von Schichtkavitation	31
5. Validierung	33
5.1. Pulsierende Kugel	33
5.1.1. Aufbau des Rechenfalls	33
5.1.2. Ergebnisse der hydrodynamischen Simulation	35
5.1.3. Ergebnisse der hydroakustischen Auswertung	35
5.1.4. Zusammenfassung der Ergebnisse	42

5.2.	Propeller in Freifahrt	44
5.2.1.	Aufbau des Rechenfalls	44
5.2.2.	Berechnung der Freifahrtkennwerte des Propellers	45
5.2.3.	Ergebnisse der hydroakustischen Auswertung	45
5.2.4.	Zusammenfassung der Ergebnisse	48
5.3.	Propeller hinter einem Schiff	49
5.3.1.	Aufbau der Rechenfälle	49
5.3.2.	Ergebnisse der hydrodynamischen Auswertung	55
5.3.3.	Ergebnisse der hydroakustischen Auswertung	59
5.3.4.	Zusammenfassung der Ergebnisse	74
5.4.	Vergleich der Reflexionen	78
5.4.1.	Aufbereitung der Messwerte	78
5.4.2.	Vergleich mit Simulationsergebnissen	81
5.4.3.	Interpretation der Ergebnisse	86
6.	Fazit	87
	Literatur	89
A.	Analytische Berechnung einer pulsierenden Kugel	97
A.1.	Berechnung mit pulsierender Punktquelle bzw. -senke	98
A.2.	Berechnung mit Hilfe der Wellengleichung	99
B.	Interferenz von Rumpf und Propeller	101
C.	Spektren	107
C.1.	Darstellungsarten von (akustischen) Spektren	107
C.1.1.	Vergleich und Umrechnung von Spektren	109
C.2.	Unterschiedliche Spektren in der Hydroakustik	109
D.	Gradientenberechnung in <i>panMARE</i>	111

Symbolverzeichnis

Im Folgenden werden häufig verwendete Variablen sowie Symbole aufgelistet. Hilfsgrößen, die lediglich in einzelnen Kapiteln verwendet werden, sind nicht aufgeführt.

Lateinische Buchstaben

c	Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}	
D	Durchmesser	m	
f	Frequenz	s^{-1}	$f = T^{-1}$
g	Fallbeschleunigung	m s^{-2}	
i	Laufvariable		
j	Laufvariable		
n	Anzahl		
\mathbf{n}	Normale, Oberflächennormale		
p	Druck	Pa	
r	Abstand	m	
r	Radius	m	
R	Radius	m	
R	Reflexionsfaktor		
t	Zeit	s	
T	Periode	s	$T = f^{-1}$
v	Geschwindigkeit	m s^{-1}	
\mathbf{v}	Geschwindigkeit	m s^{-1}	

Griechische Buchstaben

ρ	Dichte	kg m^{-3}	
ω	Kreisfrequenz	s^{-1}	$\omega = 2\pi f$
Θ	Einfallswinkel, Reflexionswinkel	$^\circ, \text{rad}$	

Tiefgestellte Indizes

B	Propellerblatt, z. B. Blattfrequenz f_B
G	Seeboden
FS	freie Wasseroberfläche
Γ	Reflexion

Operatoren

Δ	Differenz
∇	Räumlicher Gradient
∂	Partieller Differenzoperator
\forall	für alle
\in	Element in Menge
\notin	Element nicht in Menge
\parallel	Parallel
\perp	Senkrecht

Abkürzungen

FFT	Schnelle Fourier-Transformation, <i>engl.</i> Fast Fourier Transformation
FW-H	Ffowcs Williams-Hawkings, meist Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung
RANSE	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen, <i>engl.</i> Reynolds-averaged Navier-Stokes equations
LES	Grobstruktursimulation, <i>engl.</i> large eddy simulation
DNS	Direkte numerische Simulation, <i>engl.</i> direct numerical simulation

1. Einleitung

1.1. Motivation

Aus Effizienzgründen werden heutzutage die meisten Schiffe mit Propellern angetrieben. Dazu wird für jedes Schiff ein individueller Propeller entworfen, wobei zwischen verschiedenen Kriterien abgewogen werden muss. Das Hauptkriterium ist zumeist die Effizienz, welche einen direkten Einfluss auf den Kraftstoffverbrauch hat. Allerdings tritt bei hohen Propellerwirkungsgraden häufig Kavitation auf. Diese darf einerseits nicht den Propeller und nachfolgende Schiffsanhänge, wie z. B. Ruder, durch Erosion gefährden, andererseits stellt sie eine große Geräuschquelle dar.

Durch ständige Änderung des Kavitationsvolumens entstehen Druckschwankungen, die auf die Schiffsstruktur wirken und Schwingungen und Lärmentwicklung verursachen, welche in das Schiffsinnere übertragen werden. Diese Schwingungen dürfen nicht den Betrieb und die Sicherheit des Schiffes gefährden, zudem sollen Mannschaft und Passagiere vor übermäßigem Lärm geschützt werden. Dabei wird je nach Art und Einsatz eines Schiffes und den Räumlichkeiten der Lärm unterschiedlich bewertet: In Betriebsräumen von Frachtschiffen wird deutlich mehr Lärm zugelassen als in Passagierräumen. Für die einzuhaltenden Grenzwerte liegen seit einigen Jahren entsprechende Richtlinien vor (IMO MSC 2012).

Relativ neu ist hingegen die Betrachtung des abgestrahlten Schalls ins Meer. In der Vergangenheit war dieses hauptsächlich ein Thema für militärische Schiffe. Seit einiger Zeit ist aber bekannt, dass der Unterwasserschall die meisten Meereslebewesen beeinträchtigt (Wright 2008). Dieses wurde in den letzten Jahren vermehrt untersucht. Dabei zeigte sich, dass zwischen dem Anstieg des Lärmpegels in den Ozeanen und der Zunahme des Schiffsverkehrs ein Zusammenhang besteht (Sonic Sea 2016). Obwohl viele neue Schiffe leiser sind als Schiffe älterer Baujahre, ist der Lärmpegel aufgrund der Zunahme des Verkehrs angestiegen. Daher haben sich einige Staaten (z. B. die EU, Norwegen und Kanada) für entsprechende Regulierungen und Grenzwerte eingesetzt, wobei diese Regeln noch im Entwurfsstadium sind (IMO MEPC 2014; EU 2008).

Da die Betrachtung des in das Meer abgestrahlten Schalls ein neuer Aspekt beim Entwurf von konventionellen Propellern ist, müssen die Entwurfswerkzeuge angepasst werden. Für die schnelle Auslegung mit Hilfe von entsprechenden Optimierungsverfahren werden häufig Randelementmethoden verwendet. Zwar bieten diese nicht die hohe Genauigkeit von volumenbasierten Verfahren (z. B. RANSE, LES, DNS), können aber schnell Ergebnisse mit einem deutlich geringeren Rechenaufwand liefern. Daher ist es erforderlich, diese Randelementmethoden um die Möglichkeit einer Schallvorhersage zu erweitern, um bereits im frühen Entwurfsprozess den abgestrahlten Schall mit einbeziehen zu können.

Da der abgestrahlte Schall Meereslebewesen vor allem im Fernfeld betrifft, muss ein dazu angepasstes Verfahren verwendet werden. Des Weiteren wird das Fernfeld nicht unbedingt vom direkten Schall dominiert, sondern die Interferenzen durch Reflexionen an der freien Wasseroberfläche und dem Meeresboden können ebenfalls einen signifikanten Beitrag leisten.

Um die Erfüllung der oben angesprochenen geplanten Regulierung zur Begrenzung der Schallabstrahlung zu überprüfen, muss die Stärke der Schallemissionen bestimmt werden, z. B. auf der Probefahrt. Dabei stellt sich das Problem, dass immer der gesamte Schall inklusive der Reflexionen gemessen wird. Daher wurden entsprechende Standards für die Messung von Unterwasserschall unter Berücksichtigung der freien Wasseroberfläche erstellt (ANSI/ASA S12.64-2009/Part 1; DIN ISO 17208-1:2018; AQUO 2014; ITTC 7.5-04-04-01:1). Hierbei wird ein entsprechend tiefes Gewässer vorausgesetzt, welches jedoch an den meisten Küsten nicht vorhanden ist. Somit werden entsprechende Berechnungswerkzeuge benötigt, mit denen auch die Reflexionen für flaches Wasser berücksichtigt werden können.

1.2. Aufbau dieser Dissertation

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung eines Verfahrens zur Berechnung des abgestrahlten Unterwasserschalls, welches möglichst früh und flexibel in den Propellerentwurfprozess integrierbar sein soll. So kann der abgestrahlte Schall bereits im frühen Entwurf als Optimierungsziel betrachtet werden. Daher soll die entwickelte Methode auf einem Randelementverfahren basieren und in der Lage sein, sowohl die direkten Schallpfade als auch die Reflexionen auszuwerten. Damit können beispielsweise die Schallpegel für bestimmte Seegebiete unter Berücksichtigung der Hinterschiffsgeometrie und der örtlichen Gegebenheiten bestimmt werden. Eine weitere Verwendungsmöglichkeit ist die Vorhersage des Interferenzmusters während der Probefahrt in Gewässern mit beschränkter Wassertiefe, sodass die Hydrophone für eine aussagekräftige Messung entsprechend positioniert werden können.

Das zu entwickelnde Verfahren soll den Unterwasserschall, welcher vom Propeller hervorgerufen wird, vorhersagen. Dabei sollen nur der Propeller und die propellerinduzierten Druckschwankungen am Hinterschiff als Schallquellen betrachtet werden, da diese für den Propellerentwurf maßgeblich sind. Weitere Geräuschquellen des Systems Schiff, wie die Haupt- und Hilfsmaschinen, Getriebe und Aggregate, welche indirekt Unterwasserschall abstrahlen, werden nicht betrachtet. Ebenso werden weitere äußere strömungsmechanische Phänomene, wie Wellenbildung, vernachlässigt.

In den folgenden Abschnitten wird der Stand der Technik zur Strömungsberechnung, der Schallvorhersage und der Messung von Unterwasserschall bei Schiffen aufgezeigt. Danach werden in Kapitel 2 das betrachtete Problem und der Lösungsansatz dargelegt. Gefolgt wird dies von der Beschreibung des verwendeten Strömungslösers in Kapitel 3 und der eingesetzten Methode zur Bestimmung des hydroakustischen Schalls in Kapitel 4. In Kapitel 5 wird die numerische Schallvorhersage mit analytischen Berechnungen und Messdaten validiert. Zum Abschluss enthält Kapitel 6 eine Zusammenfassung der Arbeit.

1.3. Berechnung von Potentialströmungen

Eine kurze Übersicht über die historische Entwicklung der Methoden zur Berechnung der Propellerumströmung ist in Carlton (2007) gegeben. Dabei gehen alle Berechnungsverfahren von den strömungsmechanischen Erhaltungsgleichungen aus und führen dann jeweils verschiedene Vereinfachungen und Annahmen ein. Prinzipiell haben sich dabei zwei Familien an Methoden entwickelt: Einmal die volumen-basierten Verfahren (z. B. RANSE, LES, DNS), bei denen das gesamte Fluidvolumen diskretisiert wird und mit entsprechendem Rechenaufwand die Erhaltungsgleichungen gelöst werden (Ferziger, Perić 2008). Andererseits die Randlement- oder Potentialmethoden, bei denen nur die Berandung des Fluids modelliert wird (Katz, Plotkin 2001). Die Lösung der Erhaltungsgleichungen wird hierbei nur auf der Berandung durchgeführt, was deutlich weniger Rechenaufwand gegenüber den volumen-basierten Verfahren bedeutet. Daher haben sich für schnelle Berechnungen Randlement- bzw. Potentialmethoden etabliert.

Die ersten Randlementmethoden für dreidimensionale Strömungen wurden für nicht-auftriebsbehaftete Körper entwickelt (Hess, Smith 1962). Die Methoden wurde um eine Quell- und Dipolverteilung erweitert, wodurch die Berechnung auftriebsbehafteter Körper möglich wurde (Hess 1972). Damit konnten Auftrieb und Widerstand von Tragflügeln berechnet werden. Danach wurden erste Methoden für die Berechnung von Propellern entwickelt (Hess, Valarezo 1985; Kerwin u. a. 1987). Diese Methoden wurden von verschiedenen Gruppen weiterentwickelt (z. B. Kinnas, Hsin 1992). Wichtige Entwicklungen waren hier instationäre Strömungen und die Modellierung von Kavitation (Hsin 1990; Fine 1992; Kinnas, Lee u. a. 2003).

In den meisten Randelementmethoden wird von einem inkompressiblen und reibungsfreien Fluid ausgegangen. Da bei Propellern die Reibungskräfte gegenüber den hydrodynamischen Auftriebskräften klein sind, ist diese Vereinfachung möglich. Wird allerdings die Umströmung von Schiffsrümpfen berechnet, kann der Reibungsanteil nicht mehr vernachlässigt werden (Greve 2015; Berger 2018). Dann sollten volumenbasierte Verfahren eingesetzt werden. Bei einer gemeinsamen Betrachtung von Schiffsrumpf und Propeller werden Modellierung und Berechnung aufwändig. Daher können gekoppelte Methoden eingesetzt werden (Greve 2015; Berger 2018). Dabei wird der Schiffsrumpf im volumenbasierten Verfahren und der Propeller mit einer Randelementmethode berechnet. Die Anströmung für den Propeller wird dabei aus dem Volumen ausgelesen und in dem Randelementverfahren als ungleichförmige Anströmung betrachtet. Im Gegenzug werden die Kräfte auf den Propeller als Volumenkräfte in die Berechnung der Schiffsrumpfumströmung übernommen.

1.4. Berechnung von hydroakustischem Schall

In den vergangenen Jahren fanden zahlreiche Workshops zur hydroakustischen Schallbelastung der Ozeane statt. Hier seien beispielhaft die Workshops *Ship Noise Mitigation Technologies for a Quieter Ocean* (Basu 2019) und *Quieting Ships to Protect the Marine Environment* (Bahtiarian 2019) zu nennen. Eine umfangreiche Übersicht der verschiedenen Methoden zur Berechnung der hydroakustischen Schallabstrahlung von Schiffspopellern ist in den Proceedings der ITTC (2014, 2017b) zu finden. In diesem Abschnitt werden die Verfahren und ihre Entwicklung aus den Workshops und den Proceedings vorgestellt.

Prinzipiell haben sich zwei Vorgehensweisen zur Berechnung des Unterwasserschalls herausgebildet:

Bei der kombinierten numerische Berechnung des hydrodynamischen und -akustischen Feldes wird das hydrodynamische Feld sowohl zeitlich als auch räumlich entsprechend fein diskretisiert und mit einer passenden Methode berechnet (z. B. RANSE, LES, DNS). Die hydroakustischen Drücke entsprechen den hydrodynamischen Drücken und können direkt ausgewertet werden. Für die Berechnung des Schalls im Fernfeld ergeben sich entsprechend große Rechengebiete mit dem zugehörigen erhöhten Rechenaufwand.

Bei hybriden Verfahren wird das hydrodynamische Feld mit einem adäquaten Verfahren, z. B. basierend auf der Potentialtheorie oder RANSE-Lösern, berechnet. Aus diesen Ergebnissen wird das hydroakustische Feld abgeleitet. Dies kann mittels verschiedener Verfahren, wie akustische Störungsgleichungen (Ewert, Schröder 2003) oder akustische Analogien (Lighthill 1952; Curle 1955), erfolgen. Für die Schallvorhersage von Schiffspopellern wird aktuell hauptsächlich die akustische Analogie in erweiterter Form angewendet (ITTC 2014, 2017b).

Lighthill (1952) definierte die akustische Analogie für unbegrenzte Fluide ohne umströmte Körper. Eine Verallgemeinerung ist die Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung (Ffowcs Williams, Hawkings 1969), welche bewegte und umströmte Körper berücksichtigt. Ausgehend von den strömungsmechanischen Erhaltungsgleichungen wird eine inhomogene Wellengleichung formuliert, die mathematisch in den Ansatz von Lighthill überführt werden kann. Fortgeführt wurde dies von Farassat (1975), welcher eine integrale Formulierung entwickelte. Damit kann ein bekannter hydrodynamischer Strömungszustand unter Berücksichtigung der Kompressibilität akustisch ausgewertet werden. Eine Ausprägung ist die sogenannte Formulierung 1A (Farassat 1981), welche nur die Strömungsinformation an der Berandung des Fluids verwendet. Damit wird der hydroakustische Druck über die Zeit berechnet. Eine erste praktische Anwendung erfolgte in der Aeroakustik in Kombination mit Randelementverfahren (Farassat, Brentner 1998; Brentner, Farassat 2003). Hierbei wurde eine Paneelmethode eingesetzt, wobei die Kräfteverteilung auf der Körperoberfläche direkt bestimmt und für die akustische Auswertung dasselbe Gitter verwendet wurde.

Im Schiffbau begann die Anwendung ebenfalls mit verschiedenen inkompressiblen Paneelmethode für die Hydrodynamik. Diese Rechnungen wurden teilweise ohne Berücksichtigung von Kavitation (Seol, Jung u. a. 2002; Salvatore, Ianniello 2003; Ye u. a. 2011) bzw. mit verschiedenen Kavitationsmodellen durchgeführt (Seol, Suh u. a. 2005; Salvatore, Ianniello 2003; Salvatore, Testa u. a. 2009; Testa u. a. 2008; Testa 2008). Hierbei wurden Paneelmethode gewählt, da bei diesen, im Gegensatz zu einfacheren Verfahren wie z. B. Wirbelgitterverfahren und Traglinienverfahren, die Strömungsinformation und der hydrodynamische Druck auf der Körperberandung direkt berechnet wird und so für die akustische Auswertung zur Verfügung steht.

Da anfangs Validierungsmöglichkeiten fehlten, wurden qualitative Vergleiche zwischen den inkompressiblen hydrodynamischen und den hydroakustischen Feldern durchgeführt, welche das aus der Aeroakustik zu erwartende Verhalten aufwies (Salvatore, Ianniello 2003; Testa u. a. 2008; Testa 2008; Salvatore, Testa u. a. 2009). Dabei zeigte sich die Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung in der Formulierung 1A nach Farassat (1981) deutlich robuster gegenüber numerischen Störungen in der hydrodynamischen Berechnung als die direkte Auswertung für inkompressible Strömungen (Testa 2008). In späteren Arbeiten wurden die Rechenergebnisse mit experimentellen Ergebnissen verglichen, wobei ebenfalls eine gute Übereinstimmung erreicht wurde (Ye u. a. 2011).

Mit Zunahme der Rechenkapazitäten wurden für die hydrodynamischen Berechnungen vermehrt volumenbasierte Verfahren eingesetzt (z. B. URANS, LES, DES). Diese können höherwertige hydrodynamische Ergebnisse liefern, da sie die Viskosität des Fluids berücksichtigen. Hier kann wiederum die Formulierung 1A angewendet werden (Pan, Zhang 2013). Dabei werden allerdings Informationen über das viskose Strömungsverhalten möglicherweise nicht vollständig abgebildet. Daher wurde die Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung durch nichtlineare, volumenbasierte Terme erweitert, welche Farassat ursprünglich vernachlässigte (Farassat 1981; Ianniello, Muscari u. a. 2013; Ianniello,

De Bernardis 2015). Dazu werden, zusätzlich zu den Strömungsdaten an der Berandung, Informationen aus dem gesamten Fluid verwendet.

Eine mögliche Vereinfachung der aufwändigen volumenbasierten Auswertung ist die Definition einer durchlässigen Hüllfläche (Francescantonio 1997). Für die Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung werden hierbei die Strömungsgrößen auf der Hüllfläche und evtl. im äußeren Volumen ausgewertet (Bensow, Liefvendahl 2016; Ianniello, Muscari u. a. 2014a; Li u. a. 2018). Bei diesem Verfahren ist die Positionierung der Hüllfläche immer noch Thema aktueller Forschung (Lidтке u. a. 2019).

In allen vorgestellten Arbeiten über die Berechnung des hydroakustischen Schalls wurde nur der direkte Schallpfad von der Quelle zum Beobachter betrachtet. Da in der Realität der Schall an den Begrenzungen des Fluids reflektiert wird, müssen für die Verifikation mit Messwerten Reflexionen in den Berechnungen berücksichtigt werden (ITTC 7.5-04-04-01:1; Ainslie 2010; Robinson u. a. 2011). Wenn unbegrenzte Wassertiefe angenommen werden kann, wird nur die Reflexion an der Wasseroberfläche, auch Lloyd-Mirror-Effekt genannt, betrachtet (Noble u. a. 1986; AQUO 2014; ITTC 7.5-04-04-01:1). Da die freie Wasseroberfläche eine klare Grenze zwischen zwei relativ homogenen Medien darstellt, gibt es hierfür verschiedene einfache Modelle (Brekhovskikh, Godin 1990; Ainslie 2010; Robinson u. a. 2011). Sollte auch eine entsprechende Reflexion am Meeresboden mit einbezogen werden, kann die Modellierung komplexer werden, da die Mediengrenze nicht eindeutig sein muss und es sich bei dem Meeresboden um kein akustisch homogenes Material handelt. Daher gibt es bisher keine einheitlichen Regeln für Schallmessungen in flachem Wasser (Bahtiarian 2019; ITTC 2017b). Wenn der Meeresboden in den existierenden Richtlinien berücksichtigt wird, wird eine pauschale Korrektur verwendet (AQUO 2014; ITTC 7.5-04-04-01:1).

Soll die Reflexion an Begrenzungen eines Fluids berechnet werden, gibt es dafür unterschiedliche Modelle (Brekhovskikh, Godin 1990; Ainslie 2010; Robinson u. a. 2011). Allen gemeinsam ist, dass an jeder Mediumsänderung der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel ist, nur ein Teil des Schalls reflektiert wird und die Eigenschaften der Medien, vor allem Dichte und Schallgeschwindigkeit, eine Rolle spielen. Allerdings unterscheiden sich die Modelle dahingehend, ob eine oder mehrere Reflexionsebenen an diskreten Mediengrenzen verwendet werden oder ob eine kontinuierliche Mediumsänderung vorliegt. Diese Modellunterschiede führen durch die Summe der Reflexionen zu entsprechend unterschiedlichen Gesamtreflexionswinkeln. Ein weiterer Unterschied der Modelle ist die Berechnung des Anteils des reflektierten Schalls. Dieser ist von den Eigenschaften der Medien abhängig. Bei einigen Modellen wird zusätzlich die Frequenz berücksichtigt.

1.5. Messung von abgestrahltem Schall

Der abgestrahlte Schall eines Schiffes kann experimentell bestimmt werden. Damit die gemessenen Werte aussagekräftig sind, sollte sich an standardisierte Prozedere gehalten

werden. Für Tiefwasser gibt es bereits einige Regelwerke, welche sich meist an ANSI/ASA S12.64-2009/Part 1 bzw. der äquivalenten DIN ISO 17208-1:2018 orientieren (AQUO 2014; ITTC 7.5-04-04-01:1). Dabei werden einerseits die geforderte Messumgebung und Messabläufe für die Gewinnung möglichst hochwertige Daten beschrieben. Andererseits sind die Schritte für die Aufbereitung der Messwerte vorgegeben, sodass möglichst vergleichbare Daten erzeugt werden.

Um in den Messdaten alle Schallquellen eines Schiffes gleichmäßig zu berücksichtigen, wird ein Mindestabstand zwischen Schiff und Messpunkt vorgegeben. Der Abstand darf wiederum auch nicht zu groß sein, damit der abgestrahlte Schall nicht im Hintergrundschall untergeht. Außerdem soll der Hintergrundschall möglichst gering sein, was möglichst wenige andere Schiffe im Seegebiet voraussetzt, sowie wenige natürliche Strömungs- und Wellengeräusche. Weitere Anforderung an die Messumgebung bestehen in einer ausreichenden Wassertiefe und einem möglichst ebenen und homogenen Seeboden, sodass Reflexionen vom Meeresboden gering und vorhersagbar sind. Die Positionen der Hydrophone werden ebenfalls vorgegeben, wobei zwischen von der Wasseroberfläche herabgelassenen und am Meeresboden verankerten Hydrophonen unterschieden wird. Die Verwendung mehrere Hydrophone soll beim Herausfiltern von Interferenzen helfen.

In der Aufbereitung werden zunächst die Schallsignale aus dem Zeitbereich in den Frequenzbereich umgewandelt. Anschließend werden die Schalldruckpegel auf einen einheitlichen virtuellen Abstand von der Schallquelle umgerechnet, um den formal abgestrahlten Schall des Schiffes zu erhalten. Dazu werden die Signalverluste über die Entfernung herausgerechnet, wobei die Reflexion an der Wasseroberfläche und evtl. dem Meeresboden berücksichtigt werden. Ein einfaches Modell für die Oberflächenreflexion wird von den meisten Regelwerken angegeben (ANSI/ASA S12.64-2009/Part 1; DIN ISO 17208-1:2018; AQUO 2014; ITTC 7.5-04-04-01:1): Für ruhige See wird die Dämpfung bzw. Verstärkung des Signals abhängig von der Frequenz, der Tiefe der Schallquelle, der Entfernung und der Tiefe der Beobachterposition mit einer analytischen Formel für niedrige Frequenzen berechnet. Für den Einfluss des Meeresbodens wird, wenn überhaupt, meist eine pauschale Dämpfung vorgegeben (ITTC 7.5-04-04-01:1). Nach der Berechnung des abgestrahlten Schalls in Richtung der einzelnen Hydrophone werden die Signale gemittelt, sodass Interferenzen im Ergebnis minimiert werden.

2. Eingrenzung des Problems und Beschreibung des Lösungsansatzes

Das Ziel dieser Dissertation ist die Entwicklung eines Verfahrens zur Prognose von Propellerschall (oder auch Propellerlärm) in einiger Entfernung zum Schiff. Dabei soll das Verfahren im frühen Entwurfsprozess von Propellern eingesetzt werden, sodass die hydroakustische Optimierung ein weiteres Entwurfsziel darstellt.

Die Entwurfsziele sind die klassischen Propellerkennwerte, wie Wirkungsgrad, Schub und Moment, sowie Kavitationsverhalten, Festigkeit und Schall. Der Schall kann in Druckschwankungen am Rumpf, welche Lärm im Schiff hervorrufen, und Unterwasserschall aufgeteilt werden. Um auf alle diese Entwurfsziele hin zu optimieren, sind entsprechend viele Freiheitsgrade in der Geometrie erforderlich, woraus sich zahlreiche Geometrien ergeben. Diese verschiedenen Geometrien werden dann simuliert, um die beste Geometrie zu bestimmen. Dabei können auch mehrere Betriebspunkte betrachtet werden. Daraus folgt, dass das Berechnungsverfahren schnell Ergebnisse liefern soll und möglichst automatisch für eine Optimierung auf die Entwurfsziele eingesetzt werden kann.

In diesem Kapitel wird zunächst die Entstehung von Propellerschall beschrieben und auf charakteristische Merkmale des Frequenzspektrums eingegangen (Abschnitt 2.1). Daran schließt sich in Abschnitt 2.2 eine Beschreibung des Lösungsansatzes an. Dieser Ansatz basiert auf einer Reihe vereinfachender Annahmen, die dazu führen, dass nur bestimmte Anteile des Frequenzspektrums berechnet werden können. Dies wird in Abschnitt 2.3 näher ausgeführt.

2.1. Entstehung von Propellerschall

Propellerschall umfasst ein breites Frequenzspektrum, das von ca. 10^1 Hz bis $> 10^4$ Hz reicht, wobei hochfrequente Anteile relativ schnell mit größer werdender Entfernung abklingen (Carlton 2007, Kap. 10). Folgende Mechanismen tragen zur Störung des Druckfeldes in der Nähe des Propellers und somit zur Erzeugung von Propellerschall bei (Carlton 2007, Kap. 10):

- (1) Die periodische Verdrängung von Flüssigkeit durch die Rotation der Propellerflügel endlicher Dicke,
- (2) die Veränderung des Druckfeldes durch den Auftrieb der Propellerflügel und dessen periodische Änderung im Nachstromfeld,

- (3) das periodische Anwachsen und Schrumpfen von großen, zusammenhängenden Kavitationsgebieten auf den Propellerflügeln und in deren Umgebung,
- (4) der Kollaps von Kavitationsfragmenten und Kavitationsblasen sowie
- (5) Turbulenz im Nachstrom des Schiffes und im Nachlauf des Propellers.

Diese Phänomene sind sowohl periodischer als auch stochastischer Natur. Die ersten drei Phänomene – setzt man stationäre Betriebsbedingungen und exakt gleichmäßig geformte Propellerflügel voraus – sind periodische Vorgänge, die mit der Blattperiode $T_b = (nn_b)^{-1}$ und dem Reziproken der Blattfrequenz $f_b = T_b^{-1}$ ablaufen, wobei n die Drehzahl und n_b die Flügelzahl bezeichnen. Die beiden letztgenannten Phänomene sind hingegen rein stochastischer Natur.

Unter realen Bedingungen trifft die Annahme exakter Periodizität der Propellerströmung nicht zu. Seegang, Manövriervorgänge, Fertigungsungenauigkeiten, vom Rumpf ablösende großskalige Wirbelstrukturen, aber auch die Turbulenzstrukturen im Nachstrom des Schiffes tragen dazu bei, dass die drei ersten o. g. Vorgänge niemals exakt periodisch ablaufen werden.

Propellerschall wird häufig in Form von Frequenzspektren ausgewertet. Dazu wird das Signal der zeitlichen Druckstörung an bestimmten Messpunkten einer Fourieranalyse unterzogen. Diese Spektren bestehen in der Regel aus einem „diskreten Anteil“ in Form von Peaks bei Frequenzen qf_b , also Vielfachen q der Blattfrequenz f_b , und aus einem „kontinuierlichen Anteil“, der sich über alle Frequenzen erstreckt. Besonders bei höheren Frequenzen verschwindet der diskrete Anteil im Rauschen des kontinuierlichen Anteils (Carlton 2007, Kap. 10).

Zum diskreten Spektrum tragen sämtliche periodischen Vorgänge bei. Die Frequenzen, die durch die Mechanismen (1) und (2) angeregt werden, sind in der Regel vergleichsweise niedrig. Frequenzen oberhalb ca. $4nn_b$ werden kaum noch angeregt. Es dominiert üblicherweise die Blattfrequenz nn_b . Tritt hingegen großskalige Kavitation auf (3), die periodisch anwächst und schrumpft, so werden auch höhere Vielfache der Blattfrequenz angeregt. Die Blattfrequenz muss in diesem Fall nicht mehr die dominierende Frequenz sein – in der Regel ist sie es dennoch. Frequenzen, die über dem ca. Zehnfachen der Blattfrequenz liegen, d. h. $> 10nn_b$ sind gewöhnlich nicht mehr als Peaks im Frequenzspektrum klar zu erkennen.

Das kontinuierliche Spektrum enthält Beiträge sowohl aus der Abweichung der Periodizität der Mechanismen (1) – (3) als auch aus dem zufälligen Kollaps von Kavitationsfragmenten und Blasen (4). Implodiert eine Kavitationsblase, so entsteht ein kurzer, scharfer Druckimpuls, der im Frequenzbereich ein breitbandiges Signal darstellt.

Die Rolle von Turbulenz (5) ist derzeit noch nicht in jeder Hinsicht geklärt. Aufgrund der stochastischen Natur trägt sie zum kontinuierlichen Spektrum bei. Die Mechanismen (1) – (4) werden im Vergleich zu (5) häufig als bedeutender angesehen (Carlton 2007, Kap. 10). Allerdings vertreten einige Autoren die Ansicht, dass auch Turbulenz einen nicht zu vernachlässigenden Anteil an der Geräuschentwicklung eines Propellers hat (Ianniello, Muscari u. a. 2014a,b; ITTC 2017b).

2.2. Beschreibung des Lösungsansatzes

Um ein Verfahren zur Bestimmung von Propellerschall zu entwickeln, das sich in der industriellen Praxis einsetzen lässt, d. h. gleichermaßen robust und effizient ist, müssen einige vereinfachende Annahmen getroffen werden. Eine maßgebliche Vereinfachung ist die Aufteilung des Problems in die Bestimmung des Strömungsfeldes im Nahbereich – also die Schallerzeugung – und in die Berechnung des hydroakustischen Druckfeldes im Fernbereich, d. h. der Ausbreitung des Schalls (Lighthill 1952; Farassat, Brentner 1998).

Die prinzipielle Funktionsweise des hybriden Verfahrens ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Um das Verfahren im frühen Entwurfsprozess einsetzen zu können, müssen schnell viele

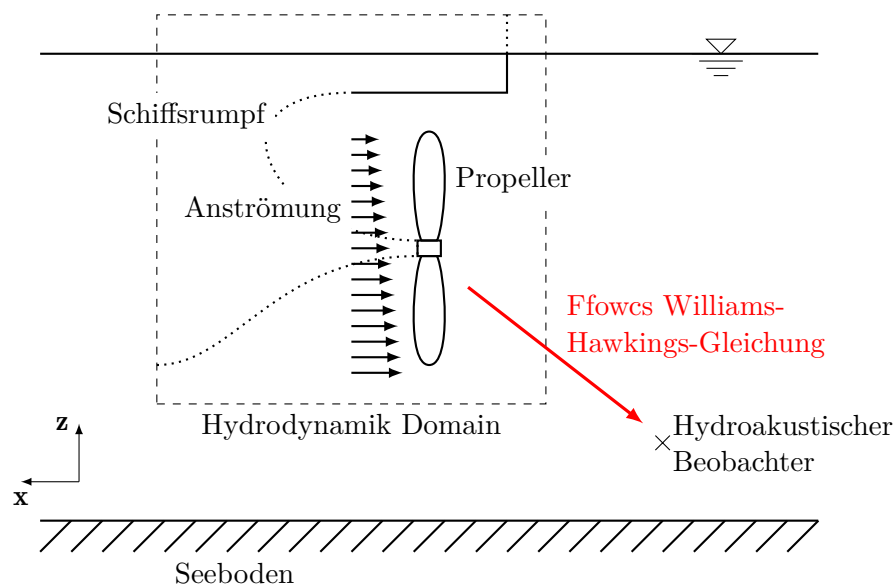


Abbildung 2.1.: Darstellung des Prinzips des entwickelten hybriden Verfahrens zur Bestimmung von Propellerschall.

Propellervarianten berechnet werden. Daher bieten sich für die Strömungsberechnung im Nahbereich Potentialverfahren an. Hier wird ein Paneelverfahren verwendet, da dieses sowohl die Kräfte auf den Propeller als auch die Verdrängungswirkung wiedergibt. Der

Einfluss des Nachstromfeldes auf die Propellerumströmung kann dabei durch eine auf der Übertragung von sog. „body forces“ basierenden Kopplung mit einem viskosen Strömungslöser oder aus experimentelle Untersuchungen erfasst werden (Greve 2015; Berger 2018). Aus dem so berechneten Strömungszustand wird dann auf die Schalldrücke im Fernfeld geschlossen. Die Berechnung sowohl des hydrodynamischen als auch hydroakustischen Feldes erfolgt im Zeitbereich. Die Umrechnung in den Frequenzbereich kann dann in einem nachfolgenden Schritt durchgeführt werden.

Während man im Nahbereich die Kompressibilität des Mediums vernachlässigen kann, ist dies bei der Ausbreitung von Schallwellen nicht mehr möglich. Eine einfache Lösung des Problems besteht darin, auf der Propelleroberfläche und ggf. auf dem Rumpf akustische Monopole und Dipole anzuordnen. Deren Stärke lässt sich auf Basis akustischer Analogien bestimmen. Monopole geben den Einfluss der Bewegung der Körperoberflächen wieder – hierzu zählt auch Kavitation. Die Stärke der akustischen Dipole hängt von der Druckverteilung auf den Oberflächen ab; das heißt sie geben den Einfluss der schwankenden Propellerlast auf den abgestrahlten Schall wieder. Bei der Bestimmung des resultierenden Schalls, der in einem Punkt weit entfernt vom Propeller beobachtet wird, wird die Kompressibilität des Mediums berücksichtigt.

Während für die Bestimmung der Strömung im Nahbereich ein Randwertproblem gelöst werden muss, ist zur Berechnung des abgestrahlten Schalls die Auswertung einer Formel erforderlich, die sich aus der sog. Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung ergibt. Die Vorteile dieses Ansatzes sind eindeutig: Wird von der Bestimmung des effektiven Nachstromfeldes abgesehen, so ist es ausreichend, die Oberfläche des Propellers und die des Rumpfes zu diskretisieren. Die räumliche Diskretisierung ist dann für die Berechnung der Schallausbreitung nicht erforderlich. Der Aufwand bei der Erzeugung des Gitters und bei der Berechnung ist erheblich niedriger als bei der Verwendung eines Verfahrens für viskose Strömung, bei dem das gesamte Strömungsgebiet vernetzt werden muss. Theoretisch wäre es möglich, den emittierten Schall mit einem solchen Ansatz für viskose Strömungen zu berechnen, allerdings würde dies nur mit einer sehr feinen räumlichen und zeitlichen Diskretisierung möglich sein, die einen großen Aufwand erfordern würde.

Neben den bereits angesprochenen akustischen Monopolen und Dipolen gibt es akustische Quadrupole, die den Einfluss von Strömungsturbulenz wiedergeben. Dieser Anteil kann mit dem hier verwendeten Ansatz jedoch nicht bestimmt werden. Darüber hinaus ergeben sich noch einige Beschränkungen hinsichtlich des Frequenzbereichs, der durch das Verfahren untersucht werden kann. Dies wird im Abschnitt 2.3 näher betrachtet.

In realen Fluiden breitet der Schall sich häufig nicht gleichmäßig und ungestört aus, da es Schwankungen meist in den physikalischen Eigenschaften wie Dichte und Temperatur gibt. Da diese Eigenschaften nicht vom hydrodynamischen Modell geliefert werden, werden sie in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt.

Zusätzlich können in begrenzten Fluiden Reflexionen an den Rändern auftreten. Hierzu kann an der freien Wasseroberfläche und dem Seeboden jeweils die Reflexion bestimmt werden. Dabei werden die Begrenzungen vereinfacht als Ebenen angenommen und der Schall an diesen reflektiert. Um den reflektierten Anteil des Schalls zu bestimmen, wird ein einfaches Modell verwendet, welches die Unterschiede in Dichte und Schallgeschwindigkeit der angrenzenden Medien berücksichtigt. Diese Werte werden zu den Schalldrücken des direkten Pfades addiert.

2.3. Zuverlässig bestimmbare Anteile des Frequenzspektrums

In Abschnitt 2.1 wurden die Entstehung von Propellerschall und die Zusammensetzung des Frequenzspektrums dargestellt. In diesem Abschnitt sollen die Einsatzgrenzen des im vorherigen Abschnitt skizzierten Verfahrens erläutert werden.

Es wurde bereits erwähnt, dass der kontinuierliche Anteil des Spektrums durch den Kollaps von Kavitationsfragmenten sowie Kavitationsblasen und durch Strömungsturbulenz zu erklären ist. Außerdem tragen Abweichungen von exakter Periodizität, die in der Natur zu erwarten sind, zur Verstärkung des kontinuierlichen Spektrums bei. Die hier genannten Effekte lassen sich durch das entwickelte Verfahren nicht berücksichtigen. Vielmehr wird die Propellerströmung als periodisch mit der Blattfrequenz $f_B = nn_B$ aufgefasst, d. h. sämtliche Schwankungen wiederholen sich nach $T_B = f_B^{-1}$. Somit kann durch das Verfahren nur der diskrete Anteil des Spektrums in Form von Amplituden bei Vielfachen der Blattfrequenz qnn_B zuverlässig bestimmt werden.¹ Die unterste zuverlässig bestimmbare Frequenz ist die Blattfrequenz nn_B .

Deshalb werden die Schwankungen mit der Blattfrequenz nn_B als Schwankungen erster Ordnung und Schwankungen mit Frequenzen qnn_B mit $q = 2, 3, \dots$ als Schwankungen zweiter, dritter usw. Ordnung bzw. allgemein als Schwankungen höherer Ordnung bezeichnet.

Neben der Untergrenze gibt es auch eine Beschränkung der Frequenzen nach oben, die durch die Wahl des hier gewählten Ansatzes zu erklären ist. Zum einen ist zur Erfassung von Schwankungen, die mit hoher Frequenz auftreten, eine feine zeitliche Diskretisierung erforderlich. Der Rechenaufwand wäre ab einem bestimmten Punkt zu groß für einen praktischen Nutzen. Zum anderen sprechen auch prinzipielle Gründe dafür, den Frequenzbereich nach oben hin zu beschränken: Bei der Bestimmung der Strömung im Nahbereich um den Propeller kommt ein Verfahren zum Einsatz, das die Kompressibilität der Strömung vernachlässigt. Die Strömung verhält sich näherungsweise inkompressibel, wenn die Wellenlänge $\lambda = cf^{-1}$, die man einer sich wellenförmig ausbreitenden Störung mit der Frequenz f zuordnen kann, wesentlich größer als eine charakteristische

¹Die in Kapitel 5 gezeigten Spektren, die durch das Verfahren berechnet wurden, zeigen dennoch einen kontinuierlichen Anteil – dieser ist durch numerische Ungenauigkeiten zu erklären.

Länge \mathcal{L} des betrachteten Strömungsproblems ist und wenn sämtliche Strömungsgeschwindigkeiten \ll deutlich kleiner als die Schallgeschwindigkeit c sind (Söding 1987). Wird angenommen, dass der Propellerradius $R = \frac{1}{2}D$ eine charakteristische Länge des Strömungsproblems ist, so ergibt sich

$$qnn_b \ll \frac{c}{R} \quad (2.1)$$

als theoretisches Maß für die Obergrenze des Frequenzbereichs. Allerdings ist es nicht ohne weiteres möglich, eine konkrete Grenze zu nennen.

3. Methode zur Bestimmung der Strömung am Propeller

In diesem Kapitel wird das verwendete Paneelverfahren *panMARE* beschrieben, welches am „Institut für Fluidodynamik und Schiffstheorie“ der „Technischen Universität Hamburg“ entwickelt wird.

Zunächst wird in Abschnitt 3.1 die zugrundeliegende mathematische Theorie erläutert. Dann folgt die numerische Implementierung in Abschnitt 3.2. Schließlich wird in Abschnitt 3.3 die Berechnungsmethode der Schichtkavitation dargelegt.

3.1. Beschreibung der Potentialtheorie

panMARE verwendet zur Berechnung der Strömung die Potentialmethode (Katz, Plotkin 2001). Das Problem kann schematisch mit Abbildung 3.1 beschrieben werden. Einer

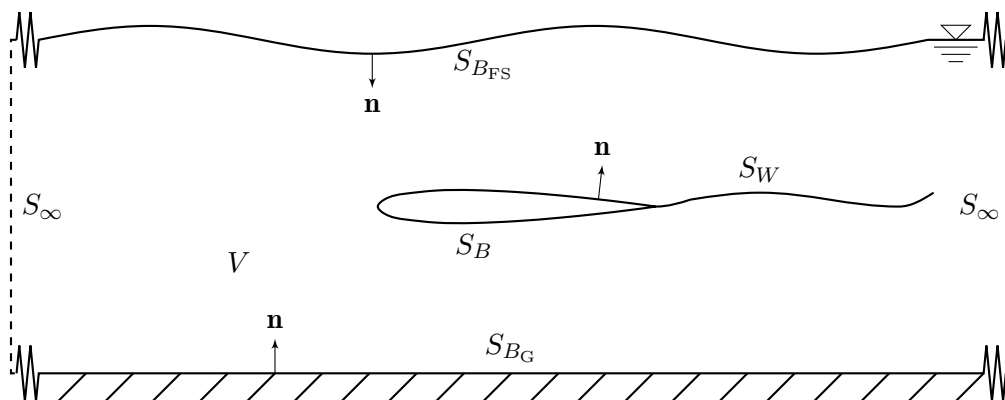


Abbildung 3.1.: Nomenklatur zur Beschreibung der Potentialströmung (Greve 2015, Abb. 3.1).

oder mehrere Körper mit der Oberfläche S_B befinden sich in einem Fluid V , welches von der Berandung S_∞ eingeschlossen wird. Möglich ist auch eine äußere Berandung durch Wände, freie Wasseroberfläche $S_{B_{FS}}$ oder Seeboden S_{B_G} , welche im Folgenden zur Berandung S_B gezählt werden. Die Oberflächennormale \mathbf{n} zeigt in das Fluid V . Die Körper bewegen sich durch das Fluid, wobei Translationen, Rotation und Deformation

in beliebiger Kombination möglich sind. Die daraus resultierenden Geschwindigkeiten an jedem Punkt der Oberfläche sind als \mathbf{v}_{mot} bekannt. Sollte der Körper auftriebsbehaftet sein, wird zusätzlich eine Nachlauffläche S_W (Wake-Fläche) eingeführt. Diese verhindert eine Umströmung der Tragflügelhinterkante, womit die Kutta-Randbedingung erfüllt wird.

Da die Strömung in der Potentialtheorie als reibungsfrei, rotationsfrei und inkompressibel betrachtet wird, können die Erhaltungsgleichungen vereinfacht werden. Daraus resultieren die inkompressible und rotationsfreie Kontinuitätsgleichung (Laplace-Gleichung) für das Geschwindigkeitspotential Φ (Katz, Plotkin 2001, Abb. 3.1)

$$\Delta\Phi = \nabla^2\Phi = 0 \quad (3.1)$$

und die Bernoulli-Gleichung für den Druck p (Katz, Plotkin 2001, Abs. 2.6)

$$\frac{p}{\rho} + \mathbf{g} \cdot \mathbf{P} + \frac{1}{2}\mathbf{v}^2 + \frac{\partial\Phi}{\partial t} = \text{const.} \quad (3.2)$$

Dabei stehen Φ für ein Potential, dessen räumliche Änderung $\nabla\Phi$ der Strömungsgeschwindigkeit entspricht, \mathbf{g} für die Erdbeschleunigung, \mathbf{P} für die Position des betrachteten Punktes und \mathbf{v} für die Strömungsgeschwindigkeit. Mit den Annahmen, dass der Körper (Berandungen S_B und S_W) nicht durchströmt wird und der Einfluss des Körpers im Unendlichen (Berandung S_∞) verschwindet, kann eine Greensche Identität als eine Lösung für die Laplace-Gleichung verwendet werden (Katz, Plotkin 2001, Abs. 3.2):

$$\int_S (\Phi_1 \nabla \Phi_2 - \Phi_2 \nabla \Phi_1) \cdot \mathbf{n} \, dS = \int_V (\Phi_1 \nabla^2 \Phi_2 - \Phi_2 \nabla^2 \Phi_1) \, dV \quad (3.3)$$

Die Berandung S besteht aus allen Berandungen (S_B , S_W und S_∞) des Volumens V .

Die Identitätsgleichung (3.3) wird umgeformt und eine Dipolstärke μ und eine Quellstärke σ hineinsubstituiert (Katz, Plotkin 2001, Abs. 3.2).

$$-\mu = \Phi - \Phi_I \quad (3.4)$$

$$-\sigma = \frac{\partial\Phi}{\partial n} - \frac{\partial\Phi_I}{\partial n} \quad (3.5)$$

Dabei entsprechen die Dipolstärke μ dem Sprung vom Geschwindigkeitspotential Φ_I im Inneren des Körpers zum Potential Φ außerhalb in Normalenrichtung \mathbf{n} und die Quellstärke σ dem Sprung des Gradienten des Geschwindigkeitspotentials, beide an der Berandung S . Dadurch ergibt sich eine Beschreibung für das Geschwindigkeitspotential an einem Punkt \mathbf{P} im Fluid.

$$\Phi = \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} \left[\mu \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) - \sigma \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS + \frac{1}{4\pi} \int_{S_W} \left[\mu \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS + \Phi_\infty \quad (3.6)$$

Der Wert r gibt den Abstand zwischen dem betrachteten Punkt und der Oberfläche an. Da die Wake-Fläche S_W kein Körper an sich ist, existiert dort in Oberflächennormalenrichtung kein Sprung im Gradienten des Geschwindigkeitspotentials. Das Fluid wird als ruhend betrachtet. Die Störung durch Körper wird von dem Potential abgebildet. Das Hintergrundpotential Φ_∞ beschreibt den Zustand des Fluids ohne den Körper, in welchem der Einfluss der äußeren Berandung S_∞ im Unendlichen, welche keinen Einfluss und Beitrag hat, und mögliche Hintergrundströmungen enthalten sind. Das Geschwindigkeitspotential dieser Hintergrundströmungen ist Φ_{ext} und im Fluid kontinuierlich definiert. Damit ergibt sich für das Geschwindigkeitspotential

$$\Phi = \underbrace{\frac{1}{4\pi} \int_{S_B} \left[\mu \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) - \sigma \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS}_{=\Phi_{\text{ind}}} + \frac{1}{4\pi} \int_{S_W} \left[\mu \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS + \Phi_{\text{ext}}. \quad (3.7)$$

Dabei bezeichnet Φ_{ind} als induziertes Potential den Einfluss des Körpers, dessen räumlicher Gradient die Strömung abbildet.

3.1.1. Randbedingungen

Um die unbekannte Dipolstärke μ und die Quellstärke σ zu bestimmen, werden Randbedingungen benötigt. Da das induzierte Potential im Inneren des Körpers verschwindet (Katz, Plotkin 2001, Abs. 9.2), wird das Potential Φ_I im Inneren als

$$\Phi_I = [\Phi_{\text{ind}} + \Phi_{\text{ext}}]_I = \Phi_{\text{ind},I} + \Phi_{\text{ext}} = \Phi_{\text{ext}} \quad (3.8)$$

definiert (vgl. Gleichung (3.4)). Damit lässt sich Gleichung (3.7) im Inneren des Körpers als Dirichlet-Problem beschreiben.

$$\frac{1}{4\pi} \int_{S_B+S_W} \left[\mu \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS - \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} \left[\sigma \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS = 0 \quad (3.9)$$

Die Gleichung (3.9) wird auf der Innenseite der Körperberandung S_B ausgewertet. Wertet man diese für die äußere Berandung S_∞ im Unendlichen aus, werden die Terme in den Integralen Null, womit auch dort die Randbedingung erfüllt ist.

Als weitere Randbedingung darf der Körper nicht durchströmt werden (Neumann-Randbedingung). Dafür wird die Summe des Gradienten von Gleichung (3.7) und der Bewegungsgeschwindigkeit \mathbf{v}_{mot} des Körpers gebildet und in Oberflächennormalenrichtung gleich Null gesetzt (Katz, Plotkin 2001, Abs. 9.2).

$$0 = [\nabla(\Phi_{\text{ind}} + \Phi_{\text{ext}}) - \mathbf{v}_{\text{mot}}] \cdot \mathbf{n} \quad (3.10)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \Phi_{\text{ind}}}{\partial n} = \mathbf{v}_{\text{mot}} \cdot \mathbf{n} - \frac{\partial \Phi_{\text{ext}}}{\partial n} \quad (3.11)$$

Die Bewegungsgeschwindigkeit \mathbf{v}_{mot} wird negativ eingerechnet, da der Körper durch das ruhende Fluid bewegt wird. Die Quellstärke σ ist in Gleichung (3.5) als Sprung in dem Gradienten des Potentials definiert. Da der Gradient ebenso wie das induzierte Potential selbst im Inneren des Körpers verschwindet, ist die Quellstärke $\sigma = \frac{\partial \Phi_{\text{ind}}}{\partial n}$. Somit ergibt sich für die Quellstärke

$$\sigma = \frac{\partial \Phi_{\text{ind}}}{\partial n} = (\mathbf{v}_{\text{mot}} - \mathbf{v}_{\text{ext}}) \cdot \mathbf{n}. \quad (3.12)$$

3.1.2. Propellernachlauffläche (Wake-Fläche)

Bei der Berechnung eines Tragflügels wird eine Propellernachlauffläche S_W , auch Wake-Fläche genannt, an der Hinterkante eingefügt (vgl. Abbildung 3.1), um eine Umströmung zu verhindern. Sie lässt sich als Fläche der freien Wirbel betrachten. Die Kutta-Randbedingung fordert, dass an der Hinterkante keine Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterseite existiert. Eine linearisierte Formulierung führt zu der Morino-Kutta-Bedingung (Katz, Plotkin 2001, Abs. 9.3)

$$\mu_W = \mu_{B,\text{upper}} - \mu_{B,\text{lower}}. \quad (3.13)$$

Dadurch wird eine Beziehung zwischen den Dipolstärken ober- und unterhalb der Hinterkante und der Wake-Fläche hergestellt. Diese Linearisierung führt zu keinen größeren Fehlern, solange die Strömung im Wesentlichen senkrecht zur Austrittskante gerichtet ist. Die Ausrichtung der freien Wirbelfläche ist parallel zur jeweiligen Stromlinie, da diese Fläche nicht durchströmt wird.

3.2. Numerische Umsetzung

Zur Berechnung des Strömungsfeldes wird in *panMARE* eine Low-Order-Paneelmethode verwendet. Während die Körperoberfläche S_B durch Paneele mit konstanten Dipol- und Quellstärken belegt wird, werden die Wake-Flächen S_W nur mit Dipolstärken belegt. Die Paneele sind meist viereckig und planar. Ein Beispiel für die Diskretisierung eines Tragflügels ist in Abbildung 3.2 gegeben. Der Tragflügel ist dabei mit N_B Paneelen modelliert. Die Wake-Fläche ist mit N_W Paneelen an die Flügelhinterkante angeschlossen und entsprechend der Strömung ausgerichtet. Jedes Körperpaneel besitzt eine Geschwindigkeit \mathbf{v}_{mot} , mit welcher es sich durch das Fluid bewegt.

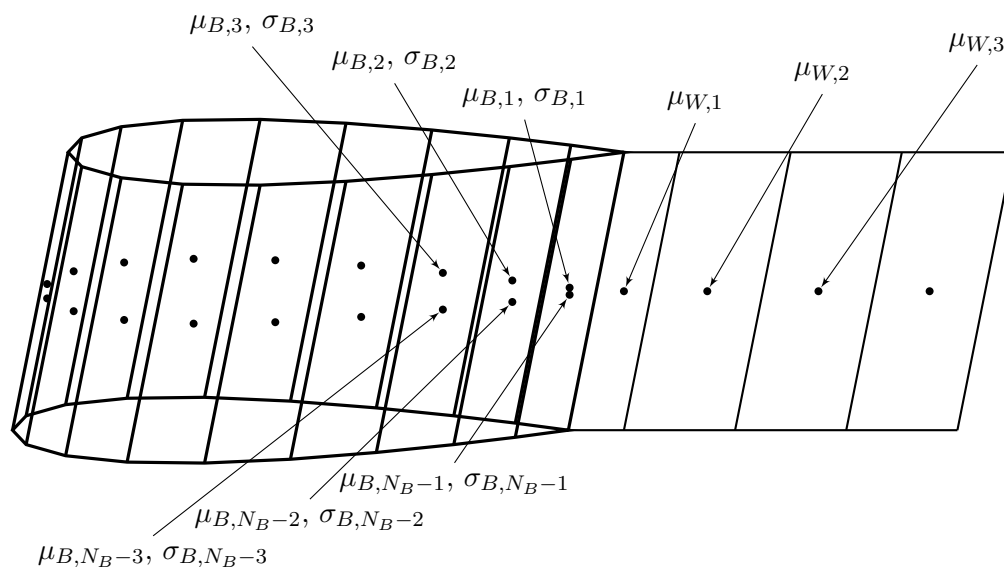


Abbildung 3.2.: Schematische Diskretisierung eines Tragflügels in *panMARE*.

Die Dipol- μ und Quellstärke σ auf den Paneelen wird, wie bereits erwähnt, als konstant über das jeweilige Paneel angenommen. Damit lässt sich Gleichung (3.7) in eine Summenschreibweise überführen.

$$\begin{aligned}
 \Phi &= \sum_j^{N_B} \left[\underbrace{\left(\frac{1}{4\pi} \int_{S_j} \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS \right) \mu_j - \left(\frac{1}{4\pi} \int_{S_j} \left[\left(\frac{1}{r} \right) \right] dS \right) \sigma_j}_{=\Phi_{\text{ind},j}} \right] \\
 &+ \sum_j^{N_W} \left[\underbrace{\left(\frac{1}{4\pi} \int_{S_j} \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS \right) \mu_j}_{=\Phi_{\text{ind},j}} \right] + \Phi_{\text{ext}} \quad (3.14)
 \end{aligned}$$

Dabei läuft die erste Summe über die N_B Körperpaneele und die zweite über die N_W Wake-Paneele.

Jedem Paneel wird ein Kollokationspunkt im Paneelschwerpunkt zugeordnet. Dieser wird auf den Körperpaneeelen auf der Innenseite des Körpers festgelegt. An den Kollokationspunkten werden die Randbedingungen ausgewertet, wodurch ein Gleichungssystem aufgestellt werden kann. Dazu wird der Dipol- $C_{i,j}$ bzw. $C_{i,k}$ und Quelleinfluss $B_{i,j}$ jedes Körperpaneels j bzw. Wake-Panels k auf den Kollokationspunkt jedes Körperpaneels i

berechnet (Katz, Plotkin 2001, Abs. 12.5).

$$C_{i,j} = \frac{1}{4\pi} \int_{S_j} \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS \quad (3.15)$$

$$C_{i,k} = \frac{1}{4\pi} \int_{S_k} \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS \quad (3.16)$$

$$B_{i,j} = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_j} \left[\left(\frac{1}{r} \right) \right] dS \quad (3.17)$$

Alle Integrale aus diesen Gleichungen können analytisch berechnet werden. Entsprechend der Morino-Kutta-Bedingung ist die Dipolstärke auf den Wake-Paneelen gleich der Differenz der Dipolstärke der Körperpaneele an der Hinterkante. Daher können die Koeffizienten $C_{i,j}$ und $C_{i,k}$ zusammengefasst und in die Koeffizienten der Körperpaneele substituiert werden (Katz, Plotkin 2001, Abs. 12.5). Dabei werden stationäre und instationäre Fälle unterschieden.

Im stationären Fall ändert sich die Dipolstärke im Wake nicht über die Zeit. Also haben alle von einem Körperpaneeelpaar an der Hinterkante abgehende Wake-Paneele dieselbe Dipolstärke. Zusätzlich behält der Wake seine Ausrichtung zum Körper (bis auf Anpassungen der Form, siehe unten).

$$A_{\text{steady},i,j} = \begin{cases} C_{i,j} \pm \sum_K C_{i,k} & \begin{cases} \forall j \in \text{Hinterkantenpaneele mit abgehendem Wake,} \\ k \in \text{von } j \text{ abgehende Wake-Paneele} \end{cases} \\ C_{i,j} & \forall j \in \text{Körperpaneele ohne abgehenden Wake} \end{cases} \quad (3.18)$$

Dadurch kann Gleichung (3.14) an jedem Kollokationspunkt i auf dem Körper ausgewertet werden.

$$\Phi_i = \sum_j^{N_B} [C_{i,j}\mu_j - B_{i,j}\sigma_j] + \sum_k^{N_W} [C_{i,k}\mu_k] + \Phi_{\text{ext},i} \quad (3.19)$$

Mit der oben eingeführten Neumann-Randbedingung wird die Dipolstärke σ_i jedes Körperpaneeels am Kollokationspunkt berechnet. Danach wird mit der Dirichlet-Randbedingung ein Gleichungssystem aufgestellt.

$$\sum_j^{N_B} [A_{\text{steady},i,j}\mu_j] = - \sum_j^{N_B} [B_{i,j}\sigma_j] \quad (3.20)$$

Daraus ergeben sich die Dipolstärken der Körperpaneele direkt, und die Dipolstärken der Wake-Paneele werden aus der Differenz der Körperpaneele an der Hinterkante berechnet.

Wird ein instationäres Problem bearbeitet, bewegt sich der Körper entsprechend der Bewegungsvorgabe. Die Wake-Paneele bleiben dagegen ortsfest, und der Körper entfernt sich von den Wake-Paneelen. Daher wird in jedem Zeitschritt vor der Bewegung des Körpers der Wake vom Tragflügel getrennt. Danach werden neue Wake-Paneele in die Lücke zwischen Flügelhinterkante und den alten Wake-Paneelen eingefügt, die eine „Länge“ von einem Zeitschritt haben. Damit die zeitliche Änderung der Dipolstärke im Wake berücksichtigt wird, werden nur die ersten Wake-Paneele an der Flügelhinterkante berechnet, und alle anderen behalten ihren Wert aus den vorherigen Zeitschritten. Daher ergeben sich leicht veränderte Koeffizienten.

$$A_{\text{unsteady},i,j} = \begin{cases} C_{i,j} \pm C_{i,k} & \left\{ \begin{array}{l} \forall j \in \text{Hinterkantenpaneele mit abgehendem Wake,} \\ k = \text{an } j \text{ anhängendes Wake-Paneel} \end{array} \right. \\ C_{i,j} & \forall j \in \text{Körperpaneele ohne abgehenden Wake} \end{cases} \quad (3.21)$$

Hiermit wird, wie im stationären Fall, Gleichung (3.14) ausgewertet. Mit der Neumann-Randbedingung wird die Dipolstärke σ_i jedes Körperpaneels am Kollokationspunkt berechnet. Danach wird wiederum mit der Dirichlet-Randbedingung ein Gleichungssystem aufgestellt.

$$\sum_j^{N_B} [A_{\text{unsteady},i,j} \mu_j] = - \sum_j^{N_B} [B_{i,j} \sigma_j] - \sum_k^{N_W} \left[\begin{array}{l} C_{i,k} \mu_k \quad \forall k \in \text{ältere Wake-Paneele} \\ 0 \quad \forall k \notin \text{ältere Wake-Paneele} \end{array} \right] \quad (3.22)$$

Dabei wird der Einfluss der neuen Wake-Paneele in $A_{\text{unsteady},i,j}$ substituiert, und die Einflüsse und Dipolstärken der älteren Wake-Paneele stehen als bekannte Werte auf der rechten Seite. Daraus ergeben sich wiederum die Dipolstärken der Körperpaneele direkt, und die Dipolstärken der neuen Wake-Paneele werden aus der Differenz der Körperpaneele an der Hinterkante berechnet.

Aus den stationär oder instationär bestimmten Dipolstärken wird das induzierte Potential Φ_{ind} an den Kollokationspunkten der Körperpaneele berechnet. Es entspricht jeweils der negativen Dipolstärke μ (vgl. Gleichung (3.4)).

$$\Phi_{\text{ind},i} = -\mu_i \quad (3.23)$$

Aus dem Gradienten der lokalen Störungen des Hintergrundpotentials Φ_{ext} und dem induzierten Potential Φ_{ind} wird die lokale Strömungsgeschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{local}}$ an den Paneelen relativ zu den Paneelen bestimmt (vgl. Anhang D). Zusätzlich wird die zeitliche Änderung des Potentials Φ , ebenfalls relativ zu den Paneelen, durch finite Differenzen bestimmt. Mit diesen Werten können die Bernoulli-Gleichung (3.2) ausgewertet und der Druck auf den Körperpaneelen bestimmt werden.

$$p = \rho \left[\mathbf{g} \cdot (\mathbf{P}_{\infty} - \mathbf{P}) - \frac{1}{2} (\nabla \Phi_{\text{ind}} + \nabla \Phi_{\text{ext}} - \mathbf{v}_{\text{mot}})^2 - \frac{\partial (\Phi_{\text{ind}} + \Phi_{\text{ext}})}{\partial t} + \frac{1}{2} \mathbf{v}_{\text{mot}}^2 \right] + p_{\infty} \quad (3.24)$$

Dieser enthält den Referenzdruck p_∞ an einem Referenzpunkt \mathbf{P}_∞ .

Zusätzlich zur Lösung des Strömungsproblems und der Berechnung der Strömungsgeschwindigkeiten und des Drucks wird die Ausrichtung der Wake-Fläche an den Verlauf der Stromlinien angepasst. Initialisiert wird diese Fläche entsprechend der Bewegung des Tragflügels zu Beginn der Berechnung. Dabei wird im Falle eines rotierenden Körpers (z. B. ein Propeller) eine entsprechende Helixform vorgegeben. Theoretisch sollte diese Wirbelfläche eine unendliche Länge haben. Da dies numerisch nicht praktikabel ist, wird nur eine ausreichende Länge modelliert, sodass der Endwirbel dieser Fläche einen geringen Einfluss auf den Tragflügel ausübt. Desgleichen wird die Länge dieser Fläche in instationären Berechnungen nach dem Einfügen neuer Paneele an der Flügelhinterkante auf eine Maximalanzahl an Paneelen gekürzt. Während der Berechnung wird die Ausrichtung der Paneele entsprechend der induzierten Geschwindigkeit und dem Gradienten der lokalen Störung des Hintergrundpotentials bewegt, sodass diese an den Stromlinien ausgerichtet werden. Allerdings führt die Verwendung einer großen Anzahl an Wake-Paneelen zu sehr langen Rechenzeiten. Dies kann erheblich durch die Verwendung einer vordefinierten Form der Wake-Fläche reduziert werden.

3.3. Schichtkavitation

Um die Schichtkavitation auf Propellerblättern vorherzusagen, wird ein Ansatz nach Fine (1992) verwendet. Dieser basiert wiederum auf der Potentiallösung, wobei die Berandung des Fluids durch den Körper und die Kavitationsschicht gebildet wird. Dazu werden zwei weitere Randbedingungen eingeführt, welche einerseits die Potentiallösung beeinflussen und andererseits die Dicke der Kavitationsschicht definieren.

Die dynamische Randbedingung sagt aus, dass der Druck innerhalb und an der Berandung des Kavitationsvolumens gleich dem Dampfdruck p_v sein muss. Die Bernoulli-Gleichung (3.2), welche den Druck beschreibt, wird umformuliert und entlang der Stromlinie s integriert, wodurch das Potential Φ_{kav} auf der Kavitationsblase bestimmt wird.

$$\Phi_{\text{kav}} = \Phi_{\text{nass}} + \int_{s_{\text{kav}}} \left[\frac{2}{\rho} \left(p_{\text{ref}} - p_v - \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) + \mathbf{v}^2 + 2\mathbf{g}\mathbf{z} - \mathbf{v}_{\text{mot}\parallel s}^2 \right] ds \quad (3.25)$$

Dabei beschreibt Φ_{nass} das Potential auf der benetzten Oberfläche vor der Kavitation und $\mathbf{v}_{\text{mot}\parallel s}$ die Bewegungsgeschwindigkeit in Integrationsrichtung bzw. Stromlinienrichtung. Das so berechnete Potential wird im Bereich der Kavitation als bekannte Dipolstärke verwendet und dafür die Quellstärke im Gleichungssystem (3.20) bzw. (3.22) gelöst.

Die kinematische Randbedingung fordert, dass die Durchströmung der Kavitationsoberfläche verschwindet, d. h. dass die substantielle Änderung der Kavitationsdicke der Geschwindigkeit der Strömungsgeschwindigkeit in Oberflächennormalenrichtung entspricht.

$$\mathbf{v}_{\parallel s} \nabla \eta = \mathbf{v}_{\perp s} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (3.26)$$

Dabei stehen $\mathbf{v}_{\parallel S}$ für den Anteil der Strömungsgeschwindigkeit parallel zur Körperoberfläche, $\mathbf{v}_{\perp S}$ für den senkrechten Anteil und η für die Kavitationsdicke. Um den Gradienten der Kavitationsdicke zu bestimmen, wird ein Polynomansatz über die benachbarten Paneele angewendet (siehe Anhang D). Somit wird der Gradient $\nabla\eta$ durch die Kavitationsdicken der benachbarten Paneele ausgedrückt. Des Weiteren wird die zeitliche Änderung der Kavitationsdicke durch finite Differenzen bestimmt. Dadurch enthält Gleichung (3.26) nur noch die Kavitationsdicke des betrachteten Paneels und jene der Nachbarpaneele als Unbekannte. Diese umgeformte kinematische Randbedingung wird in einem zusätzlichen Gleichungssystem nach der Potentiallösung unter Berücksichtigung der dynamischen Randbedingung der Kavitation gelöst, wobei die nicht kavitierenden Paneele als bekannte Werte ohne Kavitationsdicke verwendet werden.

Nachdem die Kavitationsdicke bestimmt wurde, wird die Ausdehnung der Kavitation auf der Körperoberfläche über mehrere Faktoren bestimmt. Fällt der Druck auf einem nicht-kavitierenden Paneel unter den Dampfdruck p_v , beginnt dieses zu kavitieren. Kavitiert ein Paneel bereits und ist es das letzte kavitierende Paneel einer Stromlinie, wird die Fläche bei einer positiven Kavitationsdicke erweitert und bei einer negativen Dicke reduziert. Am Anfang der Kavitationsfläche ist das Kriterium für eine Verschiebung des Beginns um ein Paneel nach hinten, ob die berechnete Dicke dort negativ ist und der Druck aus der Potentiallösung über dem Dampfdruck liegt.

Die Änderung der Ausdehnung der Kavitation erfordert eine weitere Lösungsiteration. Daher wird die Potentiallösung, unter Berücksichtigung der beiden Kavitationsrandbedingungen und einer nachfolgenden Anpassung der Ausdehnung, so lange iteriert, bis eine Konvergenz der Ausdehnung eintritt.

3.4. Schiffsnachstrom

Wird der Betrieb eines Propellers an einem Schiff berechnet, wird der Reibungsanteil der Schiffsumströmung nicht korrekt abgebildet. Daher wird in diesem Fall ein Nachstromfeld aus einem viskosen Strömungslöser oder aus Messungen verwendet (Greve 2015; Berger 2018).

Dazu wird die Geschwindigkeitsdifferenz $\Delta\mathbf{v}_{\text{viskos}}$ zwischen der Strömungsgeschwindigkeit \mathbf{v} der Potentialströmung und der Geschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{viskos}}$ der viskosen Strömung als zusätzlicher Anteil an der Bewegungsgeschwindigkeit \mathbf{v}_{mot} in die Neumann-Randbedingung eingebracht (Greve u. a. 2012). Somit wird Gleichung (3.12) zur Berechnung der Quellstärke σ erweitert.

$$\sigma = \frac{\partial\Phi_{\text{ind}}}{\partial n} = (\mathbf{v}_{\text{mot}} - \Delta\mathbf{v}_{\text{viskos}} - \mathbf{v}_{\text{ext}}) \cdot \mathbf{n} \quad (3.27)$$

4. Methode zur Bestimmung des hydroakustischen Drucks

In diesem Kapitel wird die Erweiterung des Paneelverfahrens *panMARE* zur Vorhersage des hydroakustischen Druckes beschrieben. Hierfür wird basierend auf den Ergebnissen der hydrodynamischen Berechnungen (siehe Kapitel 3) der hydroakustische Druck im Fernfeld ermittelt.

Zunächst wird in den Abschnitten 4.1 und 4.2 die zugrundeliegende mathematische Theorie erläutert. Dann folgen die numerische Implementierung in Abschnitt 4.3, die Umrechnung vom Zeit- in den Frequenzbereich in Abschnitt 4.4 und die Berechnung der Reflexion an den Begrenzungen der hydroakustischen Domain. Schließlich wird die Berücksichtigung der Schichtkavitation in Abschnitt 4.6 erläutert.

4.1. Akustische Analogien

Lighthill führte das Konzept von „Akustischen Analogien“ in dem Paper „On sound generated aerodynamically I. General theory“ ein (Lighthill 1952). Dabei wurde die Navier-Stokes-Gleichung in eine inhomogene Wellengleichung überführt,

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \underbrace{(\rho u_i u_j + P_{i,j} - c^2 \rho' \delta_{i,j})}_{=T_{i,j}} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla p' \quad (4.1)$$

mit der Dichte ρ , der Geschwindigkeitskomponente u , dem Spannungstensor P und der Schallgeschwindigkeit c . Die Dichtefluktuations $\rho' = \rho - \rho_0$ ist mit der Druckfluktuation p' durch die Lighthill-Beziehung $p' = c^2 \rho'$ verknüpft. Dabei ist $T_{i,j}$ der Lighthill-Spannungstensor. Damit stellt die linke Seite der Gleichung (4.1) ein Quadrupol-Term dar und kann als „Schallquelle“ betrachtet werden (Farassat, Brentner 1998).

Die Lighthill-Gleichung (4.1) erlaubt die exakte Berechnung des akustischen Drucks in einem unbegrenzten Fluid ohne Körper.

4.2. Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung

Die Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung (kurz: FW-H-Gleichung) stellt eine Verallgemeinerung der Lighthill-Gleichung (4.1) dar, wenn sich bewegte und nicht durchströmte Körper im Strömungsgebiet befinden (Ffowcs Williams, Hawkings 1969). Dabei wird angenommen, dass das Innere der Körper ebenfalls zum Fluid gehört, wobei innerhalb der Körper die hydrodynamischen Parameter Geschwindigkeit, Dichte und Druck der ungestörten Strömung entsprechen. Da an der Körperoberfläche Unstetigkeiten entstehen, werden alle Derivative im generalisierten Sinne behandelt. Damit ergibt sich die FW-H-Gleichung (Farassat, Brentner 1998)

$$\bar{\square}^2 p' = \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 v_n \delta(f)] - \frac{\partial}{\partial x_i} [l_i \delta(f)] + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{i,j} H(f)] \quad (4.2)$$

mit dem hydroakustischen Druck p' , der Dichte ρ des ungestörten Fluids, dem Skalarprodukt $v_n = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$ aus der Körpergeschwindigkeit \mathbf{v} und der Oberflächennormalenrichtung \mathbf{n} , der Dirac-Funktion $\delta(f)$ von der Oberflächenentfernungsfunktion f , dem Lighthill-Spannungstensor T_{ij} und der Heaviside-Funktion $H(f)$. Die Terme auf der rechten Seite der Gleichung entsprechen dem Einfluss der Verdrängung, den Auftriebskräften und den Quadrupolen.

Die Gleichung (4.2) wird mit Hilfe einer Greenschen Funktion in eine integrale Darstellung überführt (Brentner, Farassat 2003). Ihre Auswertung für eine vorgegebene Strömung liefert den hydroakustischen Druck. Zusätzlich wird eine „retarded time“ t_{ret} eingeführt, welche den Auswertungszeitpunkt t_{ret} der Quelle $\mathbf{y}(t_{\text{ret}})$ der Strömungsgrößen für einen Beobachtungspunkt $\mathbf{x}(t^*)$ zum Zeitpunkt t^* unter Berücksichtigung der Schallgeschwindigkeit c beschreibt (siehe Abbildung 4.1).

$$t_{\text{ret}} = t^* - \frac{\|\mathbf{x}(t^*) - \mathbf{y}(t_{\text{ret}})\|}{c} \quad (4.3)$$

Damit lässt sich die FW-H-Gleichung (4.2) in die Formulierung 1 nach Farassat überführen (Brentner, Farassat 2003).

$$4\pi p'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{f=0} \left[\frac{\rho_0 c v_n + l_r}{r|1 - M_r|} \right]_{\text{ret}} dS + \int_{f=0} \left[\frac{l_r}{r^2|1 - M_r|} \right]_{\text{ret}} dS \quad (4.4)$$

Dabei wurde der Quadrupol-Term aus Gleichung (4.2) vernachlässigt.

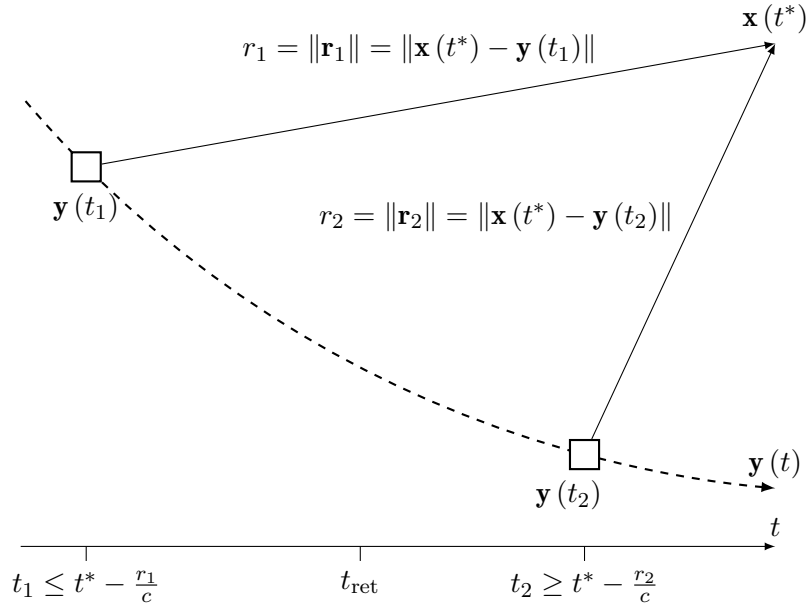


Abbildung 4.1.: Definition der „retarded time“ (vgl. Farassat (2007, Abb. 2)).

Durch weitere Berücksichtigung der „retarded time“ und die Annahme, dass der Beobachtungspunkt \mathbf{x} ortsfest zum ungestörten Fluid ist, wird die Zeitableitung des ersten Integrals aus Gleichung (4.4) in das Integral überführt. Das heißt, nicht mehr das Integral, sondern die Terme innerhalb werden zeitlich abgeleitet. Damit ergibt sich die Formulierung 1A nach Farassat (Brentner, Farassat 2003).

$$p'(\mathbf{x}, t^*) = p'_T(\mathbf{x}, t^*) + p'_L(\mathbf{x}, t^*) \quad (4.5)$$

$$p'_T(\mathbf{x}, t^*) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{\rho_0 (\dot{v}_n + v_{\dot{n}})}{r|1 - M_r|^2} \right]_{\text{ret}} dS + \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{\rho_0 v_n (r\dot{M}_r + cM_r - cM^2)}{r^2|1 - M_r|^3} \right]_{\text{ret}} dS \quad (4.6)$$

$$p'_L(\mathbf{x}, t^*) = \frac{1}{4\pi c} \int_S \left[\frac{\dot{l}_r}{r|1 - M_r|^2} \right]_{\text{ret}} dS + \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{l_r - l_M}{r^2|1 - M_r|^2} \right]_{\text{ret}} dS + \frac{1}{4\pi c} \int_S \left[\frac{l_r (r\dot{M}_r + cM_r - cM^2)}{r^2|1 - M_r|^3} \right]_{\text{ret}} dS \quad (4.7)$$

Dabei werden die Dichte ρ_0 des Fluids, die Körpergeschwindigkeit \mathbf{v} relativ zum ungestörten Fluid, der Abstandsvektor $\mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{y}$ von der Schallquelle \mathbf{y} zum Beobachtungs-

punkt \mathbf{x} mit der Norm $r = \|\mathbf{r}\|$, die Machzahl $\mathbf{M} = \frac{\mathbf{v}}{c}$, die Körperoberfläche S , die Schallgeschwindigkeit c und die Druckkraft $\mathbf{l} = p\mathbf{n}$ als hydrodynamische Druckkraft p auf den Körper in normierter Oberflächennormalenrichtung \mathbf{n} , in das Fluid zeigend, verwendet. Ein Punkt über einer Variablen markiert eine Zeitableitung. Die tiefgestellten Indizes n, \dot{n}, r und M bezeichnen ein Skalarprodukt der indizierten Vektorvariablen mit dem Einheitsnormalenvektor \mathbf{n} , der Zeitableitung des Einheitsnormalenvektors $\dot{\mathbf{n}}$ und dem Abstandsvektor \mathbf{r} beziehungsweise der Körperoberflächengeschwindigkeit \mathbf{v} normiert mit der Schallgeschwindigkeit c . Die Werte auf dem Körper werden zur „retarded time“ t_{ret} ausgewertet, sodass die Information den Beobachtungspunkt \mathbf{x} zum Zeitpunkt t^* erreicht. Der Term $p'(\mathbf{x}, t^*)$ aus Gleichung (4.6) beschreibt den Einfluss der Verdrängung des Körpers und wird nur durch geometrische Größen und den Bewegungszustand gebildet. Der Einfluss der Auftriebskräfte wird mit dem Term $p'_L(\mathbf{x}, t^*)$ aus Gleichung (4.7) beschrieben, welcher zusätzlich die hydrodynamische Druckkraft \mathbf{l} benötigt. Die Terme mit r im Quotienten sind Fernfeldterme, während Terme mit r^2 Nahfeldterme sind.

4.3. Numerische Umsetzung

Die Berechnung des hydroakustischen Drucks an einem Beobachtungspunkt \mathbf{x} zu einem Zeitpunkt t^* wird für die diskrete Körperoberfläche S der Strömungssimulation aus Abschnitt 3.2 durchgeführt. Die Wirbelschlepe wird nicht in die Berechnung aufgenommen, da diese weder eine Verdrängungswirkung aufweist, noch eine Kraft auf das Fluid bewirkt. Die integralen Gleichungen (4.6) und (4.7) werden in eine Summenformulierung über die N_B Körperpaneele überführt. Geometrie, Bewegungszustand und Druck aller Paneele sind für jeden Zeitschritt bekannt. Dabei werden die Werte über die Paneele als konstant angenommen. Die Zeitableitung des Drucks wird durch eine diskrete Ableitung zweiter Ordnung über den vorherigen, den aktuellen und den nachfolgenden Zeitschritt approximiert. Die Gleichungen (4.6) und (4.7) werden somit umformuliert (Brentner, Farassat 2003):

$$p'(\mathbf{x}, t^*) = \sum_i^{N_B} p'_i(\mathbf{x}, t^*) \quad (4.8)$$

$$p'_i(\mathbf{x}, t^*) = p'_{T,i}(\mathbf{x}, t^*) + p'_{L,i}(\mathbf{x}, t^*) \quad (4.9)$$

$$p'_{T,i}(\mathbf{x}, t^*) = \left[\frac{\rho_0 (\dot{v}_n + v_{\dot{n}})}{r|1 - M_r|^2} + \frac{\rho_0 v_n (r\dot{M}_r + c(M_r - M^2))}{r^2|1 - M_r|^3} \right] \frac{S}{4\pi} \Big|_{\text{ret},i} \quad (4.10)$$

$$p'_{L,i}(\mathbf{x}, t^*) = \left[\frac{1}{c} \frac{\dot{l}_r}{r|1 - M_r|^2} + \frac{l_r - l_M}{r^2|1 - M_r|^2} + \frac{1}{c} \frac{l_r (r\dot{M}_r + c(M_r - M^2))}{r^2|1 - M_r|^3} \right] \frac{S}{4\pi} \Big|_{\text{ret},i} \quad (4.11)$$

Aufgrund der Berücksichtigung der Laufzeit der Informationen mit der Schallgeschwindigkeit c werden die Werte an den Körperpaneelen am Zeitpunkt t_{ret} ausgewertet (siehe Gleichung (4.3)). Meistens ist dieser Zeitpunkt t_{ret} ein Zwischenschritt zwischen zwei Zeitschritten $t_1 \leq t_{\text{ret}} \leq t_2$ der Fluidsimulation. In Abbildung 4.1 ist dies dargestellt. Ein Körperpaneel bewegt sich entlang der gestrichelten Linie, und die Informationen aus den Zeitpunkten t_1 und t_2 werden verwendet. Dabei muss sich das Paneel mit einer geringeren Geschwindigkeit \mathbf{v} als die Schallgeschwindigkeit c bewegen. Um die Anzahl der Interpolationen zu reduzieren, wird der hydroakustische Druck $p'_i(\mathbf{x}(t^*), t_1 + \frac{r_1}{c})$ und $p'_i(\mathbf{x}(t^*), t_2 + \frac{r_2}{c})$ an den zwei Simulationszeitpunkten berechnet und dann auf den finalen Druck $p'_i(\mathbf{x}(t^*), t^*)$ linear interpoliert.

4.4. Darstellung im Frequenzbereich

Die dargestellte Methode zur Berechnung des hydroakustischen Drucks wird im Zeitbereich für äquidistante Zeitschritte durchgeführt. Dabei muss die Zeitschrittweite der Hydroakustik nicht zwingend der Zeitschrittweite der Hydrodynamik entsprechen.

Der Zeitschrieb des Drucks wird mit einer schnellen Fourier-Transformation (FFT) in den Frequenzbereich überführt (Cooley, Tukey 1965; Press u. a. 2007). Da FFTs nur für periodische Vorgänge definiert sind, muss das Drucksignal periodisch sein. Dies lässt sich durch die Wahl eines geeigneten Zeitbereichs (z. B. ein ganzzahliges Vielfaches der Blattperiode) erreichen. Um zusätzlich numerische Schwankungen in der Simulation auszugleichen, können Fensterfunktionen (Wikipedia 2020) verwendet werden. Für weitere Auswertungen kann das so generierte Spektrum in andere Darstellungen (z. B. Schalldruckpegel) überführt werden (siehe Anhang C).

4.5. Reflexion

Die im vorhergehenden Abschnitt 4.3 angegebenen Berechnungen liefern den hydroakustischen Druck auf dem direkten Schallpfad von der Quelle zum Beobachter. Um die Reflexionen an den Begrenzungen des Fluids zu berücksichtigen, werden zusätzliche Pfade eingeführt.

Zur Vereinfachung der Berechnung werden die Begrenzungen des Fluids dabei als Ebenen betrachtet. Diese sind z. B. die freie Wasseroberfläche und der Seeboden. Die in der Strömungssimulation berücksichtigten Körper gehören nicht dazu, da die Wege zwischen diesen als kurz angenommen werden, sodass die Reflexion bereits über die Ergebnisse der Strömungssimulation in die FW-H-Gleichung einfließt.

Die zusätzlichen Pfade verlaufen vom Körper zum Beobachter über Reflexionsebenen (siehe Abbildung 4.2). Der Pfad wird dabei durch die an der jeweiligen Reflexionsebene gespiegelte Beobachterposition \mathbf{x}_Γ definiert.

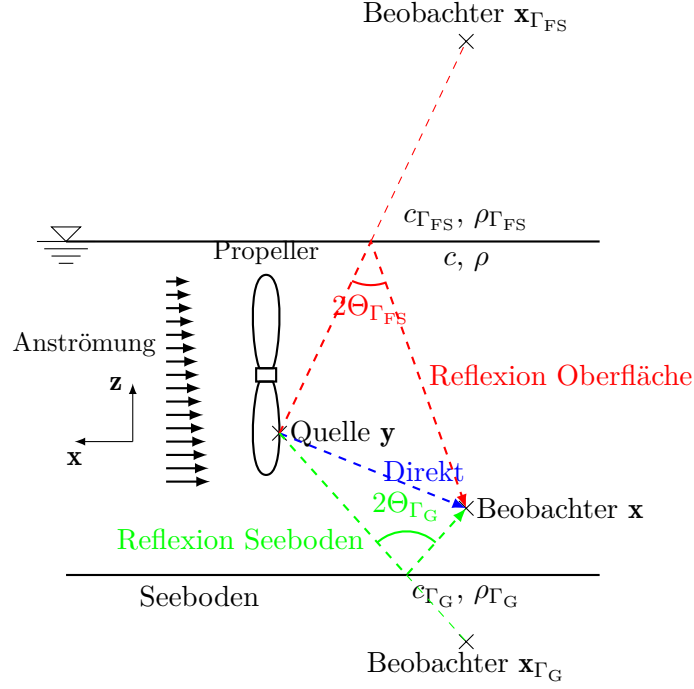


Abbildung 4.2.: Schallpfade mit und ohne Reflexion.

Da eine Schallreflexion an einer Grenze zwischen zwei Medien meist nicht vollständig ist, sondern ein Teil des Schalls in das angrenzende Medium übergeht, werden die Amplituden durch einen Reflexionsfaktor R_Γ korrigiert (Brekhovskikh, Godin 1990, Abs. 2.2).

$$R_\Gamma = \frac{m_\Gamma \cos^2 \Theta_\Gamma - n_\Gamma \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \Theta_\Gamma}{n_\Gamma^2}}}{m_\Gamma \cos^2 \Theta_\Gamma + n_\Gamma \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \Theta_\Gamma}{n_\Gamma^2}}} \quad (4.12)$$

$$m_\Gamma = \frac{\rho_\Gamma}{\rho} \quad (4.13)$$

$$n_\Gamma = \frac{c}{c_\Gamma} \quad (4.14)$$

Dieser Faktor hängt vom Verhältnis der Dichten m_Γ und der Schallgeschwindigkeiten n_Γ der beiden Medien sowie vom Einfallswinkel Θ_Γ ab. Die Werte für den Reflexionsfaktor R_Γ liegen für keine Reflexion bei 0 und für eine Totalreflexion bei ± 1 , wobei ein negatives Vorzeichen eine Phasenänderung um 180° bezeichnet. Bei einer Mediumsgrenze mit einem Übergang zu einer geringeren Schallgeschwindigkeit ($c > c_\Gamma$), ist der Wert von R_Γ in Gleichung (4.12) immer real. An einer Grenze zu einem Medium mit höherer Schallgeschwindigkeit ($c < c_\Gamma$) existiert ein kritischer Einfallswinkel $\Theta_{\Gamma,\text{krit.}}$.

$$\sin \Theta_{\Gamma,\text{krit.}} = \frac{c}{c_\Gamma} \quad (4.15)$$

Für Einfallswinkel $\Theta_\Gamma \leq \Theta_{\Gamma,\text{krit.}}$ ist R_Γ real. Für $\Theta_\Gamma > \Theta_{\Gamma,\text{krit.}}$ wird der Term in der Wurzel negativ. Für diesen Fall kann die Gleichung (4.12) umgeformt werden.

$$R_\Gamma = \frac{m_\Gamma \cos^2 \Theta_\Gamma - n_\Gamma i \sqrt{\frac{\sin^2 \Theta_\Gamma}{n_\Gamma^2} - 1}}{m_\Gamma \cos^2 \Theta_\Gamma + n_\Gamma i \sqrt{\frac{\sin^2 \Theta_\Gamma}{n_\Gamma^2} - 1}} \quad (4.16)$$

Dabei gilt $\|R_\Gamma\| = 1$, wodurch für alle $\Theta_\Gamma > \Theta_{\Gamma,\text{krit.}}$ Totalreflexion auftritt.

Um eine schallharte Wand als Mediumsgrenze zu erzeugen, kann eine Totalreflexion durch eine Schallgeschwindigkeit $c_\Gamma = \infty$ für alle Einfallswinkel Θ_Γ erzwungen werden.

Die Amplituden des reflektierten Schalls werden jeweils mit dem Reflexionsfaktor R_Γ skaliert. Dies lässt sich in den Zeitbereich überführen, da die Amplituden im Frequenzbereich aus dem Zeitsignal berechnet werden. Daher wird der reflektierte hydroakustische Druck $p'_\Gamma(\mathbf{x}, t^*)$ aus dem Produkt des Reflexionsfaktors R_Γ an der jeweiligen Mediumsgrenze mit dem hydroakustischen Druck $p'(\mathbf{x}_\Gamma, t^*)$ der FW-H-Gleichung (4.8) für den gespiegelten Beobachtungspunkt \mathbf{x}_Γ berechnet.

$$p'_\Gamma(\mathbf{x}, t^*) = R_\Gamma p'(\mathbf{x}_\Gamma, t^*) \quad (4.17)$$

Dies lässt sich auch auf Reflexionen an mehreren Mediengrenzen erweitern, wobei der Reflexionsfaktor sich aus dem Produkt der Reflexionsfaktoren an den einzelnen Mediengrenzen zusammensetzt und die Beobachterposition ebenfalls an den jeweiligen Mediengrenzen, entgegen der Pfadrichtung sortiert, gespiegelt wird.

Der hydroakustische Druck aller Pfade ist die Summe der Drücke der einzelnen Pfade P .

$$p'_{\text{sum}}(\mathbf{x}, t^*) = p'(\mathbf{x}, t^*) + \sum_P [R_{\Gamma_P} p'(\mathbf{x}_{\Gamma_P}, t^*)] \quad (4.18)$$

4.6. Berücksichtigung von Schichtkavitation

Sobald Schichtkavitation in der Strömungssimulation berechnet wird (siehe Abschnitt 3.3), muss ihr Einfluss auf den hydroakustischen Druck berücksichtigt werden. Dafür wird im Bereich der Kavitation die Geometrie des Körpers in der hydroakustischen Druckberechnung in den Gleichungen (4.6) und (4.7) um die Dicke η der Kavitationsschicht in Körperoberflächennormalenrichtung \mathbf{n} aufgedickt. Des Weiteren wird die Körperbewegung mit der zeitlichen Änderung der Kavitationsdicke $\frac{\partial \eta}{\partial t}$ in Oberflächennormalenrichtung überlagert. Der Wert der Druckkraft \mathbf{l} wird nicht verändert, da die Strömungssimulation auf kavitierenden Paneelen bereits den Dampfdruck p_v als Druck p liefert.

5. Validierung

In diesem Kapitel werden verschiedene Simulationen vorgestellt, mit denen das Verfahren erprobt und validiert wurde. Zunächst wird in Abschnitt 5.1 an einer pulsierenden Kugel der hydroakustische Schall eines reinen Verdrängungskörpers analysiert. Dann wird ein Propeller unter Freifahrtbedingungen in Abschnitt 5.2 betrachtet. Zuletzt wird ein realistischer Anwendungsfall an einem Forschungskatamaran in Abschnitt 5.3 vorgestellt. Die Ergebnisse aus Abschnitt 5.3 werden in Abschnitt 5.4 auf dieselbe Art umgerechnet wie die Messwerte, sodass ein Vergleich der Simulationsdaten mit aufbereiteten Messdaten möglich ist.

5.1. Pulsierende Kugel

Um die implementierte Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung aus Kapitel 4 zu validieren, wird das Druckfeld einer pulsierenden Kugel berechnet. Dabei werden sowohl das hydrodynamische als auch das hydroakustische Druckfeld betrachtet und werden miteinander verglichen.

5.1.1. Aufbau des Rechenfalls

Die Geometrie des Falls ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Dabei wird in der hydrody-

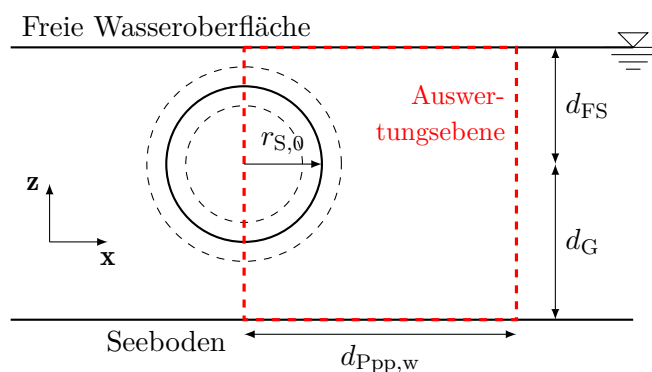


Abbildung 5.1.: Geometrie der pulsierenden Kugel (nicht maßstäblich).

namischen Simulation ein unendliches Fluid ohne freie Wasseroberfläche und Seeboden

angenommen. In der hydroakustischen Auswertung entspricht dies dem direkten Pfad. Zusätzlich werden in der Hydroakustik die Reflexionen an der freien Wasseroberfläche und dem Seeboden betrachtet.

Die Geometrie der Kugel wird durch einen mittleren bzw. initialen Radius $r_{S,0}$, die Amplitude Δr_S und die Periode T_S bzw. Kreisfrequenz $\omega_S = 2\pi f_S = \frac{2\pi}{T_S}$ beschrieben:

$$r_S(t) = r_{S,0} + \Delta r_S \sin(\omega_S t). \quad (5.1)$$

Die Kugel wird mit unterschiedlichen Gittern diskretisiert, sodass eine Gitterabhängigkeit der Ergebnisse ausgeschlossen werden kann. Dazu werden ein grobes Gitter mit 20×20 Paneelen, ein mittleres Gitter mit 40×40 Paneelen und ein feines Gitter mit 60×60 Paneelen verwendet.

Die Zeitschrittweite t wurde so gewählt, dass die Kugel um maximal 1 % pro Zeitschritt skaliert wird.

Diese und weitere Parameter der Simulation sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Tabelle 5.1.: Simulationsparameter der pulsierenden Kugel.

Variable			Wert
<i>Geometrie</i>			
Initialradius	$r_{S,0}$	[m]	0.500
Amplitude des Radius	Δr_S	[m]	0.100
Abstand des Kugelmittelpunktes von der freien Wasseroberfläche	d_{FS}	[m]	15.0
Abstand des Kugelmittelpunktes vom Seeboden	d_G	[m]	85.000
Breite der Auswertungsebene	$d_{PP,w}$	[m]	100.000
<i>Simulation</i>			
Periode	T_S	[s]	0.010
Frequenz	f_S	[Hz]	100
Zeitschrittweite	Δt	[10^{-5} s]	7.958
<i>FW-H-Gleichung</i>			
Dichte des Fluids	ρ	[kg m^{-3}]	1025.000
Dichte der Luft	$\rho_{\Gamma,FS}$	[kg m^{-3}]	1.293
Schallgeschwindigkeit des Fluids	c	[m s^{-1}]	1500.000
Schallgeschwindigkeit der Luft	$c_{\Gamma,FS}$	[m s^{-1}]	343.2
Reflexionsfaktor am Seeboden	$R_{\Gamma,G}$		1.000

5.1.2. Ergebnisse der hydrodynamischen Simulation

Zur Validierung der Strömungsberechnung werden die Simulationsergebnisse mit analytischen Berechnungen verglichen. Dazu wird eine potentialtheoretische Beschreibung einer Punktquelle sowie eine Berechnung mit Hilfe der Wellengleichung verwendet. Die entsprechenden Vorgehensweisen sind in Anhang A aufgeführt.

Das hydrodynamische Druckfeld der pulsierenden Kugel ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Der Druckpegel der Simulation mit der mittleren Gitterfeinheit ist farbig im Feld und als durchgezogene schwarze Konturlinien dargestellt. Das grobe Gitter ist mit einer gestrichelten schwarzen Konturlinie wiedergegeben und das feine Gitter mit einer gepunkteten schwarzen Konturlinie. Die gestrichelten und gepunkteten roten Linien stellen die analytische Berechnung mit Hilfe des Potentials bzw. der Wellenfunktion (siehe auch Abbildung A.1) dar. Die Abbildungen 5.2b und 5.2c geben detailliert die Unterschiede der Konturlinien im Bereich um 220 dB bzw. 215 dB wieder.

Die Abbildung 5.2 zeigt deutlich die Konvergenz der Simulationen bei zunehmender Gitterfeinheit: Die Unterschiede im Druckfeld zwischen dem groben und dem mittleren Gitter sind in allen Teilabbildungen gut zu erkennen, dagegen ist eine Differenz zwischen dem mittleren und dem feinen Gitter nur in Abbildung 5.2c ersichtlich. Des Weiteren liegen die Druckpegel des mittleren und des feinen Gitters nahezu exakt auf den Werten der Wellenfunktion. Zu den analytischen Ergebnissen der Punktquelle zeigt sich mit zunehmendem Abstand zur Kugel eine kleine Differenz.

5.1.3. Ergebnisse der hydroakustischen Auswertung

Mit den Ergebnissen der Strömungssimulation wird die Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung auf der Auswertungsebene ausgewertet. Die Ebene ist als roter Kasten in Abbildung 5.1 dargestellt. Folgende drei Fälle werden ausgewertet:

- (1) Unendliches Fluid,
- (2) Fluid mit freier Wasseroberfläche,
- (3) Fluid mit freier Wasseroberfläche und Seeboden.

Die resultierenden Schalldruckpegel des direkten Pfades bei der Pulsfrequenz f_S sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Kugel befindet sich im Ursprung und ist nicht abgebildet. Des Weiteren werden die Schalldruckpegel des hydroakustischen Drucks bei der Pulsfrequenz f_S im Feld farbig und als schwarze Konturlinien dargestellt. Die gestrichelten Linien stehen für die Pegel beim groben Gitter, die durchgezogenen Linien und das Feld für die Pegel des mittleren Gitters und die gepunkteten Linien für das feine Gitter. Zum Vergleich werden die Druckpegel der analytischen Berechnung mit Hilfe des Potentials bzw. der Wellenfunktion aus Abschnitt 5.1.2 bei derselben Frequenz als gestrichelte bzw. gepunktete rote Linien gezeigt. Um die Unterschiede in den Konturlinien aufzuzeigen, ist wiederum eine Vergrößerung in Abbildung 5.3b dargestellt.

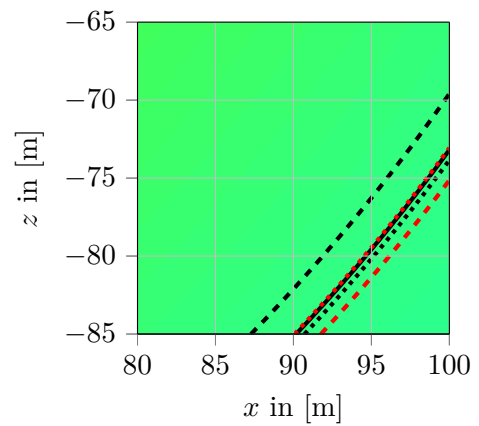
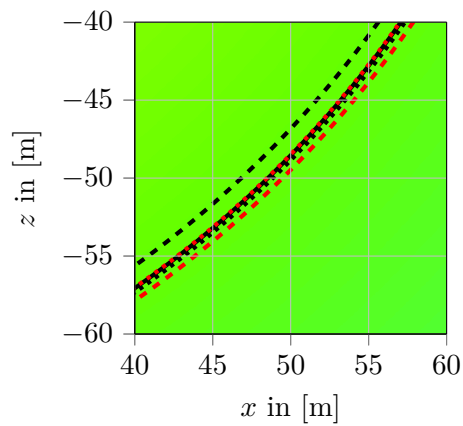
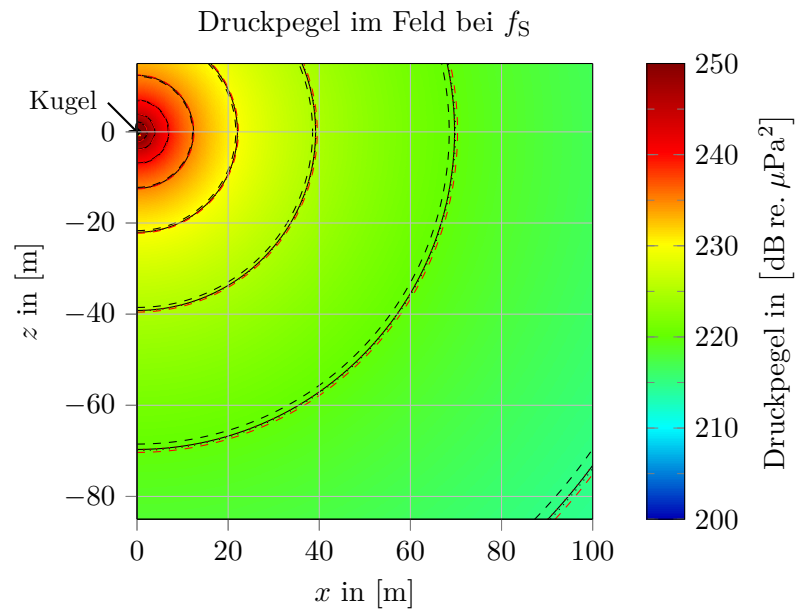


Abbildung 5.2.: Hydrodynamische Druckpegel der ersten Ordnung (f_S) der pulsierenden Kugel. Vergleich von *panMARE* mit analytischer Berechnung.

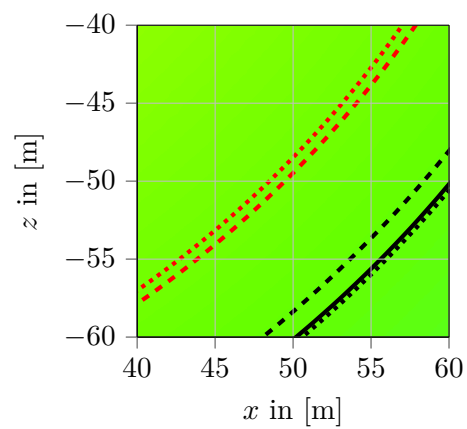
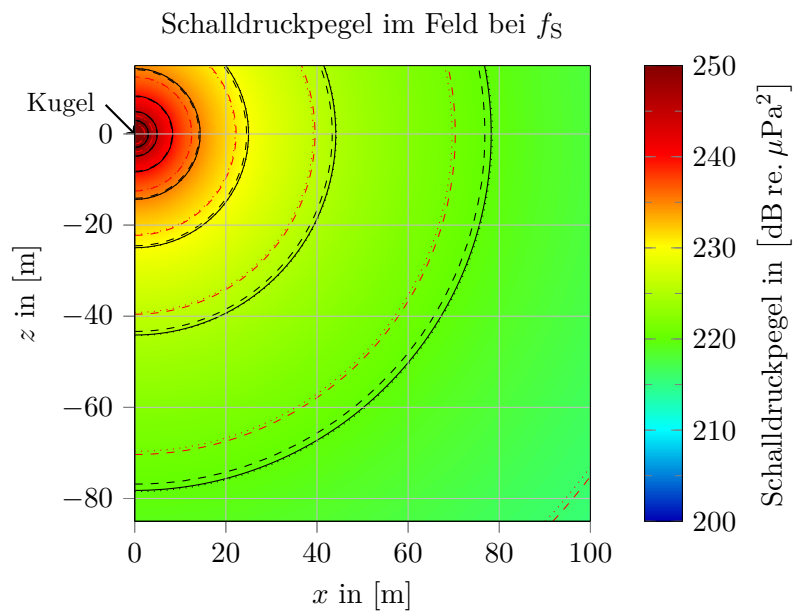


Abbildung 5.3.: Schalldruckpegel des direkten Pfades der ersten Ordnung (f_S) der pulsierenden Kugel. Vergleich der FW-H-Schalldruckpegel mit analytischen Druckpegeln.

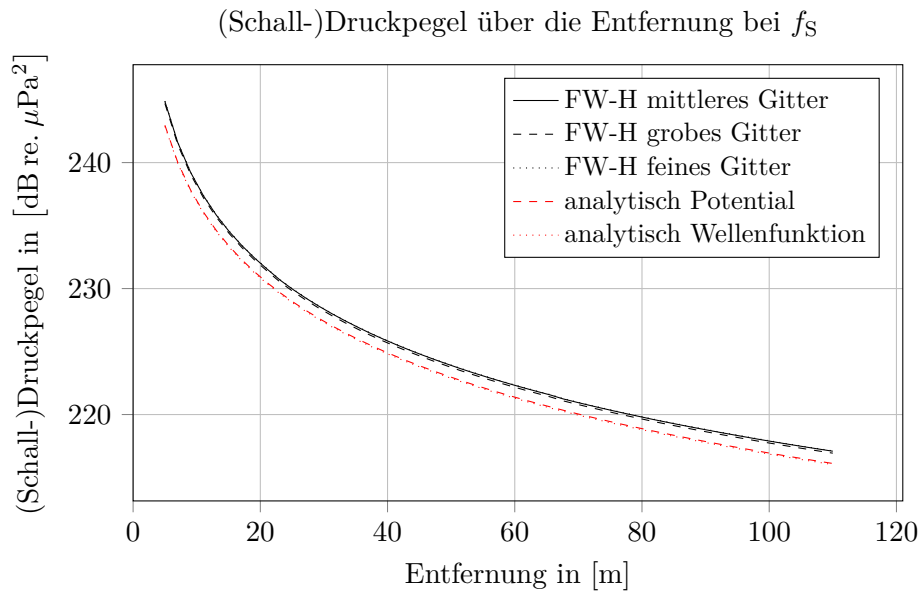
Die Pegelkonturen zeigen die zu erwartende sphärische Ausbreitung. Dabei nehmen die Pegel über die Entfernung von der Schallquelle quadratisch ab. Diese Abnahme ist auch in Abbildung 5.4 zu erkennen. Die Linienarten und -farben entsprechen denen in Abbildung 5.3.

Da in der FW-W-Gleichung die Kompressibilität des Fluids berücksichtigt wird, sind in den Pegeln Unterschiede zur inkompressiblen Berechnung zu erwarten. Die Abweichung wurde ebenfalls von Farassat, Brentner (1998) und Ianniello, De Bernardis (2015) aufgezeigt. Dieser Unterschied nimmt mit zunehmender Entfernung von der Kugel zu.

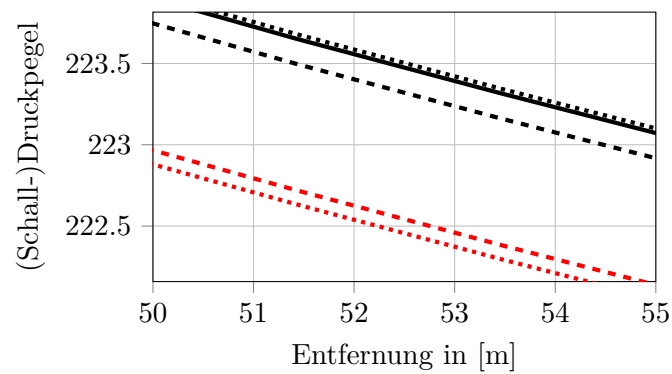
Als nächstes wird die Reflexion an der freien Wasseroberfläche bei $z = 15$ m ausgewertet. Der Reflexionsfaktor $R_{\Gamma_{FS}}$ ist in Abbildung 5.5 über den Einfallswinkel $\Theta_{\Gamma_{FS}}$ dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass bei jedem Einfallswinkel nahezu eine Totalreflexion mit einem Phasenwechsel von 180° auftritt. Die daraus resultierenden Schalldruckpegel des an der freien Wasseroberfläche reflektierten Pfades bei der Pulsfrequenz f_S sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Schalldruckpegel werden, wie bereits in Abbildung 5.3, mit gestrichelten Linien beim groben Gitter, mit durchgezogenen Linien und dem farbigen Feld für das mittlere Gitter und die gepunkteten Linien für das feine Gitter dargestellt. Die Reflexionsebene befindet sich am oberen Rand des Graphen. Die Pegelverteilung in Abbildung 5.6 entspricht der Verteilung des direkten Pfades in Abbildung 5.3 unterhalb von $z = -15$ m. Das Zentrum der konzentrischen Konturlinien liegt bei $x = 0$ m und $z = 30$ m, was dem Mittelpunkt der an der freien Wasseroberfläche gespiegelten Kugel entspricht. Zum Vergleich ist auch für diesen Punkt die Kontur der analytischen Berechnung in rot eingetragen.

Werden die hydrodynamischen Drücke des direkten Pfades und des reflektierten Pfades über die freie Wasseroberfläche superpositioniert, ergibt sich für die Pulsfrequenz f_S das Interferenzmuster in Abbildung 5.7. Die Schalldruckpegel werden mit durchgezogenen Linien und farbig für das mittlere Gitter dargestellt. Aus der Reflexion mit Phasenversatz ergibt sich eine destruktive Interferenz der Amplituden an der freien Wasseroberfläche. Ebenfalls sind von der freien Wasseroberfläche aus in Richtung 30° nach unten sowie senkrecht nach unten weitere destruktive Interferenz festzustellen. Diese wirken sich erst in einer gewissen Entfernung zu der Kugel aus, da im Nahbereich der direkte Pfad dominiert. Zwischen den Zonen destruktiver Interferenzen befinden sich Zonen konstruktiver Interferenzen. Um das Bild nicht zu überladen, werden die Ergebnisse aus den Simulationen mit grobem und feinem Gitter sowie der analytischen Berechnungen nicht dargestellt. Allerdings ergeben diese ein ähnliches Bild.

Als letzter Pfad wird die Reflexion am Seeboden bei $z = -85$ m hinzugenommen. Dabei wird Totalreflexion bei allen Einfallswinkeln angenommen. Das Feld der Schalldruckpegel ist in Abbildung 5.8 für die Pulsfrequenz f_S dargestellt. Die Farben und Konturlinien entsprechen jenen in den Abbildungen 5.3 und 5.6. Die Reflexionsebene befindet sich an dem unteren Ende des Graphen. Das Feld ist wiederum konzentrisch aufgebaut, wobei der Mittelpunkt bei $x = 0$ m und $z = 180$ m liegt, welcher dem Mittelpunkt der an dem Seeboden gespiegelten Kugel entspricht.



(a) Gesamte Linie.



(b) Detailansicht bei 223 dB.

Abbildung 5.4.: Schalldruckpegel des direkten Pfades der ersten Ordnung (f_S) der pulsierenden Kugel über die Entfernung zur Kugel. Vergleich der FW-H-Schalldruckpegel mit analytischen Druckpegeln.

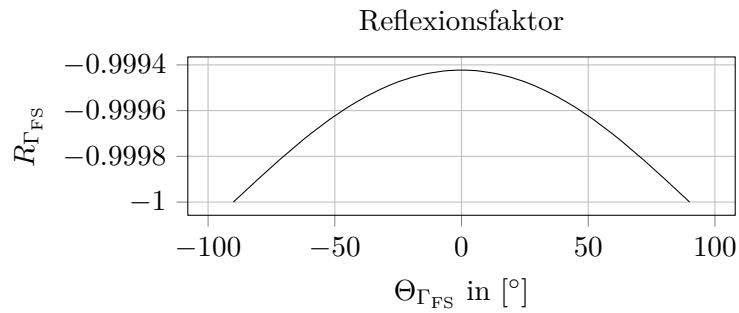


Abbildung 5.5.: Reflexionsfaktor $R_{\Gamma_{FS}}$ an der freien Wasseroberfläche über den Einfallswinkel $\Theta_{\Gamma_{FS}}$.

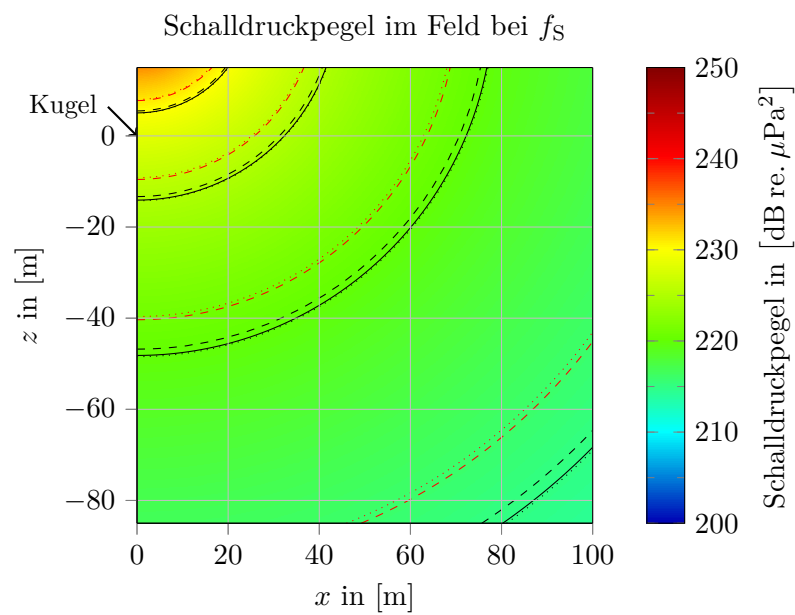


Abbildung 5.6.: Schalldruckpegel der Reflexion an der freien Wasseroberfläche der ersten Ordnung (f_s) der pulsierenden Kugel. Vergleich der FW-H-Schalldruckpegel mit analytischen Druckpegeln.

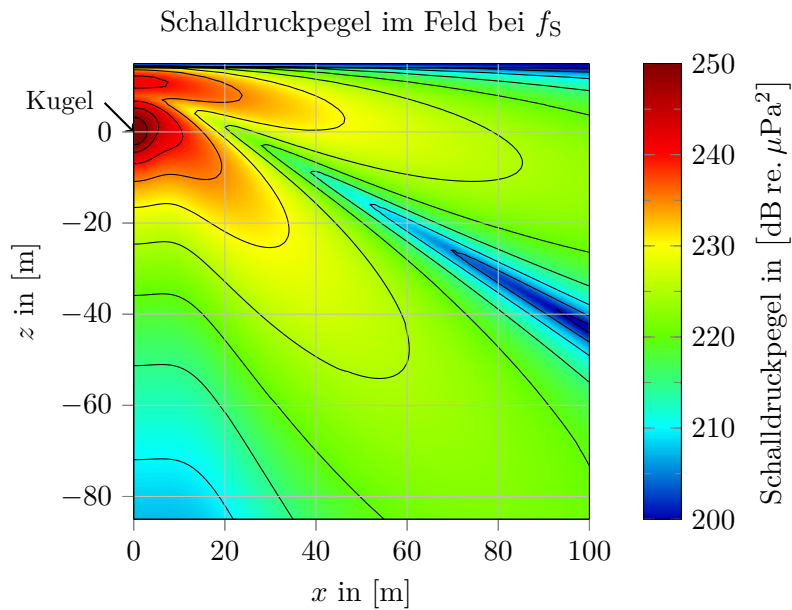


Abbildung 5.7.: Schalldruckpegel der Interferenz des direkten Pfades mit der Reflexion an der freien Wasseroberfläche der ersten Ordnung (f_S) der pulsierenden Kugel.

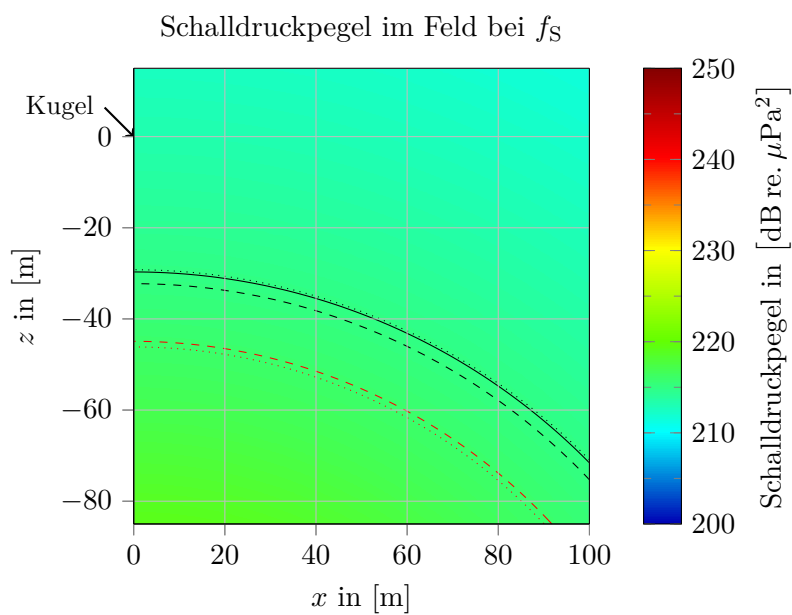


Abbildung 5.8.: Schalldruckpegel der Reflexion am Seeboden der ersten Ordnung (f_S) der pulsierenden Kugel. Vergleich der FW-H-Schalldruckpegel mit analytischen Druckpegeln.

Bei diesem einfachen Fall wurde nur der Verdrängungsanteil der Ffowcs Williams-Hawkins-Gleichung (4.6) quantitativ validiert, da die Kugel keine Auftriebskräfte erfährt und somit der Auftriebsanteil (vgl. Gleichung (4.7)) in Summe keinen Beitrag zum hydroakustischen Druck liefert. Da die Summe des Auftriebsanteils in den Berechnungen ebenfalls Null ergibt, ist dieser qualitativ validiert.

Die Interferenzmuster, welche sich aufgrund der Signallaufzeit und der Phasenänderung an der freien Wasseroberfläche ergeben, entsprechen den zu erwartenden Mustern für diesen einfachen Fall (vgl. Ainslie 2010, Abs. 9.1.2.1.4).

5.2. Propeller in Freifahrt

Um den Auftriebsanteil des hydroakustischen Schalls zu überprüfen und in Vorbereitung des nächsten Validierungsfalles wird ein Propeller in Freifahrt berechnet. Dabei wird die Genauigkeit der hydrodynamischen Simulation anhand des Vergleichs zwischen den berechneten und gemessenen Freifahrtkennwerten überprüft. Das hydroakustische Druckfeld wird ebenfalls berechnet und wiederum mit dem hydrodynamischen Druckfeld verglichen.

5.2.1. Aufbau des Rechenfalls

Bei der untersuchten Propellergeometrie handelt es sich um den Steuerbordpropeller des Forschungskatamarans „Princess Royal“ der Universität Newcastle (Atlas u. a. 2013; Aktas u. a. 2015; Carchen u. a. 2015). Die Hauptparameter des Propellers sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Tabelle 5.2.: Propellerparameter des Freifahrtfalls (Aktas u. a. 2015).

Variable		Wert
<i>Propeller</i>		
Durchmesser	$D = 2R$ [m]	0.750
Flügelzahl	z_P	5
Propellertyp		Festpropeller
Steigungsverhältnis bei $r/R = 0.7$	$P_{0,7}/D$	1.057
Sehnenlänge bei $r/R = 0.7$	$c_{0,7}$ [m]	0.352
Steigungswinkel (Skew)	[°]	19.000
Neigungswinkel (Rake)		0.000
Flächenverhältnis	A_e/A_0	1.057
Nabendurchmesserverhältnis	d_h/D	0.160

Für die Diskretisierung wurde eine Gitterstudie durchgeführt. Dabei wurde ein Gitter ermittelt, welches eine gute Genauigkeit in den Freifahrtergebnissen liefert. Gleichzeitig kann mit diesem Gitter die Schichtkavitation gut abgebildet werden (vgl. Abschnitt 5.3.2). Daher wird jedes Propellerblatt mit 20 Paneelen in Spannweiten- und 30 Paneelen in Sehnenrichtung diskretisiert. Zusätzlich ist jedes Propellerblatt an der Spitze mit 60 und an der Nabe mit 90 Paneelen verschlossen. Die Nabe selbst ist nicht modelliert. Die Diskretisierung ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Um die Rechenzeit in der folgenden Validierung möglichst gering zu halten, wird der Propellernachlauf (Wake-Fläche) nicht verformt. Zum Vergleich werden die hydrodynamischen Berechnungen sowohl mit frei verformender Wake-Fläche als auch mit vorgegebener Wake-Fläche entsprechend der ungestörten Anströmung durchgeführt.

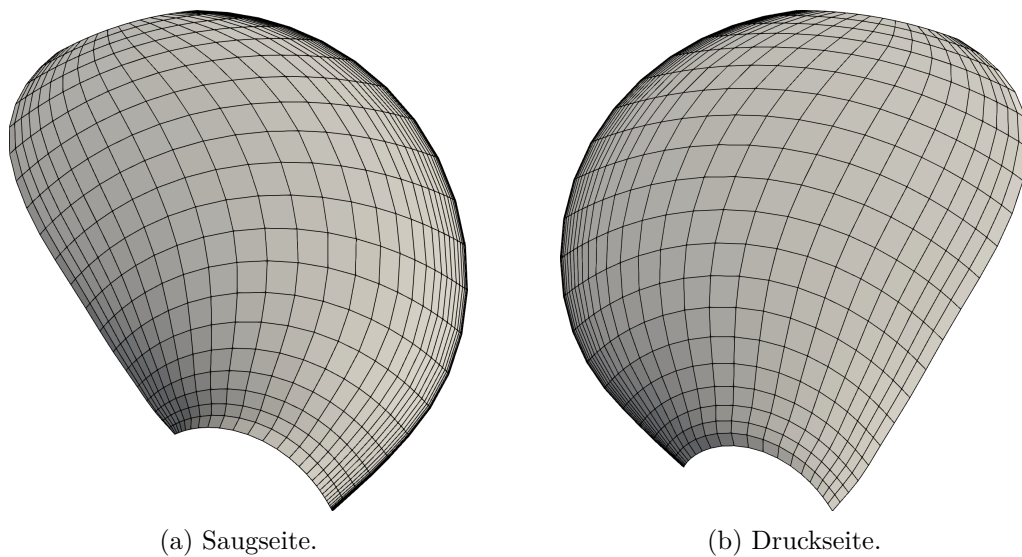


Abbildung 5.10.: Diskretisierung der Propellerflügel.

5.2.2. Berechnung der Freifahrtkennwerte des Propellers

Abbildung 5.11 zeigt das Freifahrtendiagramm über den Fortschrittsgrad J_{adv} . Die Simulationsergebnisse von *panMARE* werden mit den Messergebnissen von Carchen u. a. (2015) verglichen. Dabei zeigt sich für die frei verformbare Wake-Fläche eine sehr gute Übereinstimmung in Schub und Moment im Bereich $J_{adv} \geq 0.5$. Bei kleineren Fortschrittsgraden zeigt das Moment einen für Randelementverfahren typischen Abfall gegenüber den Messwerten. Die Differenz zwischen den Ergebnissen aus *panMARE* und den Messergebnissen im Wirkungsgrad ergibt sich aus den kumulierten Differenzen in Schub und Moment. Bei einer vordefinierten Wake-Fläche tritt der Fehler bei Schub und Moment bei $J_{adv} < 0.6$ auf.

5.2.3. Ergebnisse der hydroakustischen Auswertung

Die Schallvorhersage erfolgt hier exemplarisch für einen Fortschrittsgrad $J_{adv} = 0.554$. Alle weiteren Simulationsparameter sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Die Auswertung der Ffowcs Williams-Hawkings-Gleichung wird in der Propellerebene durchgeführt.

Die resultierenden Schalldruckpegel des direkten Pfads bei der Blattfrequenz f_B sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Die Ansicht zeigt die Propellerebene von hinten. Der Propeller ist mit maßstäblichem Durchmesser als Skizze in einem weißen Kreis links oben zu sehen. Die Schalldruckpegel des hydroakustischen Drucks p' bei der Blattfrequenz f_B werden im Feld sowohl farbig als auch als durchgezogene Konturlinien dargestellt. Zum Vergleich werden die Druckpegel des hydrodynamischen Drucks p bei derselben Frequenz

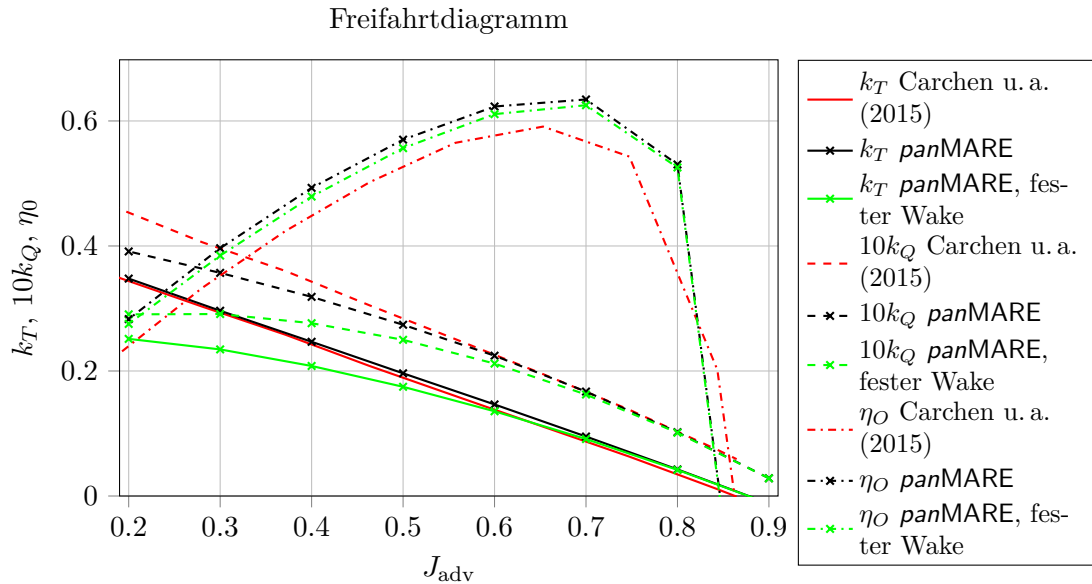


Abbildung 5.11.: Freifahrtstrahlungsdiagramm mit Vergleich von *panMARE* und veröffentlichten Ergebnissen von Carchen u. a. (2015).

Tabelle 5.3.: Simulationsparameter des Freifahrtfalls.

Variable			Wert
<i>Simulation</i>			
Fortschrittsgrad	J_{adv}		0.554
Zeitschrittweite	Δt	$[10^{-4} \text{ s}]$	3.899
Winkel pro Zeitschritt		$[^\circ \text{ s}^{-1}]$	2
Blattfrequenz	f_B	$[\text{Hz}]$	71.250
<i>FW-H-Gleichung</i>			
Dichte des Fluids	ρ	$[\text{kg m}^{-3}]$	1025.000
Schallgeschwindigkeit des Fluids	c	$[\text{m s}^{-1}]$	1500.000

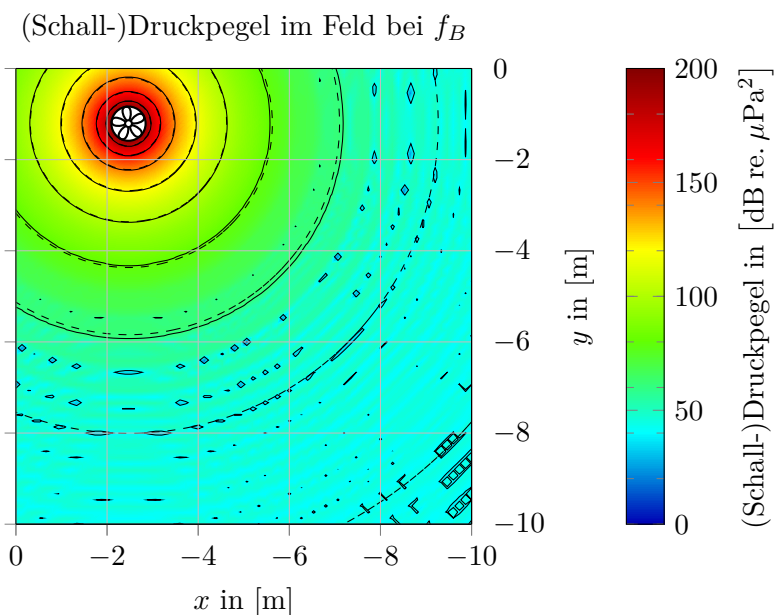


Abbildung 5.12.: Schalldruckpegel des direkten Pfades der ersten Ordnung (f_B) des Propellers in Freifahrt. Vergleich des FW-H-Schalldruckpegels mit hydrodynamischem Druckpegel.

als gestrichelte Linie dargestellt. Beide Pegelverteilungen zeigen die zu erwartende sphärische Ausbreitung. Dabei nehmen die Pegel beider Verfahren über die Entfernung von der Schallquelle quadratisch ab. Zum Vergleich sind die Pegel über den Abstand zur Propellerachse in Abbildung 5.13 dargestellt. Hierbei unterscheiden sich die berechneten hydrodynamischen und hydroakustischen Pegel bis zu einer Entfernung von 3.5 m von der Propellerachse kaum. Sobald die Schalldruckpegel unter 60 dB fallen, zeigen sich Störungen im hydroakustischen Signal, siehe Abbildungen 5.12 und 5.13. Diese Störungen ergeben sich aus der Diskretisierung und der Interpolation zwischen den hydrodynamischen Simulationsschritten, siehe Abschnitt 4.3: Da die hydrodynamische Simulation für diskrete Zeitschritte erfolgt, wird die FW-H-Gleichung (4.9) für zwei Zeitpunkte ausgewertet. Diese zwei Zeitpunkte ergeben sich aus der Signallaufzeit, und es werden hydrodynamische Simulationsdaten von aufeinanderfolgenden hydrodynamischen Zeitschritten verwendet. Dabei werden teilweise für benachbarte Paneele die Daten aus unterschiedlichen hydrodynamischen Zeitschrittpaaren verwendet. Somit ergeben sich kleine Störungen, welche in diesem Fall in der Fouriertransformation Störungen in der Größenordnung von $60 \text{ dB} \approx 1 \text{ mPa}$ hervorrufen. Diese Pegel liegen deutlich unterhalb der gezeigten Schalldruckpegel der Kugel in Abbildung 5.4, allerdings treten die Störungen auch bei der Kugel in entsprechend großer Entfernung auf.

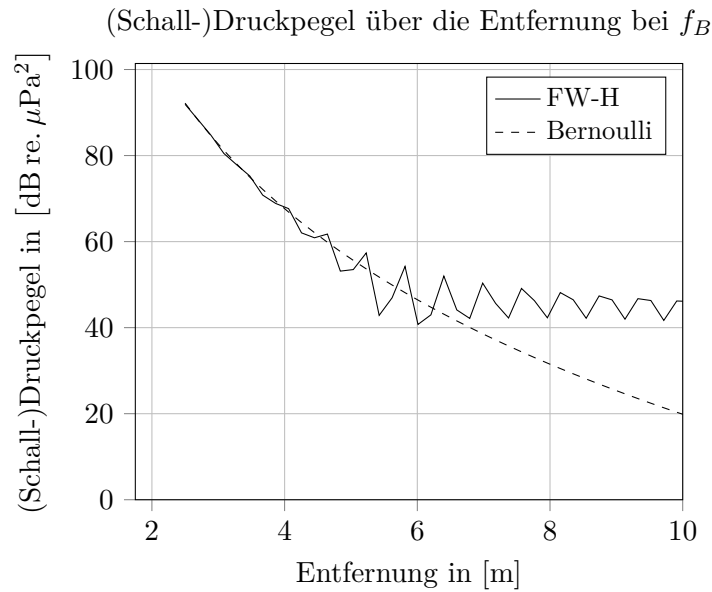


Abbildung 5.13.: (Schall-)Druckpegel des direkten Pfades der ersten Ordnung (f_B) des Propellers in Freifahrt über die Entfernung zur Propellerachse. Vergleich des FW-H-Schalldruckpegels mit hydrodynamischem Druckpegel.

5.2.4. Zusammenfassung der Ergebnisse

Die berechneten Ergebnisse entsprechen den erwarteten Werten für einen frei fahrenden Propeller mit großer Blattzahl. Dabei zeigt sich, dass eine hydroakustische Auswertung unter Berücksichtigung der Auftriebskräfte zu sinnvollen Werten führt.

Allerdings ist die Vorhersage sehr kleiner Schalldruckpegel (< 60 dB) bzw. Schalldruckamplituden (< 1 mPa) problematisch, da bei derartig kleinen Pegeln bzw. Amplituden numerische Störungen aufgrund der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung auftreten.

5.3. Propeller hinter einem Schiff

Als letzter Validierungsfall wird der Forschungskatamaran „Princess Royal“ der Universität Newcastle (Atlas u. a. 2013; Aktas u. a. 2015) simuliert und die hydroakustische Schallabstrahlung berechnet. Abbildung 5.14 zeigt ein Foto des Schiffes. Das Schiff hat



Abbildung 5.14.: Forschungskatamaran „Princess Royal“ der Universität Newcastle (Turkmen u. a. 2017).

eine Länge über alles von 18.88 m, eine Breite über alles von 7.34 m und während Messfahrten einen Tiefgang von 1.83 m (Atlas u. a. 2013; Aktas u. a. 2015). Die beiden Katamaranrümpfe sind symmetrisch und haben jeweils eine Breite von 2.44 m. Jeder der beiden Rümpfe ist mit einem Propeller ausgestattet.

In der Simulation wird die Umströmung des Hinterschiffes und Propellers bei Geradeausfahrt berechnet und das hydroakustische Feld ausgewertet. Die Ergebnisse werden mit Messwerten von Brooker, Humphrey 2016 verglichen.

5.3.1. Aufbau der Rechenfälle

Voruntersuchungen ergaben, dass im vorderen Bereich des Rumpfes nur vernachlässigbare Druckschwankungen auftreten und das Entfernen des Vorschiffes die Simulationsergebnisse nur minimal beeinflusst. Daher konnte eine deutliche Reduktion des Rechenaufwands durch die Berechnung der Umströmung nur des Hinterschiffs und des Propellers erreicht werden.



Abbildung 5.15.: Heck des Steuerbordrumpfes des Forschungskatamarans „Princess Royal“ der Universität Newcastle (Atlas u. a. 2013).

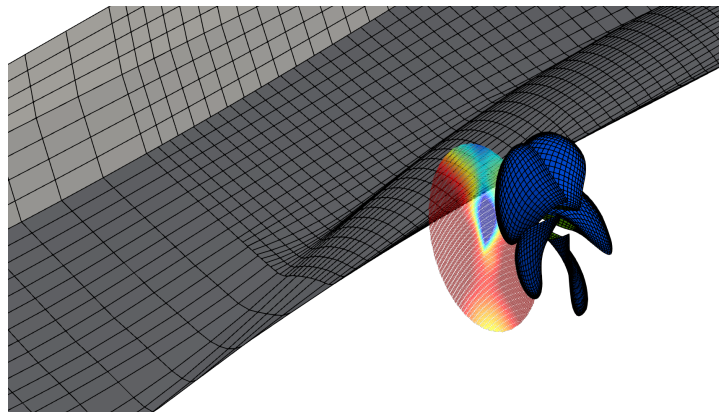


Abbildung 5.16.: Diskretisierung des Hecks des Steuerbordrumpfes des Forschungskatamarans „Princess Royal“ der Universität Newcastle.

Die Simulation wird für mehrere Betriebszustände durchgeführt, für welche dieselbe Diskretisierung verwendet wird. Dafür werden das Hinterschiff und der Propeller modelliert. Zum Vergleich zeigen die Abbildung 5.15 ein Foto des Hinterschiffes und die Abbildung 5.16 die Diskretisierung in *panMARE*. In der Simulation wird das Totholz mit der Wellenleitung nicht modelliert, sondern durch ein gemessenes Nachstromfeld inklusive des viskosen Anteils der Rumpfumströmung ersetzt. Ebenfalls wird das Ruder nicht modelliert. Aufgrund der Symmetrie des Schiffes werden für die hydrodynamische Berechnung nur der Steuerbordrumpf und -Propeller diskretisiert. Von dem Rumpf werden die hinteren 5.78 m bis zur freien Wasseroberfläche modelliert. Eine Gitterstudie ergab, dass oberhalb des Propellers eine Gitterverfeinerung benötigt wird, was zu einer mehrstufigen Verfeinerung und insgesamt 2624 Paneelen führte, wobei nicht alle in Abbildung 5.16 gezeigt werden. Der Propeller ist derselbe wie in Abschnitt 5.2 und wird mit derselben Diskretisierung verwendet. Dabei wird, je nach Simulationsfall, auf der Druck- und Saugseite Schichtkavitation modelliert. Dies sind die roten Paneele in Abbildung 5.16. Die Propellernachlaufäche ist über 2.5 Propellerumdrehungen diskretisiert und wird nicht verformt, da einerseits die Rechenzeit deutlich vergrößert würde und andererseits die Kavitationsberechnung nur sehr langsam konvergiert.

Der nominelle Schiffsnachstrom ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Dieser ist mit 48456 Punkten modelliert und wirkt nur auf die Paneele des Propellers.

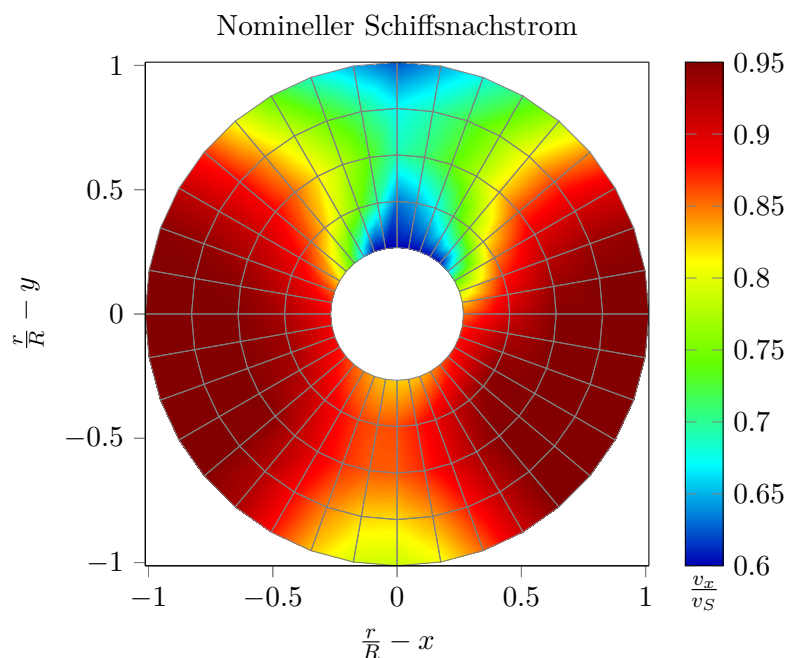


Abbildung 5.17.: Nominelles Nachstromfeld mit axialer Anströmgeschwindigkeit v_x normalisiert mit der Schiffsgeschwindigkeit v_S (Shi u. a. 2018).

In den numerischen Simulationen wurden die Schiffsgeschwindigkeit und Propellerdrehzahl entsprechend den Messfahrten von Brooker, Humphrey (2016) und Aktas u. a. (2015) verwendet. Die Parameter sind in Tabelle 5.4 aufgeführt. In den ersten beiden

Tabelle 5.4.: Simulationsparameter der einzelnen Betriebspunkte des Propellers hinter einem Schiff.

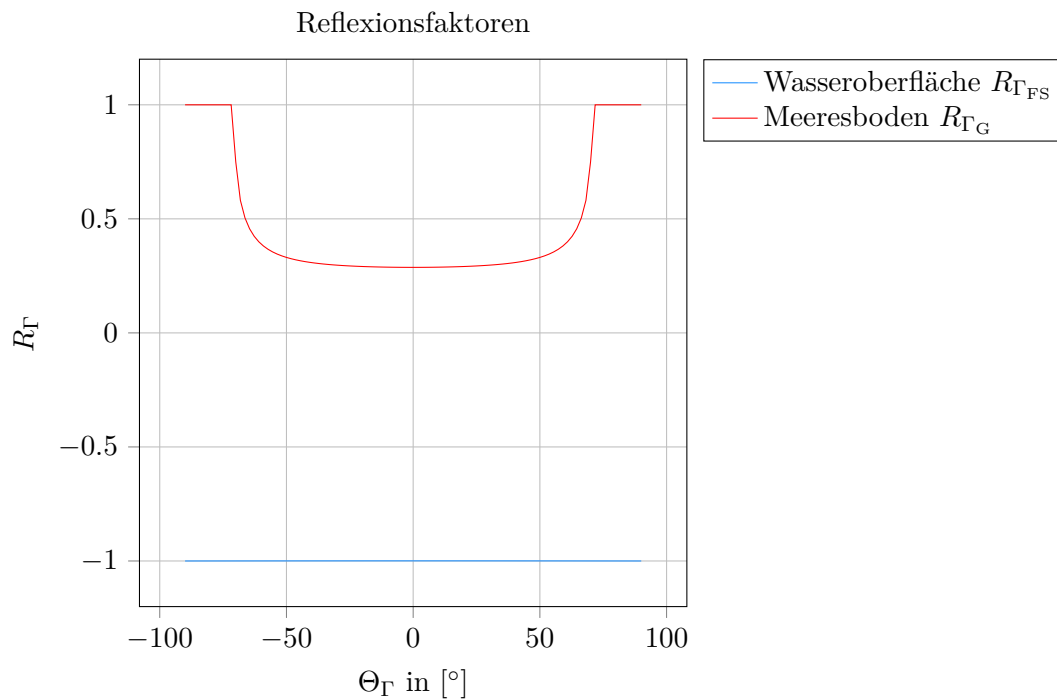
Variable			Wert			
Fall			#1	#2	#3	#4
<i>Schiff</i>						
Geschwindigkeit	v_S	[kn]	4.78	7.10	9.35	11.51
		$[\text{m s}^{-1}]$	2.46	3.63	4.81	5.92
<i>Propeller</i>						
Tauchung der Propellerachse	d_S	[m]	1.21	1.21	1.21	1.21
Rotationsrate	n	$[\text{min}^{-1}]$	342.80	514.20	682.10	855.00
		$[\text{s}^{-1}]$	5.71	8.57	11.68	14.25
Blattfrequenz	f_B	[Hz]	28.57	42.85	56.84	71.25
Winkel pro Zeitschritt		$[\text{°}]$	2.00	2.00	2.00	2.00
Schubbelastungsgrad	c_{Th}		1.85	1.89	2.27	2.36
Kavitationszahl	σ		1.20	0.54	0.30	0.19
Schichtkavitation			Nein	Nein	Ja	Ja

Fällen trat keine Schichtkavitation in den Messungen von Turkmen u. a. (2017) auf und wird dementsprechend auch nicht in den Simulationen modelliert. Die gemeinsamen Umgebungsparameter aller Fälle sind in Tabelle 5.5 enthalten. Die Daten zum Seeboden wurden Williams u. a. (2009) entnommen, wobei ähnliche Werte auch in Urban (2002) angegeben werden. Aus den physikalischen Eigenschaften der Luft (Dichte $\rho_{\Gamma,FS}$ und Schallgeschwindigkeit $c_{\Gamma,FS}$) sowie des Meeresbodens (Dichte $\rho_{\Gamma,G}$ und Schallgeschwindigkeit $c_{\Gamma,G}$) ergeben sich die in Abbildung 5.18 dargestellten Verläufe der Reflexionsfaktoren R_{Γ} . Es zeigt sich, dass an der Wasseroberfläche bei jedem Einfallswinkel Θ_{Γ} nahezu Totalreflexion mit einer Phasenverschiebung von 180° auftritt. Am Meeresboden hingegen tritt im Bereich von $\pm 45^\circ$ Reflexion von 35 % des Schalls ohne Phasenverschiebung auf, welche zu $\pm 71.82^\circ$ auch hier zu einer Totalreflexion übergeht.

Um die Konvergenz zu beschleunigen, wird der Ablauf der Simulation folgendermaßen gesteuert, siehe Abbildung 5.19: Die Rechnung beginnt mit einer großen Zeitschrittweite, wodurch der Propeller um 72° pro Zeitschritt gedreht wird. Der Zeitschritt wird in den ersten 10 Iterationen linear auf den Zielzeitschritt Δt entsprechend 2° pro Zeitschritt, reduziert. Dadurch stellt sich eine sinnvolle Dipolstärke im Wake an der Propelleraustrittskante ein, bevor nach eineinhalb Propellerumdrehungen die Kavitation aktiviert wird. Damit kein Überschwingen der Kavitationsausdehnung vor dem konvergierten Zustand entsteht, wird der Dampfdruck von dem niedrigsten Druck p_{\min} auf dem Propeller entsprechend einer Sinusverteilung zwischen 0 und $\frac{1}{2}\pi$ auf den Dampfdruck p_v erhöht.

Tabelle 5.5.: Gemeinsame Simulationsparameter aller Betriebspunkte des Propellers hinter einem Schiff.

Variable			Wert
<i>Fluid</i>			
Fluiddichte	ρ_0	$[\text{kg m}^{-3}]$	1025.00
Dampfdruck	p_V	$[\text{Pa}]$	2500.00
Schallgeschwindigkeit	c_0	$[\text{m s}^{-1}]$	1500.00
<i>FW-H-Gleichung</i>			
Dichte der Luft	$\rho_{\Gamma, \text{FS}}$	$[\text{kg m}^{-3}]$	1.29
Schallgeschwindigkeit in der Luft	$c_{\Gamma, \text{FS}}$	$[\text{m s}^{-1}]$	343.20
Wassertiefe	d_G	$[\text{m}]$	100.00
Dichte des Seebodens	$\rho_{\Gamma, \text{G}}$	$[\text{kg m}^{-3}]$	1746.60
Schallgeschwindigkeit im Seeboden	$c_{\Gamma, \text{G}}$	$[\text{m s}^{-1}]$	1590.00

Abbildung 5.18.: Reflexionsfaktoren $R_{\Gamma_{\text{FS}}}$ an der freien Wasseroberfläche und $R_{\Gamma_{\text{G}}}$ am Seeboden über den Einfallswinkel Θ_Γ .

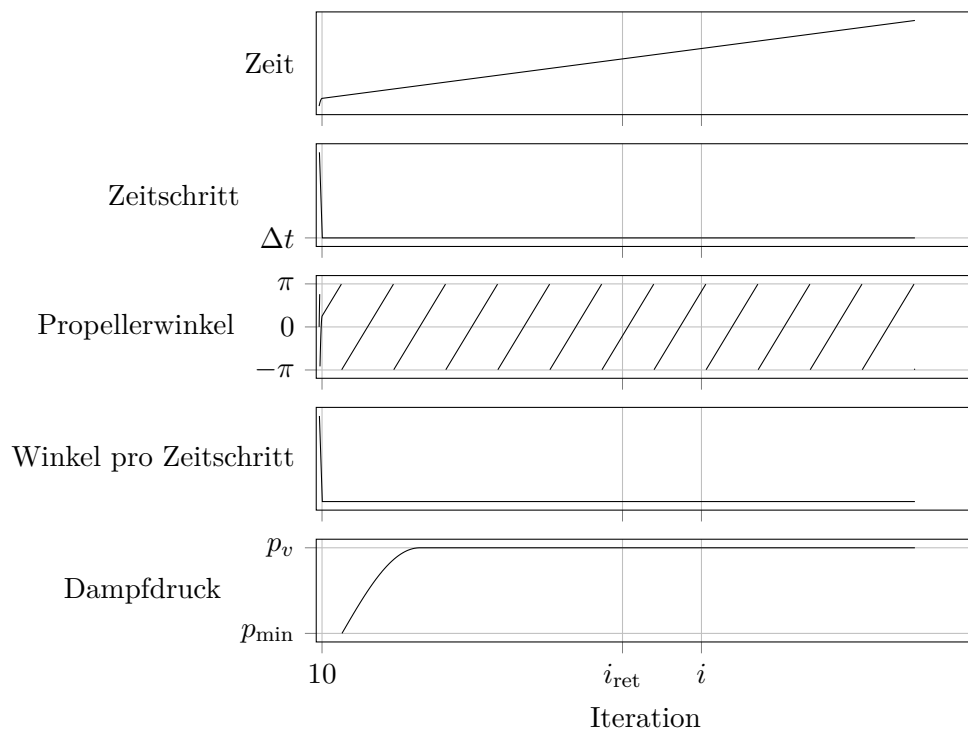


Abbildung 5.19.: Schematischer Ablauf der Simulationen.

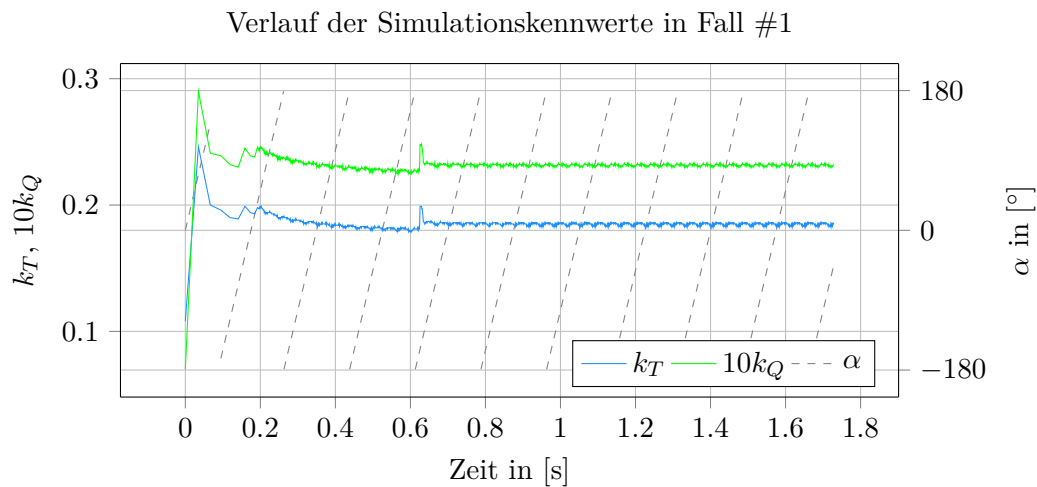


Abbildung 5.20.: Verlauf des Schub- k_T und Momentenbeiwerts k_Q in Fall #1 über die Zeit.

Nach der Konvergenz der Kavitation wird bei ca. 8.5 Propellerumdrehungen (Iteration i) mit der hydroakustischen Auswertung über 4 Propellerumdrehungen begonnen. Aufgrund der Signallaufzeit werden für einige Auswertpunkte und -zeiten Daten der hydrodynamischen Simulation bis zu 1.5 Umdrehungen eher (Iteration i_{ret}) verwendet.

5.3.2. Ergebnisse der hydrodynamischen Auswertung

Im Folgenden wird die hydrodynamische Simulation für alle vier Fälle ausgewertet.

Fall #1: In Abbildung 5.20 ist der Verlauf des Schub- k_T und Momentenbeiwerts k_Q des Propellers über die Zeit im Fall #1 gezeigt. Am Beginn entwickelt sich der Propellernachstrom von nur einem Paneel an der Propellerhinterkante zu voller Länge. Daher werden die Dipolstärken auf diesen ersten Wake-Paneelen sehr groß und entsprechend der Schub- k_T und Momentenbeiwert k_Q deutlich überschätzt. Diese Beiwerte konvergieren zu einem periodischem Verlauf, bis bei 0.625 s die ersten Wake-Paneele abgeschnitten werden. Durch das Abschneiden des Anfahrwirbels mit großen Dipolstärken ergibt sich eine abrupte Veränderung der Dipolstärken auf dem Propeller, was zu einem Peak in Schub- k_T und Momentenbeiwert k_Q führt. Danach konvergieren die beiden Werte erneut auf einen periodischen Verlauf. Die Frequenz des periodischen Verlaufs entspricht der Blattfrequenz f_B .

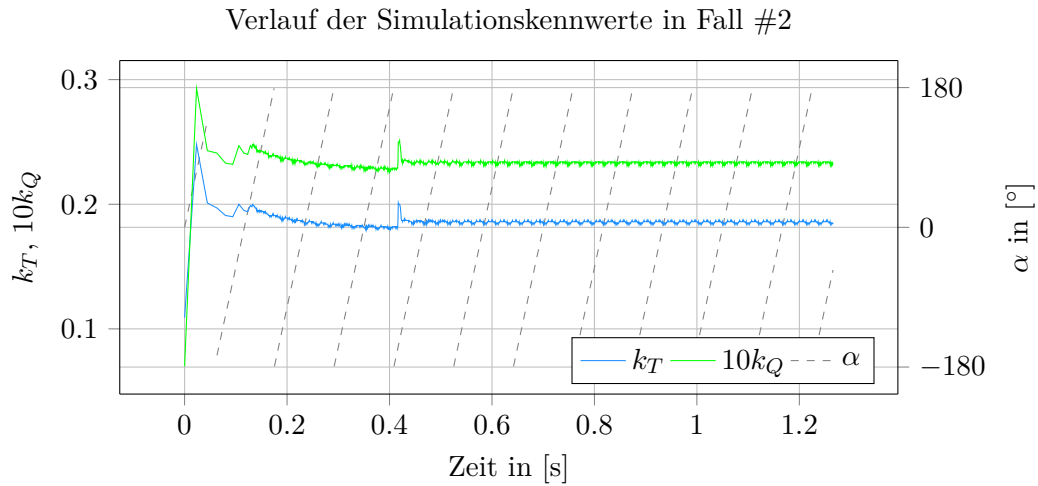


Abbildung 5.21.: Verlauf des Schub- k_T und Momentenbeiwerts k_Q in Fall #2 über die Zeit.

Fall #2: Ein ähnliches Verhalten wie in Fall #1 zeigt sich auch für Fall #2 in Abbildung 5.21. Da die Anzahl der simulierten Propellerrotationen immer identisch ist, verkürzt sich die simulierte Zeit entsprechend. Daher werden hier die ersten Wake-Paneele bei 0.417s abgeschnitten. Das Abschneiden hat wiederum einen Peak in den Schub- und Momentenverläufen zur Folge. Die finalen Schub- k_T und Momentenbeiwerte k_Q sind nur minimal höher als in Fall #1.

Fall #3: Im Fall #3 wird Kavitation berücksichtigt. Daher ist in Abbildung 5.22 zusätzlich zum Schub- und Momentenverlauf die Ausdehnung A_{cav} der Kavitation mit aufgetragen. Das prinzipielle Verhalten ist wiederum ähnlich zu den Fällen #1 und #2, wobei hier der Schub- k_T und Momentenbeiwert k_Q deutlich höher sind. Beide konvergieren in Richtung eines periodischen Verhaltens. Dabei treten hochfrequente Störungen der Beiwerte auf, welche aus der Kavitation resultieren (siehe unten). Dann wird bei 0.314s der Anfahrwirbel abgeschnitten, und der charakteristische Peak und eine erneute Konvergenz treten auf.

Bei 0.132s werden die Kavitation aktiviert und der Dampfdruck entsprechend einer Sinusverteilung zwischen 0 und $\frac{1}{2}\pi$ auf den Endwert p_V angehoben (vgl. Abbildung 5.19). Mit fortschreitender Simulation nimmt der Dampfdruck und damit die Kavitationsausdehnung A_{cav} zu. Bei 0.396s erreicht der Dampfdruck den Endwert p_V , und die Kavitation hat die finale Ausdehnung. Die Zunahme der Kavitationsausdehnung ist nicht proportional zu dem Verlauf der Dampfdruckerhöhung, da anfangs die Kavitation auf einigen wenigen Paneelen mit sehr geringen Drücken beginnt und die meisten Paneelen mit Kavitation nur einen Druck geringfügig unter Dampfdruck haben. Der weitere Verlauf der Ausdehnung zeigt einen periodischen Charakter, wobei die Frequenz der

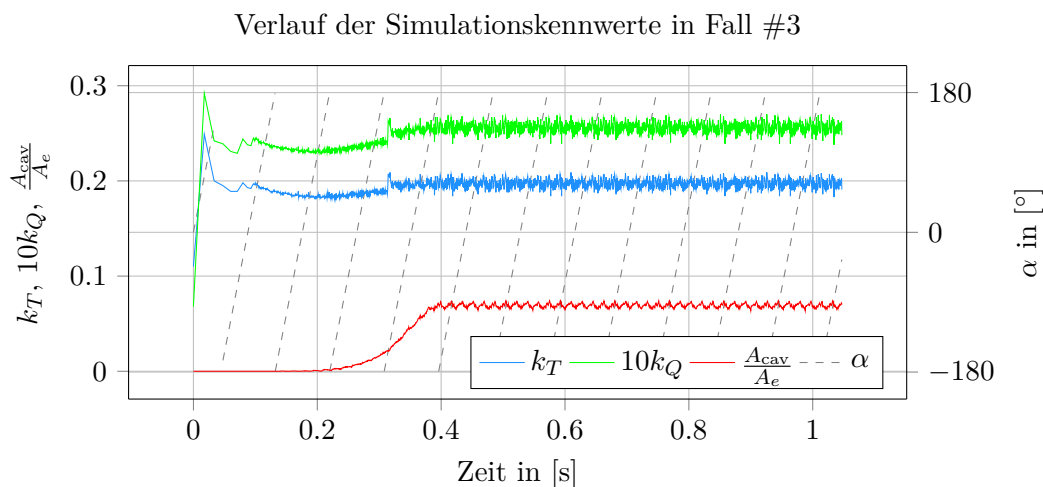


Abbildung 5.22.: Verlauf des Schub- k_T und Momentenbeiwerts k_Q und der Kavitationsausdehnung A_{cav} in Fall #3 über die Zeit.

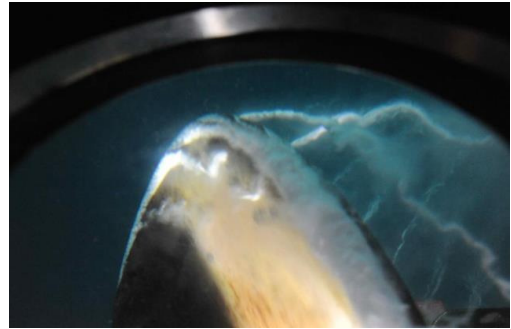
Blatffrequenz f_B entspricht. Im Gegensatz zu den Fällen #1 und #2 treten hier größere Schwankungen im Schub- und Momentenverlauf auf, welche auf Schwankungen der Kavitationsausdehnung zurückzuführen sind. Allerdings ist der Peak beim Abschneiden der ersten Wake-Paneele nicht in der Kavitationsausdehnung zu erkennen.

Die Kavitationsausdehnung wird in Abbildung 5.23 mit Fotos des Propellers im gleichen Betriebspunkt aus Turkmen u. a. (2017) und Sampson u. a. (2015) verglichen. Der Blick auf den Propeller aus Abbildung 5.23a ist in Abbildung 5.23c nachgestellt, sodass ein Vergleich des Kavitationsbildes erleichtert wird. Abbildung 5.23d zeigt die Saugseite des Propellers im gleichen Simulationsschritt. In den Abbildungen 5.23a und 5.23b ist eine schmale Ausdehnung der Kavitationsschicht im Bereich der Eintrittskante auf der Saugseite erkennbar, welche in einen kavitierenden Spitzenwirbel übergeht. Dahinter befindet sich ein Bereich mit Wolkenkavitation. Die Abbildungen 5.23c und 5.23d der Simulationsergebnisse zeigen, dass die Schichtkavitation passend abgebildet wird, allerdings die Ausdehnung den Bereich der Wolkenkavitation mit einschließt. Der Verlauf des kavitierenden Spitzenwirbels ist in der Simulation nicht zu erkennen.

Fall #4 Die Ergebnisse in Fall #4 sind ähnlich denen aus Fall #3. Der Verlauf von Schub, Moment und Kavitationsausdehnung ist in Abbildung 5.24 dargestellt. Der Schub und das Moment nehmen gegenüber Fall #3 zu. Beim Aktivieren der Kavitation bei 1.053 s gibt es einen kleinen Peak im Schub- und Momentenverlauf. Danach konvergieren beide Werte bereits vor dem Abschneiden des Anfahrwirbels bei 0.250 s auf dem finalen Niveau. Beim Abschneiden der ersten Wake-Paneele gibt es wiederum einen Peak. Auf dem finalen Niveau ist der Verlauf von Schub und Moment ebenfalls periodisch mit der Blatffrequenz.



(a) Turkmen u. a. (2017).



(b) Sampson u. a. (2015).

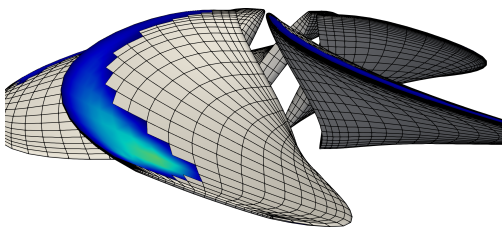
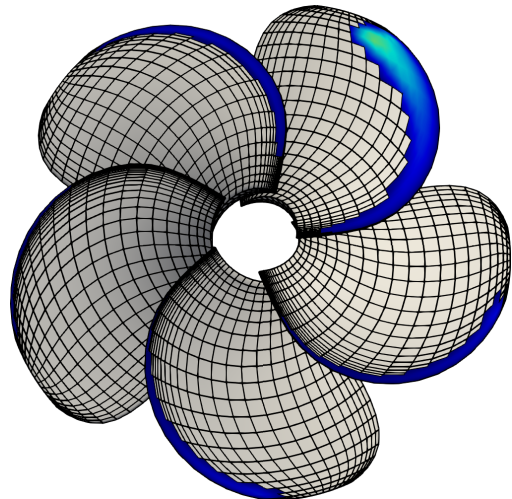
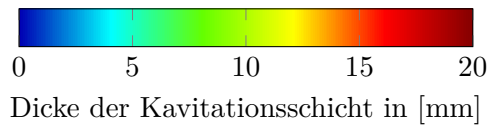
(c) *panMARE*.(d) *panMARE* Saugseite.

Abbildung 5.23.: Vergleich der Kavitation in Fall #3.

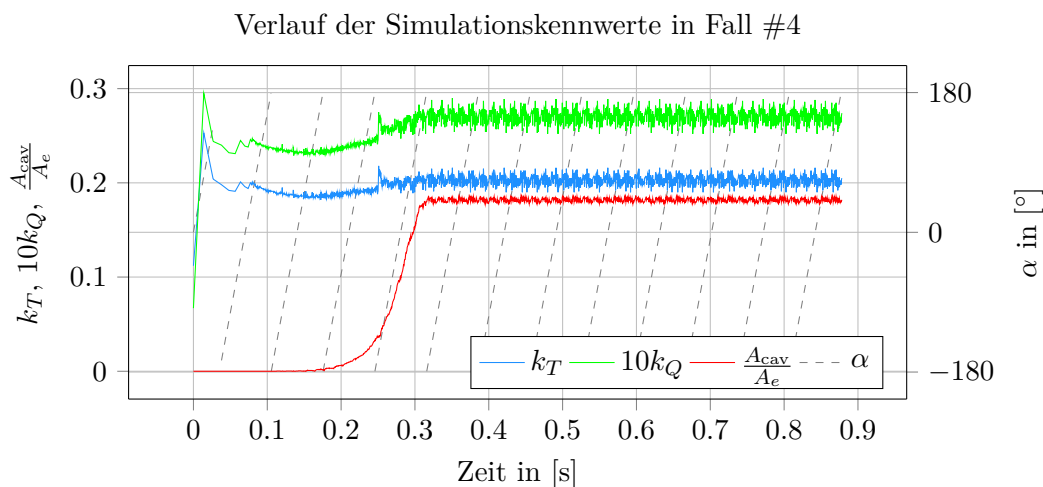


Abbildung 5.24.: Verlauf des Schub- k_T und Momentenbeiwerts k_Q und der Kavitationsausdehnung A_{cav} in Fall #4 über die Zeit.

Die Kavitationsausdehnung A_{cav} nimmt wie in Fall #3 nach der Aktivierung der Kavitation bei 0.105s zu und erreicht den finalen Wert bei 0.318s. Der weitere Verlauf ist wieder periodisch mit der Blattfrequenz, allerdings mit kleineren Amplituden als in Fall #3.

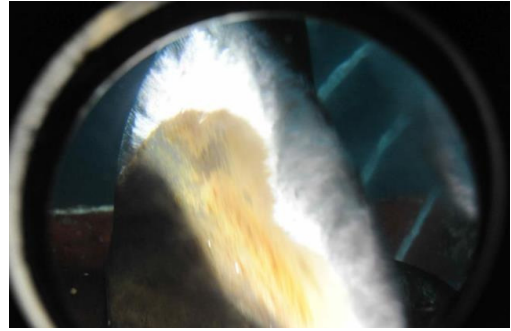
In Abbildung 5.25 wird die Kavitationsausdehnung Fotos aus Turkmen u. a. (2017) und Sampson u. a. (2015) gegenübergestellt. In der Abbildung 5.25a ist Schichtkavitation zu sehen. Abbildung 5.25d zeigt eine dazu passende Ausdehnung in der Simulation. Der in Abbildung 5.23b sichtbare Wirbel mit Wolkenkavitation im Bereich der Blattspitze am Übergang zu einem Spitzenwirbel ist ebenfalls in der Simulation abgebildet. Dies ist als abgesetzte Kavitationsschicht in der Abbildung 5.23c links unten und in Abbildung 5.23d rechts oben erkennbar.

5.3.3. Ergebnisse der hydroakustischen Auswertung

Die Auswertung der Simulationsergebnisse hinsichtlich des hydroakustischen Drucks erfolgt in der Propellerebene. Diese ist in Abbildung 5.26 als Ansicht von hinten in Fahrtrichtung dargestellt. Die Ebene reicht in vertikaler Richtung vom Seeboden am unteren Rand bis zur freien Wasseroberfläche am oberen Rand. Das Schiff befindet sich in der Mitte; dargestellt sind die beiden Rümpfe des Katamarans an der Wasseroberfläche. Der Auswertungsbereich erstreckt sich um 120m seitlich in beide Richtungen. Des Weiteren befinden sich in 100m Entfernung zur Schiffsängsachse Messpunkte in 10m, 25m und 45m Tiefe. Dies entspricht der Hydrophananordnung in den Messfahrten von Brooker, Humphrey (2016).



(a) Turkmen u. a. (2017).



(b) Sampson u. a. (2015).

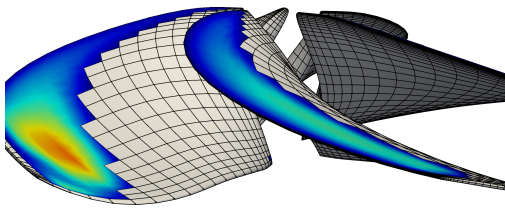
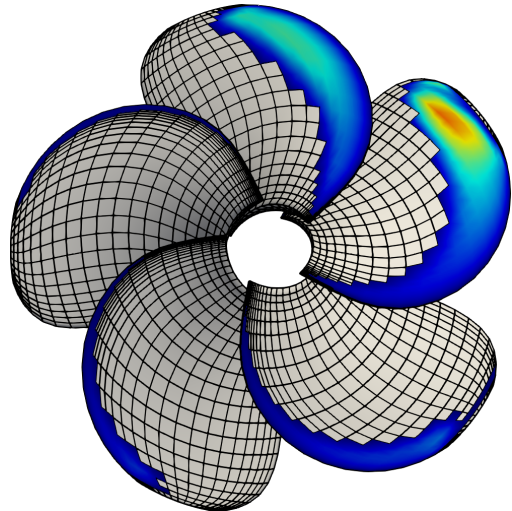
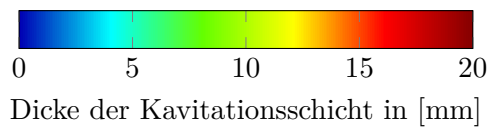
(c) *panMARE*.(d) *panMARE* Saugseite.

Abbildung 5.25.: Vergleich der Kavitation in Fall #4.

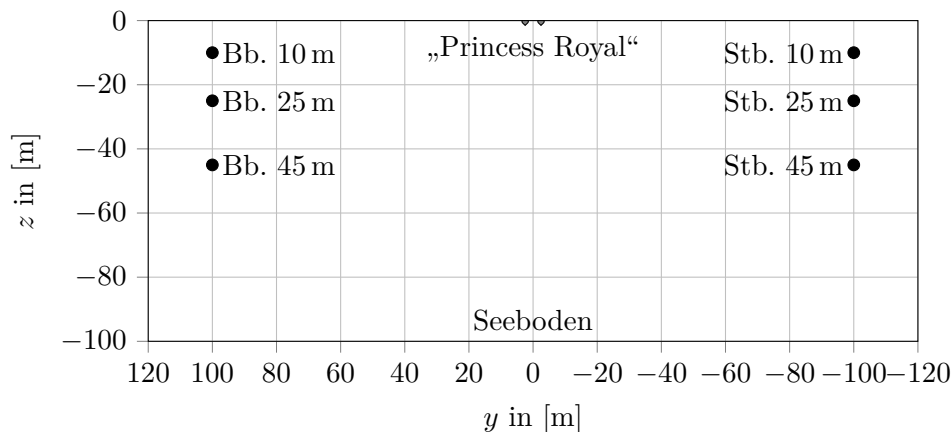


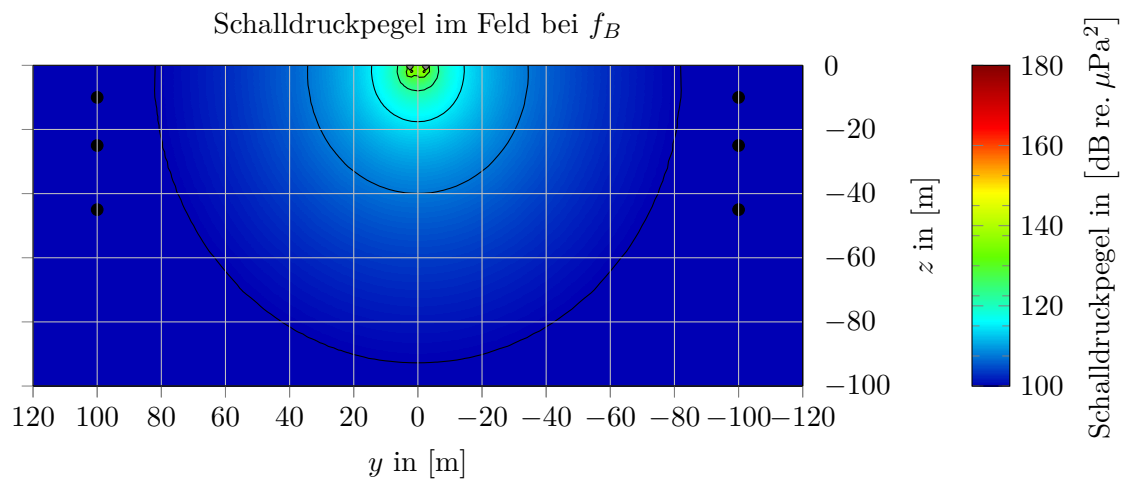
Abbildung 5.26.: Anordnung des Schiffes und der Hydrophone in der Messebene.

Im Folgenden wird die hydroakustische Simulation für alle vier Fälle ausgewertet. Dabei werden sowohl die Interferenzbilder in der Auswertungsebene als auch die Spektren an den Messpunkten betrachtet.

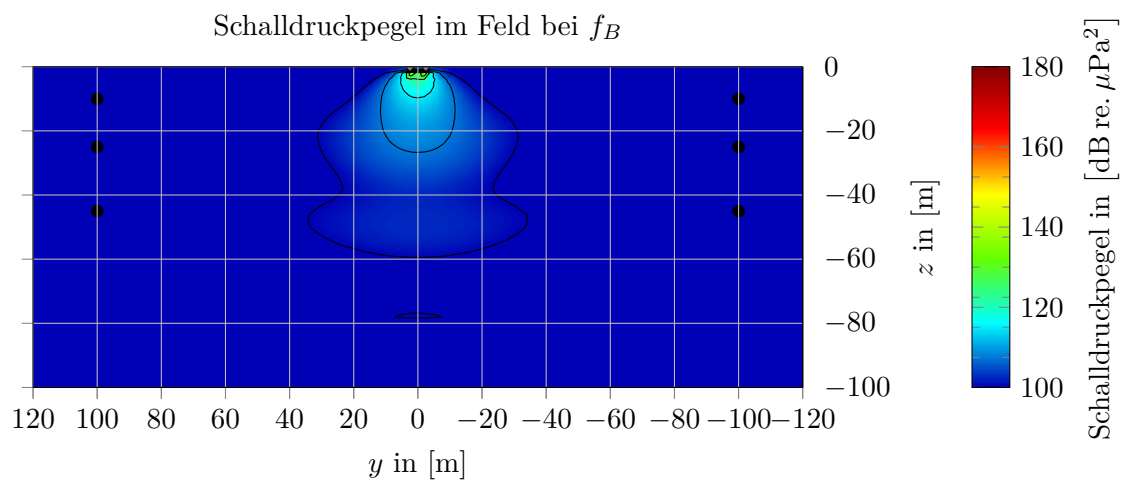
Fall #1 Das Interferenzbild aus Fall #1 ist in Abbildung 5.27 für die erste Blattfrequenz f_B dargestellt. Aufgrund der Symmetrie der Fälle ist auch die Pegelverteilung im Feld symmetrisch. In Abbildung 5.27a sind die Schalldruckpegel des direkten Pfades von der Quelle zum jeweiligen Beobachter dargestellt. Dabei ergeben sich im Fernbereich (> 10 m) elliptische Isolinien, wobei sich die Propeller im Mittelpunkt befinden und Streckung in die z -Richtung erfolgt. Die Propeller als Hauptschallquelle liefern den größten Schallbeitrag. Sie liegen nahe beieinander und können daher aus der Ferne als eine Schallquelle betrachtet werden, wodurch sie ein konzentrisches Feld erzeugen. Die Druckschwankungen am Rumpf, hydrodynamisch ebenfalls von den Propellern hervorgerufen, aber hier separat betrachtet, liefern hauptsächlich einen Beitrag nach unten, da die Oberflächennormale nach unten zeigt (vgl. Abschnitt 4.2). Daher sorgt dieser Beitrag für eine Streckung der Ellipse in senkrechter Richtung. Im Nahbereich (< 10 m) müssen die Propeller als zwei Quellen betrachtet werden und sind die Zentren der Isolinien.

In Abbildung 5.27b werden die Schalldruckpegel der Summe des direkten Pfades und der Reflexionen an der freien Wasseroberfläche und dem Seeboden dargestellt. Wie bei der pulsierenden Kugel in Abschnitt 5.1.3 ergibt sich ein Interferenzmuster. Die Interferenz ist in diesem Fall destruktiv, was im gesamten Feld zu geringeren Schalldruckpegeln führt.

Für die zweite Blattfrequenz $2f_B$ in Abbildung 5.28 zeigt sich ein ähnliches Bild wie für die erste Blattfrequenz f_B . Der direkte Pfad bei der zweiten Blattfrequenz weist deutlich geringere Schalldruckpegel auf als bei der ersten Blattfrequenz f_B . Im Gegensatz dazu

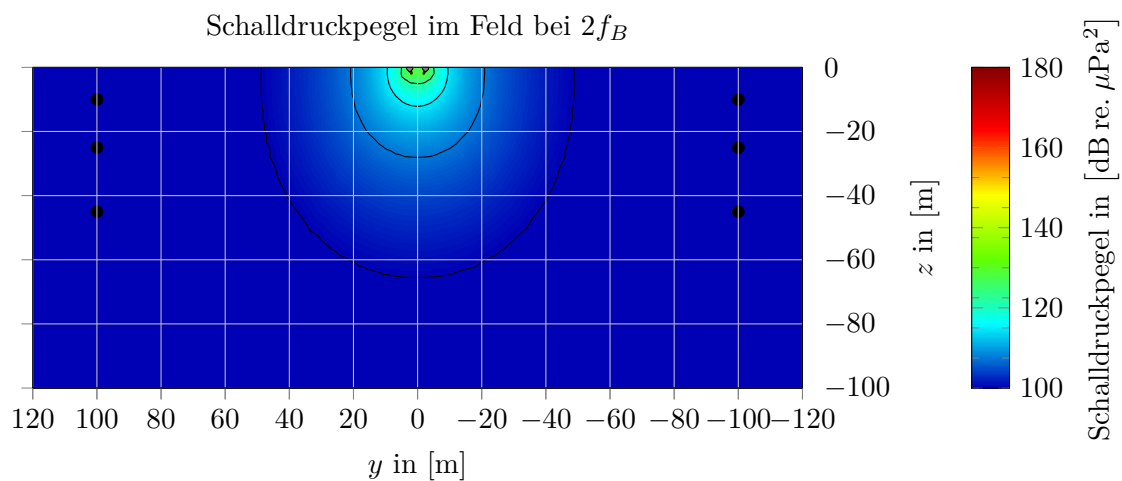


(a) Direkter Pfad.

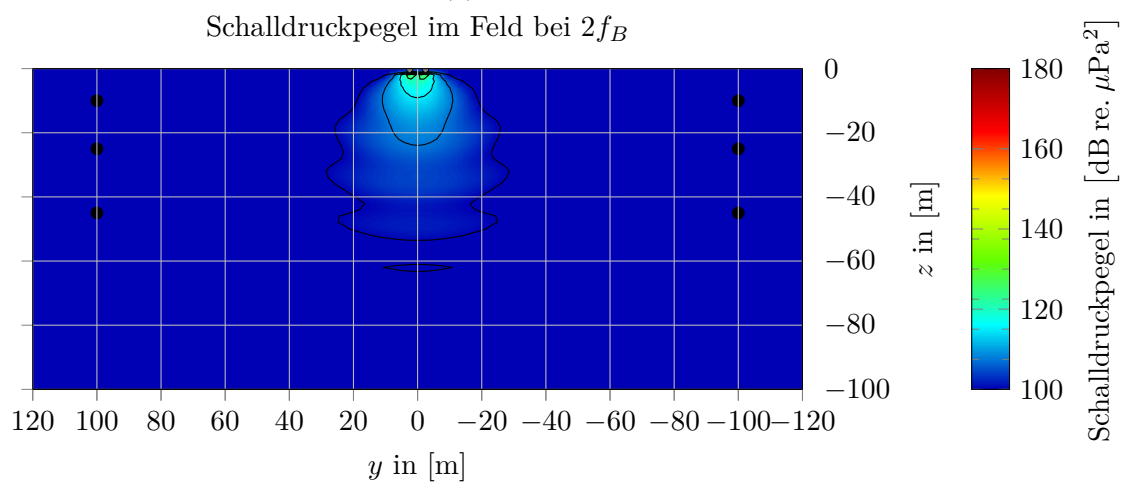


(b) Summe der Pfade.

Abbildung 5.27.: Schalldruckpegel der ersten Ordnung (f_B) in Fall #1.



(a) Direkter Pfad.



(b) Summe der Pfade.

Abbildung 5.28.: Schalldruckpegel der zweiten Ordnung ($2f_B$) in Fall #1.

zeigt das Interferenzbild für die Summe der Pfade bei dieser Frequenz, dass die relative Pegelreduktion geringer ist als bei der ersten Blattfrequenz.

Das Frequenzspektrum des direkten Pfades für den Fall #1 ist in Abbildung 5.29 dargestellt. Es zeigen sich nur Peaks bei den Blattfrequenzen und ihren Vielfachen, wie bei einem derartig periodischen Fall zu erwarten ist. Aufgrund der Interaktion zwischen Propeller und Rumpf treten auch bei den Vielfachen der Blattfrequenz Pegel auf. Diese nehmen aber mit zunehmender Blattfrequenz immer weiter ab. Dass die Pegel zwischen den Peaks an den Blattfrequenzen nicht auf Null fallen, lässt sich mit dem fortschreitenden Verhalten der Strömung erklären, da dieses sich aus einem Startzustand entwickelt hat und aufgrund numerischer Ungenauigkeiten nicht auf ein exakt periodisches Verhalten konvergiert.

Das Frequenzspektrum der Summe der Pfade ist in Abbildung 5.30 dargestellt. Die berechneten Schalldruckpegel werden an den Messpunkten in 10 m, 25 m und 45 m Tiefe mit dem Mittelwert der Messwerte aus Brooker, Humphrey (2016) verglichen. Es zeigt sich allgemein, dass die Schalldruckpegel in der Simulation geringer sind als bei der Messung. Des Weiteren sind diskrete Peaks an den Vielfachen der Blattfrequenz vorhanden, wobei das gemessene Spektrum kontinuierlich ist. Allerdings wurde bereits von Brooker, Humphrey (2016) festgestellt, dass die gemessenen Schallpegel die gleiche Größenordnung wie der Hintergrundschall haben und daher eine Unterscheidung von Hintergrundschall und emittiertem Schall des Schiffes schwer möglich ist.

Auffällig ist, dass der Schalldruckpegel der Summe der Pfade bei allen Blattfrequenzen ähnliche Beträge aufweist. Dieses ist auf die Interferenz durch die Reflexionen zurückzuführen. Die Interferenzbilder in den Abbildungen 5.27b und 5.28b zeigen eine sehr ähnliche Ausbreitung für die ersten beiden Blattfrequenzen. Dies setzt sich auch für höhere Frequenzen fort.

Fall #2 Die Ergebnisse im Fall #2 sind sehr ähnlich den Ergebnissen aus Fall #1. Das Interferenzbild ist in Abbildung 5.31 für die erste Blattfrequenz f_B dargestellt. Hier zeigen sich höhere Schalldruckpegel als im Fall #1, da der Propeller stärker belastet ist.

Das Frequenzspektrum der Summe der Pfade ist in Abbildung 5.32 zu sehen. Die Peaks der Simulation reichen an die Messwerte heran, allerdings ist auch hier eine Unterscheidung von abgestrahltem und Hintergrundschall in der Messung schwierig (Brooker, Humphrey 2016).

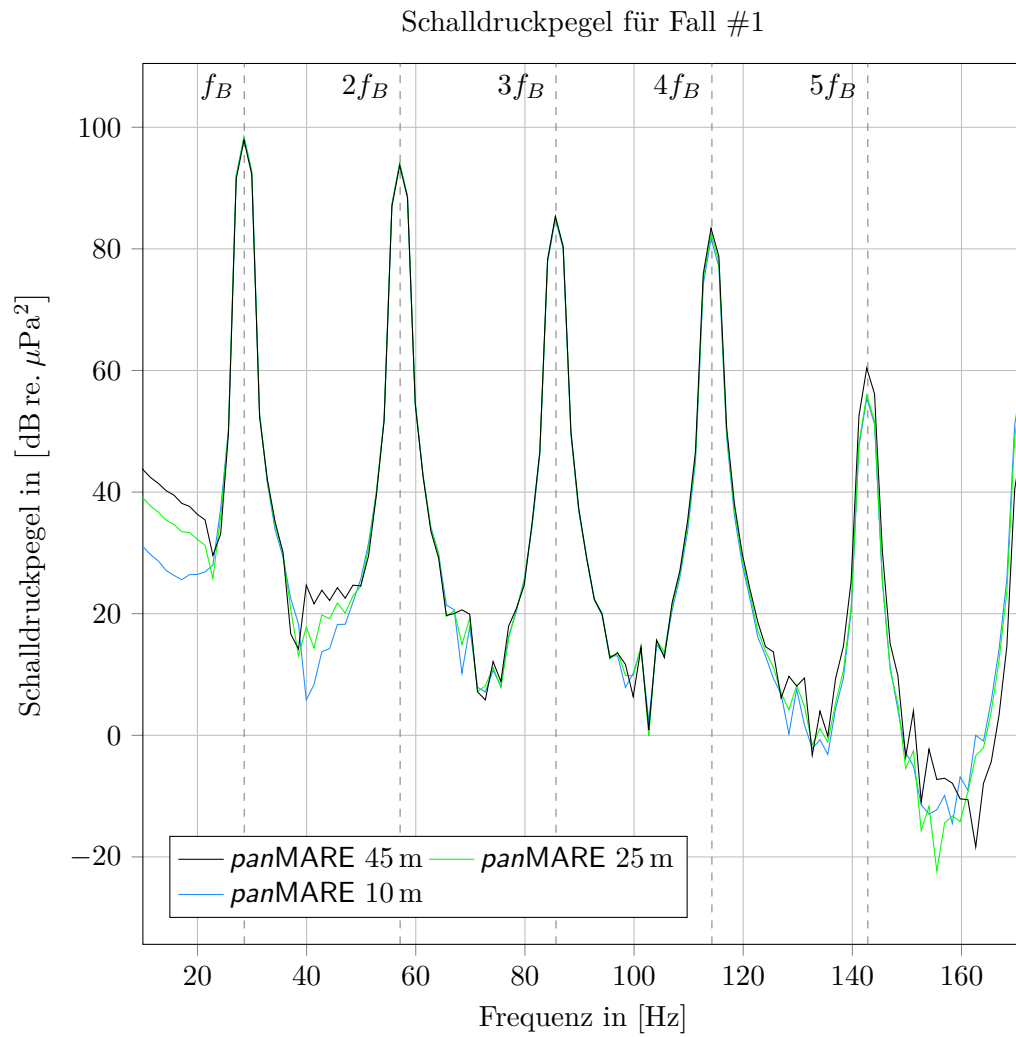


Abbildung 5.29.: Schalldruckpegel des direkten Pfades in Fall #1 am Beobachterpunkt.

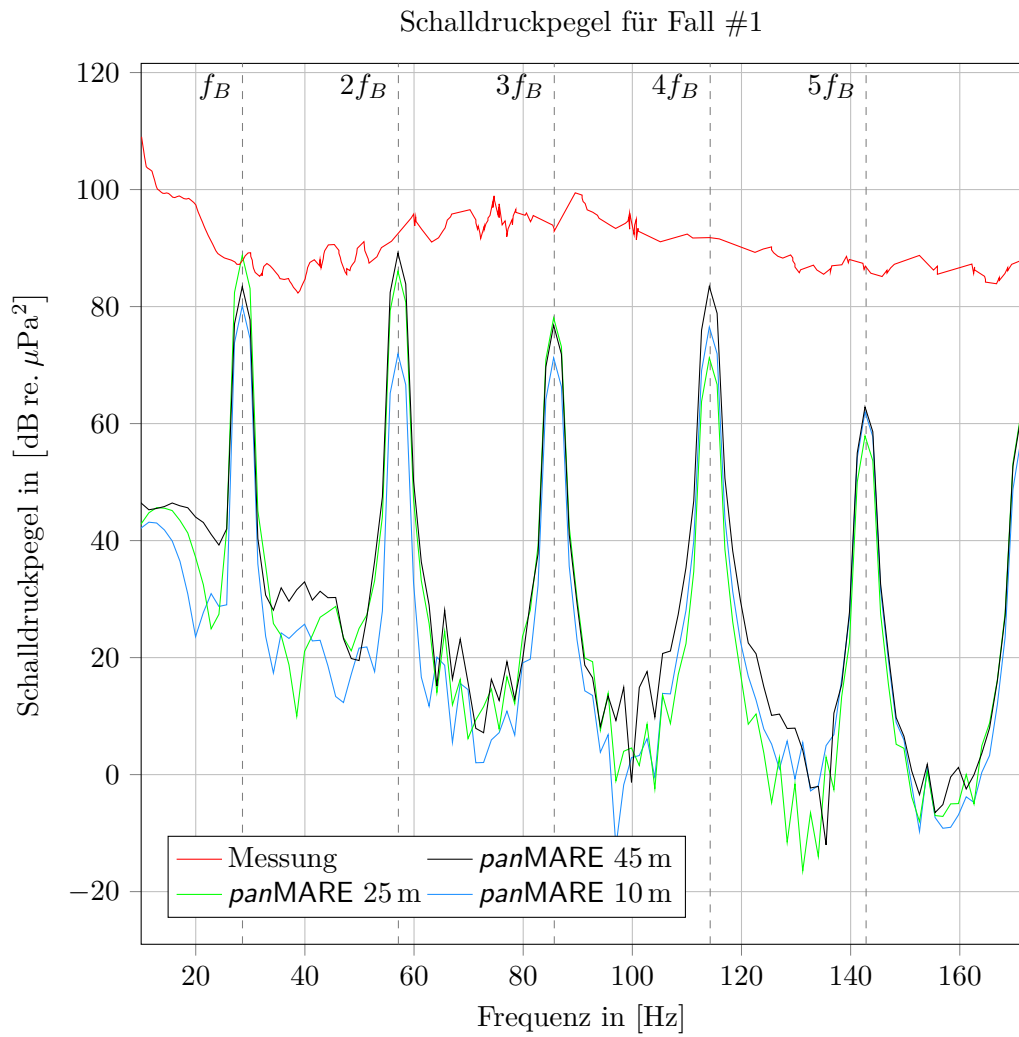
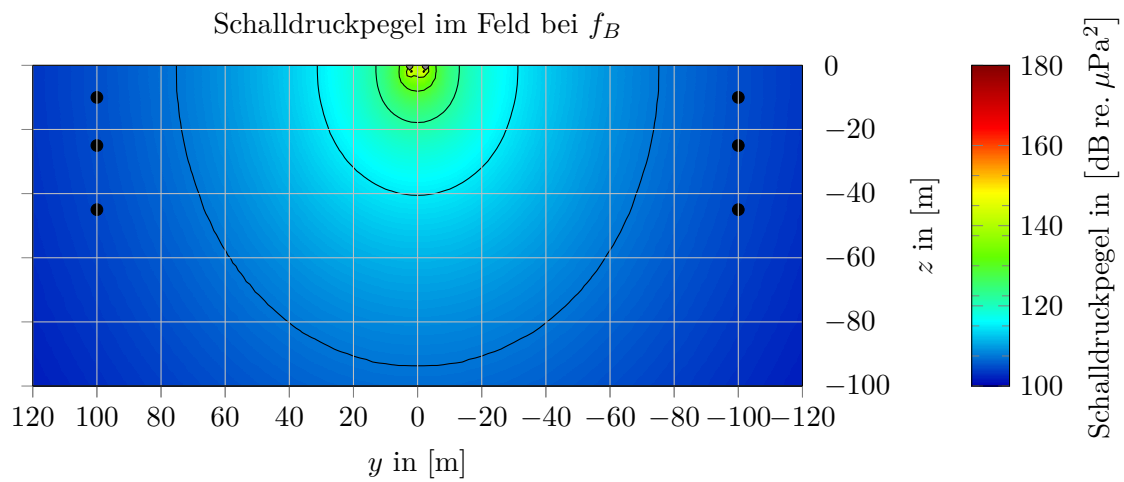
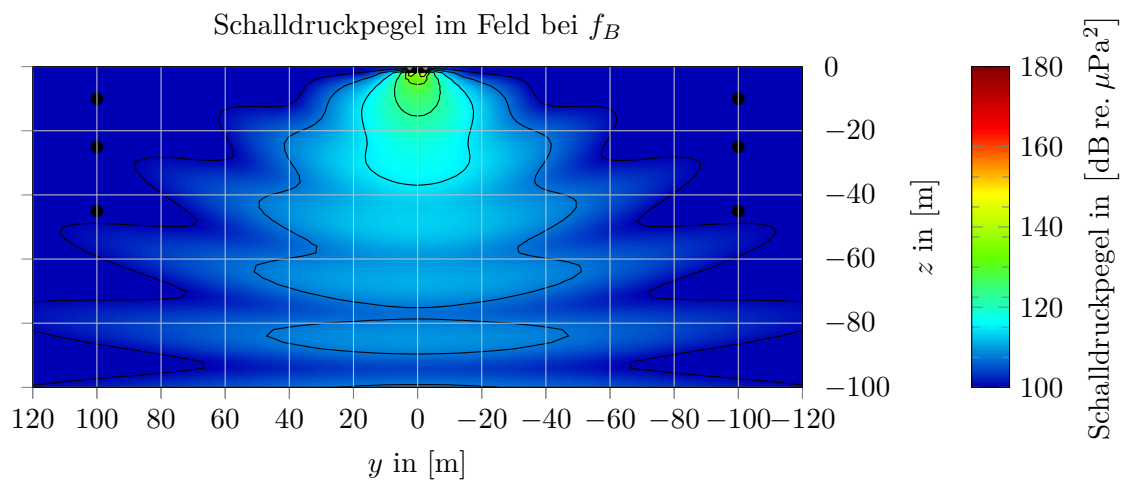


Abbildung 5.30.: Schalldruckpegel der Summe der Pfade in Fall #1 am Beobachterpunkt.



(a) Direkter Pfad.



(b) Summe der Pfade.

Abbildung 5.31.: Schalldruckpegel der ersten Ordnung (f_B) in Fall #2.

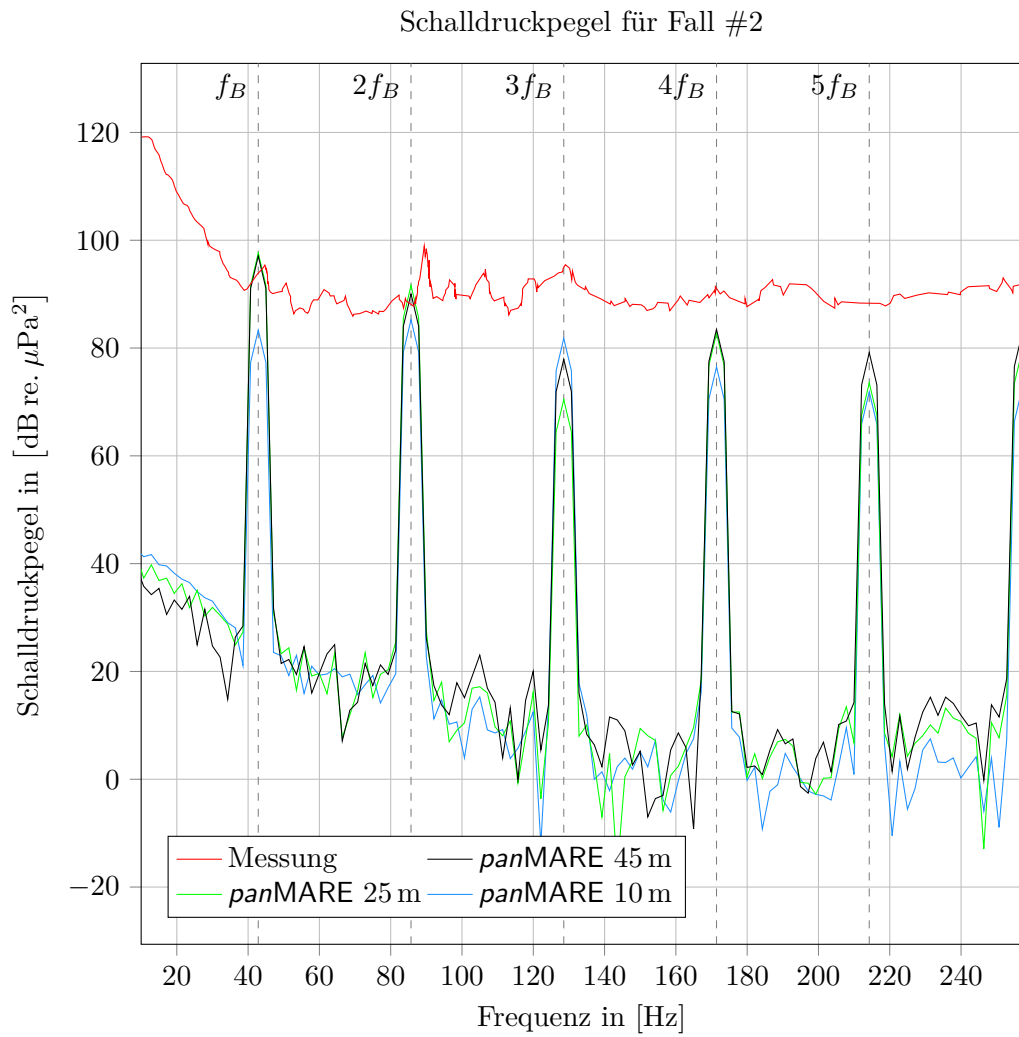
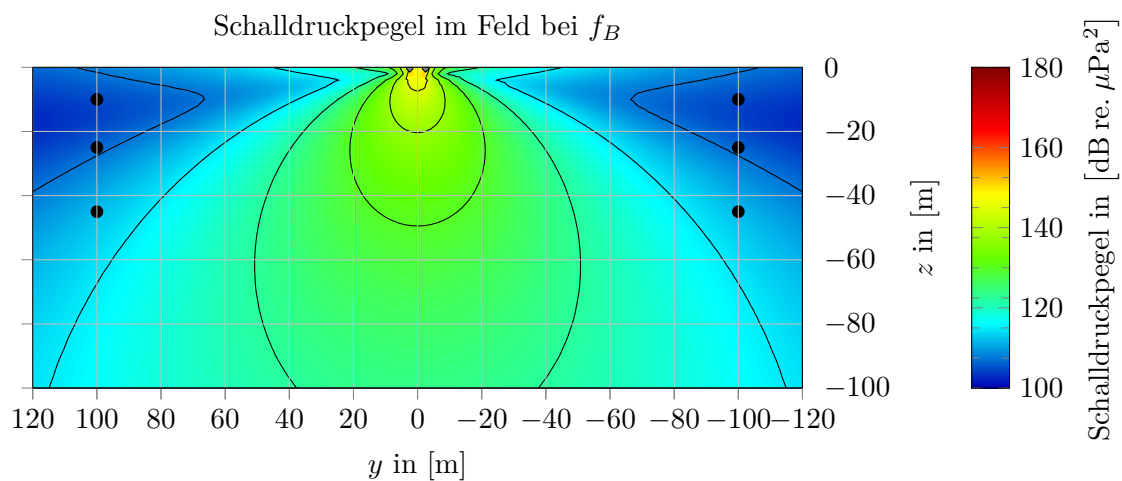
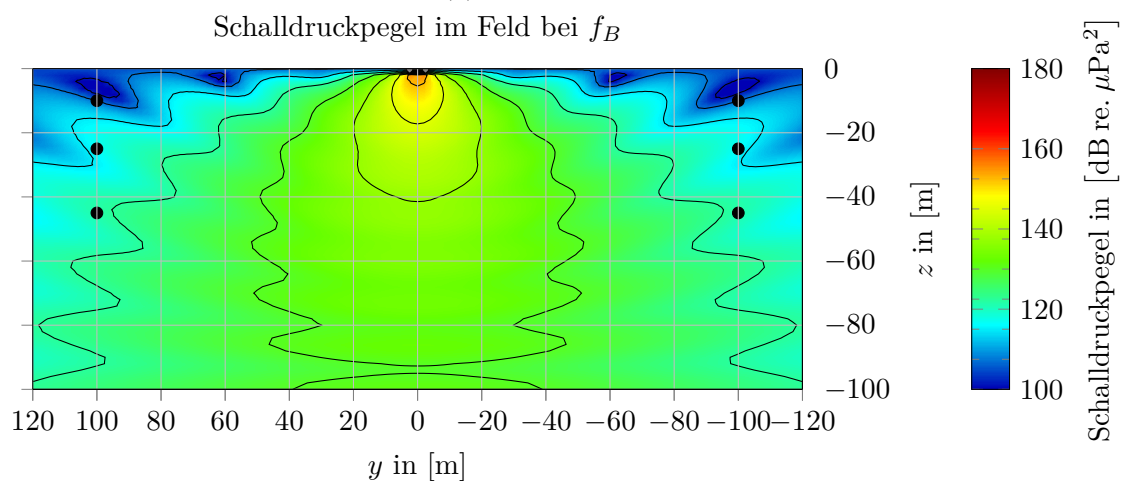


Abbildung 5.32.: Schalldruckpegel der Summe der Pfade in Fall #2 am Beobachterpunkt.



(a) Direkter Pfad.



(b) Summe der Pfade.

Abbildung 5.33.: Schalldruckpegel der ersten Ordnung (f_B) in Fall #3.

Fall #3 Der Fall #3 ist der erste Fall mit Kavitation und zeigt dementsprechend bereits im direkten Pfad ein anderes Interferenzbild in Abbildung 5.33 als in den Fällen #1 und #2. Prinzipiell sind die Schalldruckpegel im Feld deutlich größer. Dies basiert auf der höheren Belastung des Propellers, welcher aufgrund der Kavitation zusätzlich eine scheinbare Dickenänderung der Blätter erfährt. Dadurch treten zusätzlich deutlich höhere Druckschwankungen am Rumpf auf. Aufgrund der unterschiedlichen Signallaufzeiten von Rumpf und Propeller und der konstant gerichteten bzw. periodisch gerichteten Schallemission durch den Rumpf bzw. Propeller ergibt sich das dargestellte Interferenzmuster. Dieses entsteht aus der Superposition der Schallabstrahlung des Propellers, welcher relativ gleichmäßig radial abstrahlt, mit der Abstrahlung des Rumpfes, welcher aufgrund der konkaven Rumpfform oberhalb des Propellers eine Bündelung des Schalls nach unten erzeugt. Dies sorgt für deutlich geringere Schalldruckpegel seitlich des Schiffes. Weitere Details der Schallabstrahlung des Propellers und Rumpfes sind in Anhang B aufgeführt.

Sobald die Reflexionen an der freien Wasseroberfläche und dem Seeboden hinzukommen, ergibt sich das Interferenzbild in Abbildung 5.33b. Es ähnelt den Interferenzbildern der ersten beiden Fälle #1 und #2, wobei hier deutlich höhere Schalldruckpegel auftreten.

Das Spektrum für diesen Fall ist in Abbildung 5.34 dargestellt. Es unterscheidet sich deutlich von den Fällen #1 und #2: In der Simulation treten die Peaks an den Vielfachen der Blattfrequenz nicht mehr so hervor, und zwischen diesen gibt es weitere Peaks. Dabei überschreiten nur die Schalldruckpegel bei der ersten Blattfrequenz f_B die Messwerte deutlich. Dies resultiert aus der Überschätzung der Kavitationsausdehnung in der hydrodynamischen Berechnung (siehe Abschnitt 5.3.2, Fall #3). Bei der zweiten $2f_B$, vierten $4f_B$ und fünften Blattfrequenz $5f_B$ liegen die Schalldruckpegel nahe an dem Mittelwert der Messungen. Die Differenz beträgt dabei weniger als ± 6 dB. Bei der dritten Blattfrequenz $3f_B$ liegt der Schalldruckpegel deutlich unter der Messung. Dies ähnelt dem Verhalten in den Fällen #1 und #2, wo die Schalldruckpegel der dritten Blattfrequenz auch geringer waren als bei der zweiten und vierten Blattfrequenz. Die Pegel zwischen den Blattfrequenzen liegen unterhalb der gemessenen Werte. Dass diese in der Simulation deutlich größer sind als in den vorherigen Fällen, basiert auf dem numerischen Verhalten der Kavitation, welches aufgrund der Simulationshistorie und der Kopplung des Potentiallöser mit dem Kavitationslöser (siehe Abschnitt 4.6) kein exaktes periodisches Verhalten zeigt.

Fall #4 Im letzten Fall #4 sind die Schalldruckpegel im Feld wiederum größer als in den vorherigen Fällen (siehe Abbildung 5.35). Dabei ähneln das Interferenzmuster des direkten Pfades in Abbildung 5.35a und das der Summe der Pfade in Abbildung 5.35b dem in Fall #3. In diesem Fall strahlt der Propeller den Schall gerichtet ab (siehe Abbildung B.3b). Die Superposition verkleinert den Bereich destruktiver Interferenz gegenüber dem vorherigen Fall #3.

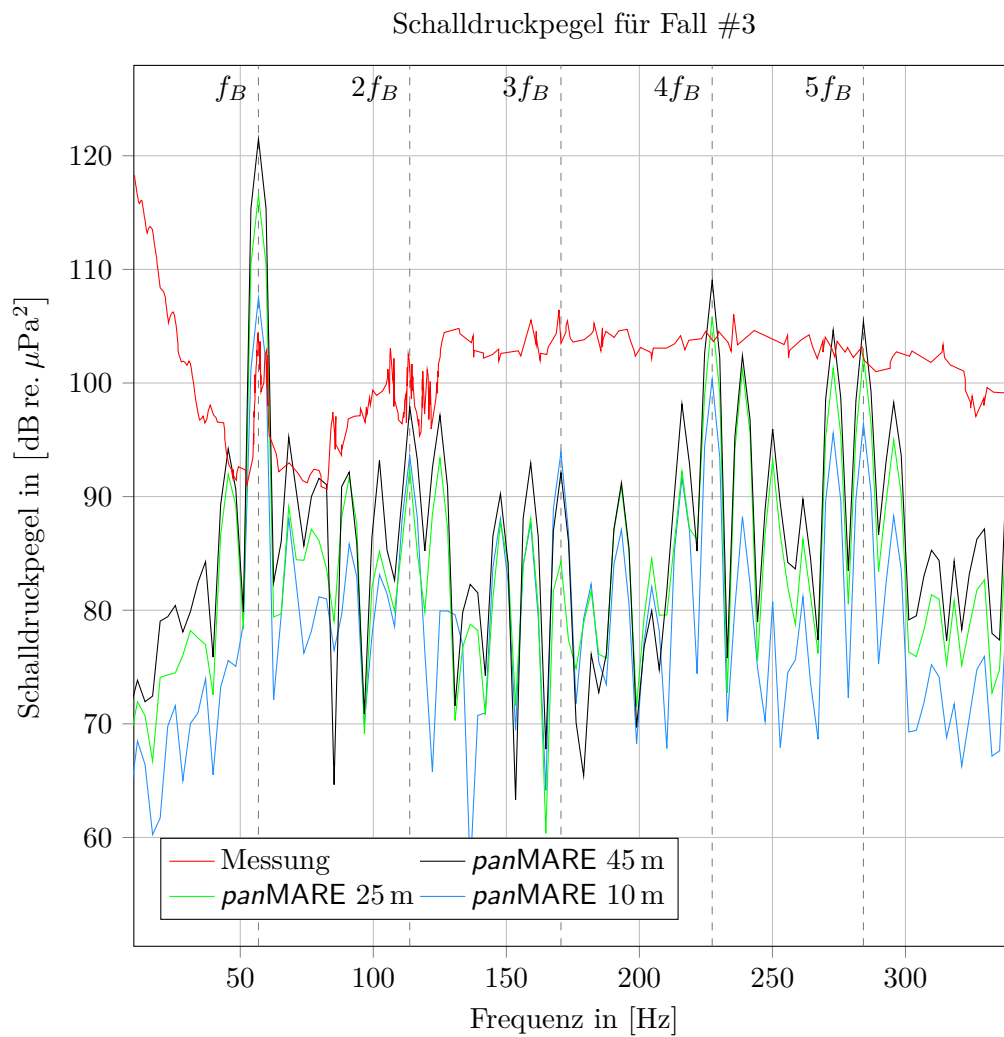


Abbildung 5.34.: Schalldruckpegel der Summe der Pfade in Fall #3 am Beobachterpunkt.

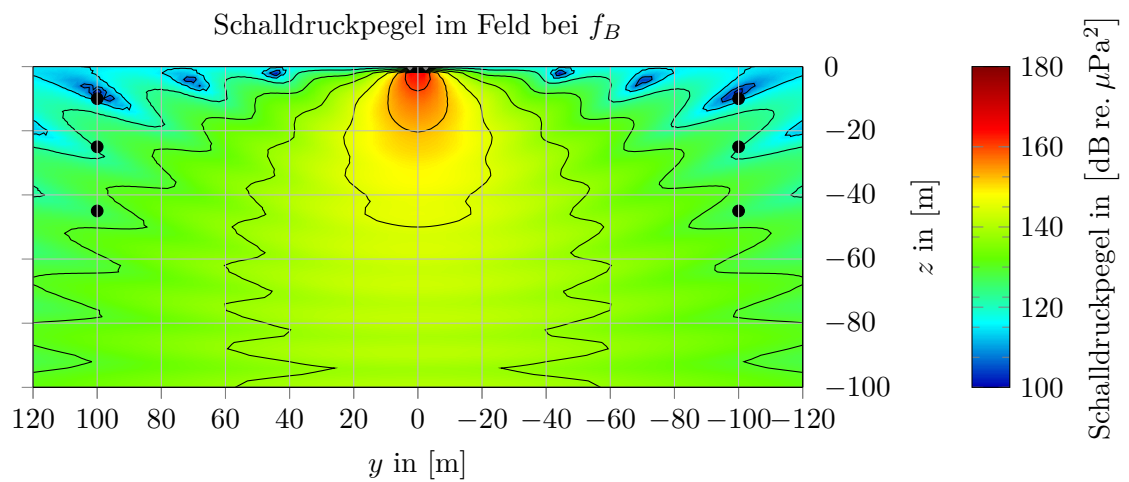
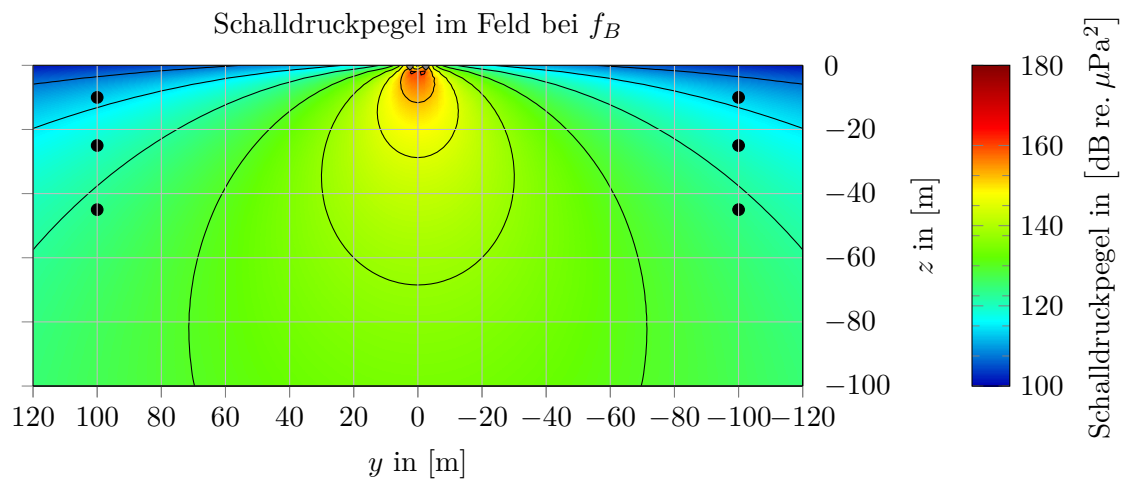


Abbildung 5.35.: Schalldruckpegel der ersten Ordnung (f_B) in Fall #4.

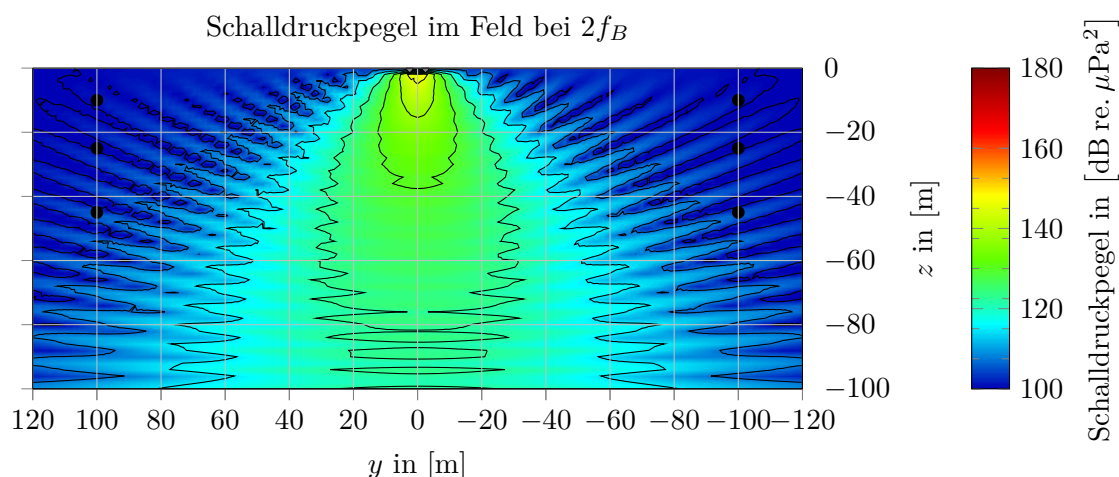


Abbildung 5.36.: Schalldruckpegel der Summe der Pfade der zweiten Ordnung ($2f_B$) in Fall #4.

In Abbildung 5.36 sind die Schalldruckpegel der zweiten Blattfrequenz dargestellt. Allgemein ist das Schallniveau deutlich geringer als bei der ersten Ordnung. Die größten Pegel sind unterhalb des Schiffes konzentriert, sodass es nur eine geringe Abstrahlung zur Seite gibt. Auffällig ist hier das Interferenzmuster, welches deutlich größere räumliche Gradienten aufweist als bei der ersten Ordnung f_B in Abbildung 5.35b. Die Breite der Bereiche konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz hat sich bei doppelter Frequenz halbiert.

Bei der dritten Blattfrequenz $3f_B$ sinkt die Breite der Interferenzstreifen auf ein Drittel der Breite der ersten Ordnung (siehe Abbildung 5.37). Dabei zeigt sich zusätzlich ein weiteres Interferenzmuster, sodass deutlich unterschiedliche Bereiche konstruktiver und destruktiver Interferenz auftreten. Das ist vergleichbar mit dem Interferenzmuster der Kugel in Abbildung 5.9.

In Abbildung 5.38 ist das Spektrum für diesen Fall dargestellt. Im Gegensatz zu den bisherigen Messwerten sind sowohl der Mittelwert als auch die Daten der drei Hydrophone verfügbar. Das Spektrum ähnelt wiederum dem des Falles #3. Allerdings treten die Peaks an den Blattfrequenzen hier deutlicher hervor. Bei der ersten Blattfrequenz f_B beträgt die Differenz zwischen den Hydrophonen und den Simulationsergebnissen für alle Beobachtungspunkte weniger als 3 dB. An den höheren Blattfrequenzen beträgt die Differenz bis zu 15 dB. Zwischen den Blattfrequenzen liegen die Schalldruckpegel deutlich unter den Messwerten.

In Abbildung 5.39 ist das Spektrum der verschiedenen Pfade für das Hydrophon in 25 m Tiefe dargestellt. Dabei zeigen die Schalldruckpegel der einzelnen Pfade bei den Vielfachen der Blattfrequenz unterschiedliches Verhalten, welches ein Indiz für Interferenz ist. Dies wird durch die Interferenzmuster in den Abbildungen 5.35b, 5.36 und 5.37 gestützt.

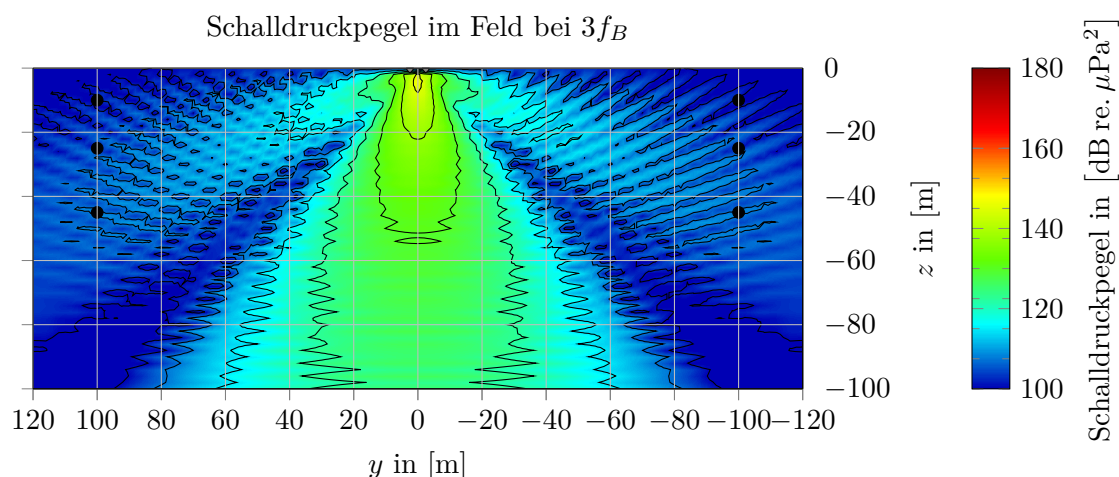


Abbildung 5.37.: Schalldruckpegel der Summe der Pfade der dritten Ordnung ($3f_B$) in Fall #4.

Bei der ersten Blattfrequenz ist der räumliche Gradient der Pegel im Bereich der Hydrophone deutlich geringer als bei der zweiten $2f_B$ und dritten Blattfrequenz $3f_B$. Die Differenz der Schalldruckpegel zwischen den Streifen in den Interferenzmustern beträgt ungefähr 15 dB bei der zweiten Blattfrequenz $2f_B$ und 18 dB bei der dritten $3f_B$, was in etwa den Differenzen im Spektrum in Abbildung 5.38 entspricht.

5.3.4. Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Kavitationserscheinungen weisen eine große Übereinstimmung mit den Messdaten von Turkmen u. a. (2017) und Sampson u. a. (2015) auf.

In der hydroakustischen Vorhersage zeigen die Interferenzmuster ähnliche Merkmale wie bei den Simulationen der pulsierenden Kugel. Das gilt sowohl für die Interferenz des vom Rumpf und Propeller abgestrahlten Schalls als auch für die Reflexionen an der freien Wasseroberfläche und dem Seeboden.

Bei den ersten beiden Fällen liegen die Schalldruckpegel der Spektren unterhalb der bzw. nahe den Messdaten. Da in den Messwerten dieser Fälle die Blattfrequenzen nicht klar zu erkennen sind und eine Unterscheidung vom Hintergrundgeräusch nicht sicher erfolgen kann (Brooker, Humphrey 2016), können die Messwerte nur als obere Schranke behandelt werden. Daher sollten die Schalldruckpegel der Simulationen unterhalb der Messwerte liegen. Des Weiteren sind in den Simulationsergebnissen nur Peaks an den Vielfachen der Blattfrequenzen aufgetreten, was für Simulationen ohne breitbandige Schallquellen zu erwarten ist.

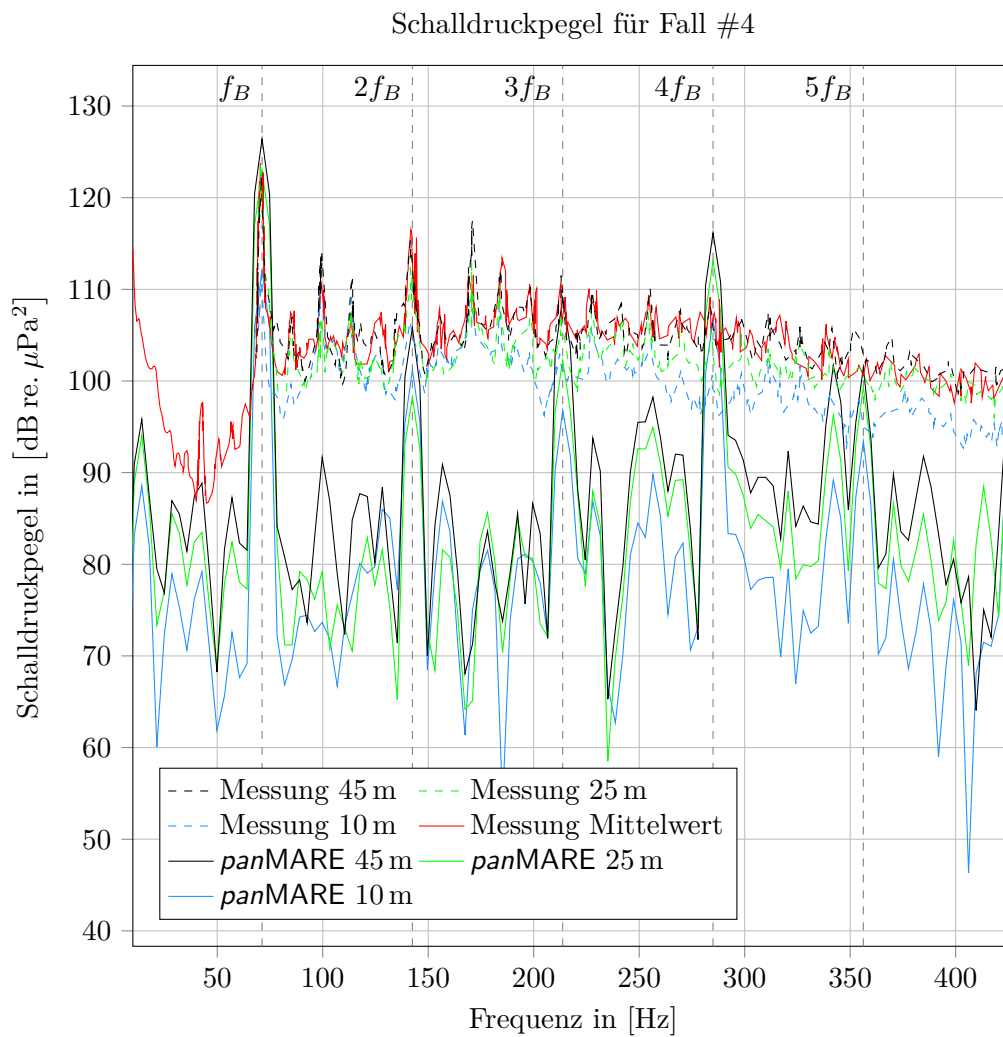


Abbildung 5.38.: Schalldruckpegel der Summe der Pfade in Fall #4 am Beobachterpunkt.

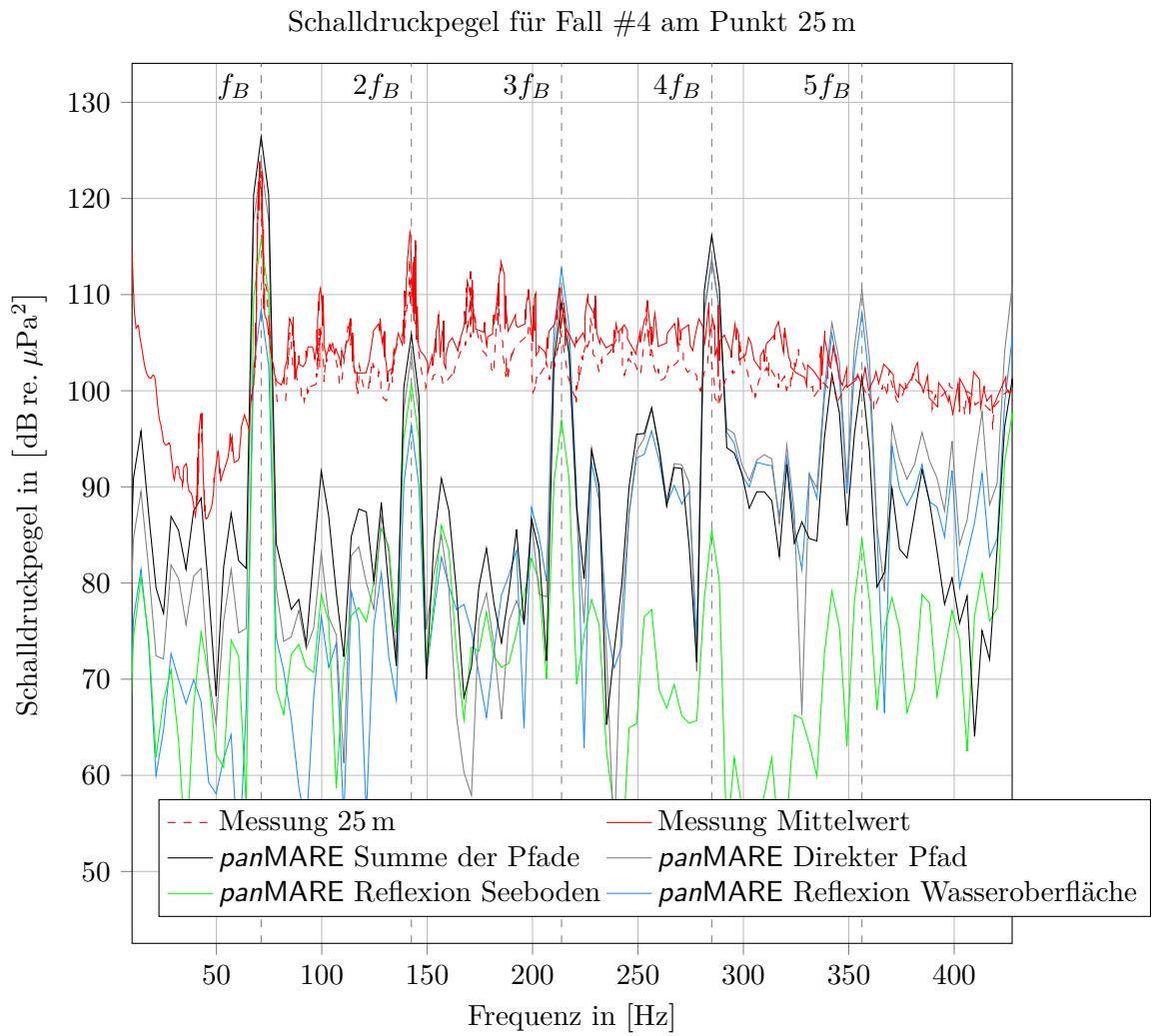


Abbildung 5.39.: Schalldruckpegel der Summe der Pfade in Fall #4 am Beobachterpunkt 25 m.

Bei dem dritten und vierten Fall liegen die Schalldruckpegel der Vielfachen der Blattfrequenzen im Bereich der Messwerte. Zwischen den Blattfrequenzen liegen sie unterhalb der Messwerte. Die Differenzen zwischen den Simulationsergebnissen und Messwerten können auf verschiedene Ursachen zurückgeführt werden:

Die Ausdehnung der Schichtkavitation im Fall #3 wird in der Simulation überschätzt. Durch die größere Verdrängungswirkung der Propellerblätter wird daher der Schalldruckpegel der ersten Blattfrequenz f_B ebenfalls überschätzt.

Die Modellierung des hydrodynamischen Teils des Problems ist vereinfacht, da einige Anbauteile (z. B. Totholz und Ruder) nicht modelliert sind. Außerdem werden einige Strömungsphänomene nicht berücksichtigt: Viskose Effekte (z. B. Turbulenz) werden von reibungsfreien Verfahren nicht behandelt. Dasselbe gilt für die Einflüsse des Naben- und Spitzenwirbels, welche zwar in der hydrodynamischen Berechnung in Form des Propeller-nachlaufs (Wake-Fläche) enthalten sind, aber aufgrund der nicht-viskosen Modellierung keinen Beitrag in der FW-H-Gleichung haben. Ebenfalls werden weitere Kavitationsarten neben der Schichtkavitation nicht modelliert. Da die meisten dieser nicht berücksichtigten Phänomene breitbandige Schallquellen darstellen, kann dies den geringeren Schalldruckpegel gegenüber der Messung zwischen den Blattfrequenzen erklären.

Des Weiteren wird aus der Reflexion an der freien Wasseroberfläche und dem Meeresboden ein Interferenzmuster berechnet. Da beide Modelle eine vereinfachte Geometrie und ein homogenes Reflexionsverhalten annehmen, sind auch hier gewisse Abweichungen zu erwarten. Dabei stellt vor allem die Geometrie der Reflexionsebenen und der Messpunkte eine Schwierigkeit dar: Einerseits hängt das Interferenzmuster nur von der Geometrie und den Reflexionsfaktoren ab, wobei der Meeresboden in der Realität selten eine Ebene auf einer konstanten Wassertiefe bildet. Andererseits ist die Position der Messpunkte im Versuch nur mit gewissen Toleranzen einzuhalten. In den Interferenzmustern und Spektren im Fall #4 ist zu erkennen, dass die Differenzen zwischen Messung und Simulation in der Größenordnung der Differenz zwischen Minima und Maxima benachbarter konstruktiver und destruktiver Interferenzzonen im Interferenzmuster liegen. Dabei bilden diese Interferenzzonen bei Vielfachen der Blattfrequenz schmale Streifen. Daher können die Differenzen aus der Summe kleiner Unterschiede zwischen den Messungen und der Modellierung resultieren.

5.4. Vergleich der Reflexionen

In diesem Abschnitt werden die Messwerte aus Abschnitt 5.3 auf normierte Werte nach AQUO (2014) bzw. ITTC 7.5-04-04-01:1 umgerechnet. Diese werden im Anschluss mit den Simulationen, welche auf äquivalente Werte umgerechnet wurden, verglichen.

5.4.1. Aufbereitung der Messwerte

Die Messdaten an den einzelnen Hydrophonen wurde nach AQUO (2014) bzw. ITTC 7.5-04-04-01:1 aufbereitet (Brooker, Humphrey 2016). In den Regelwerken wird vorgegeben, dass die Umrechnung zum emittierten Schall in Terz-Spektren resultiert. Da derartige Spektren nicht mit den Simulationsdaten verglichen werden können (siehe Anhang C), wird hier die Umrechnung für Schmalband-Spektren durchgeführt.

Zunächst werden die gemessenen Schalldruckpegel L_p an den Hydrophonen auf eine äquivalente Distanz von $r_0 = 1$ m umgerechnet. Es wird eine sphärische Ausbreitung angenommen (Brooker, Humphrey 2016; ITTC 7.5-04-04-01:1; DIN ISO 17208-1:2018).

$$L_{p,r_0} = L_p + 20 \log_{10} \left(\frac{r}{r_0} \right) \text{ dB} \quad (5.2)$$

Dabei stehen L_{p,r_0} für den äquivalenten Schalldruckpegel und r für die Entfernung zwischen Quelle und Empfänger. Der Ort der Schallquelle wird auf Mitte Schiff angenommen. Für Wassertiefen kleiner 100 m wird in AQUO (2014) eine geringfügig andere Berechnung empfohlen, welche frequenzabhängig ist. Da die vorliegende Wassertiefe 100 m ist, wird hier die Berechnung aus Gleichung (5.2) verwendet, welche auch von Brooker, Humphrey (2016) verwendet wurde.

Als zweiter Schritt wird eine Korrektur der Reflexion an der freien Wasseroberfläche durchgeführt („Lloyd-Mirror-Effekt“) (Brooker, Humphrey 2016; ITTC 7.5-04-04-01:1):

$$L_{p,r_0,LM} = L_{p,r_0} - \underbrace{10 \log_{10} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4k^2 d_s^2 \sin^2 \Theta} \right)}_{\text{Lloyd-Mirror-Korrektur}} \text{ dB} \quad (5.3)$$

mit der akustischen Wellenzahl k ($k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}$), der Tiefe d_s der akustischen Quelle, dem Winkel Θ der Abstrahlung (Winkel zwischen ungestörter Oberfläche und Richtung zum Beobachter). Die Tiefe d_s der akustischen Quelle wird nach AQUO (2014) auf zwei Drittel des Tiefgangs am Heck festgelegt. In Abbildung 5.40 ist der Korrekturterm für die drei Messpunkte dargestellt (siehe auch Abbildung 5.26). Die Tiefe der akustischen Quelle ist hier $d_s = 1.15$ m (Brooker, Humphrey 2016). Zusätzlich zu dem Term aus Gleichung (5.3) ist die empfohlene Berechnung aus AQUO (2014) mit gestrichelten Linien enthalten.

$$L_{p,r_0,LM} = L_{p,r_0} - \max \left[0; 10 \log_{10} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4k^2 d_s^2 \sin^2 \Theta} \right) \right] \text{ dB} \quad (5.4)$$

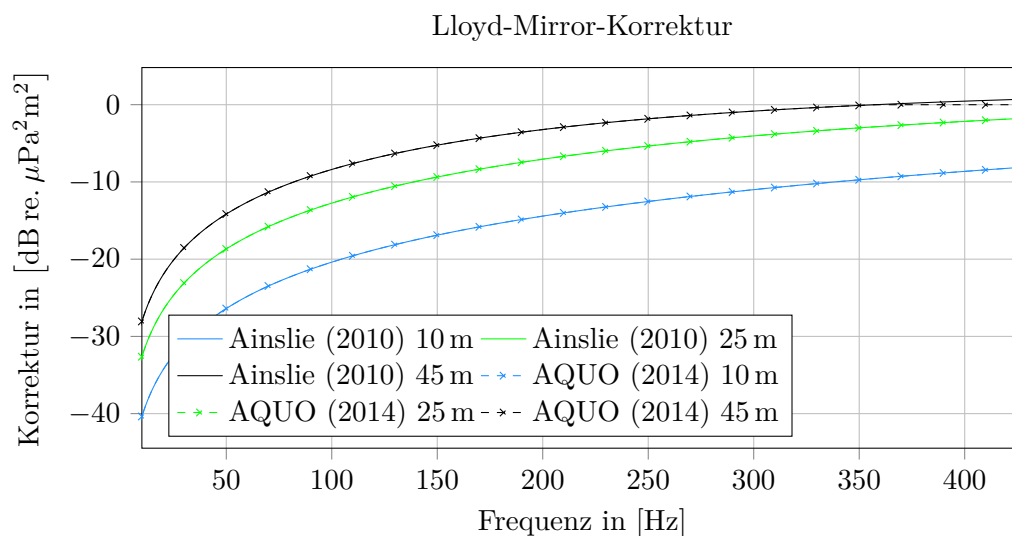


Abbildung 5.40.: Korrekturwerte der Schalldruckpegel nach Ainslie (2010), ITTC 7.5-04-04-01:1, Robinson u. a. (2011) und AQUO (2014).

Da die Berechnung nach Gleichung (5.4) in dem ausgewerteten Frequenzbereich nur für den Punkt in 45 m Tiefe einen geringfügigen Einfluss hat, wird im Folgenden, ebenfalls korrespondierend zu Brooker, Humphrey (2016), die Formulierung aus Gleichung (5.3) verwendet.

Um die Auswirkungen der Interferenzen der einzelnen Schallpfade auf das Ergebnis zu minimieren, wird in einem letzten Schritt der Mittelwert der Schalldruckpegel gebildet (Brooker, Humphrey 2016; DIN ISO 17208-1:2018; ITTC 7.5-04-04-01:1; AQUO 2014).

$$L_{p,r_0,LM,\emptyset} = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(10^{\frac{L_{p,r_0,LM,i}}{10 \text{ dB}}} \right) \right] \text{ dB} \quad (5.5)$$

Dabei geben i den Index des Hydrophons und n die Anzahl der Hydrophone (hier $n = 3$) an. Die Schalldruckpegel $L_{p,r_0,LM,i}$ an den einzelnen Hydrophonen sind die arithmetischen Mittel mehrerer Messdurchläufe.

Die Anwendung der Korrekturen auf die gemessenen Schalldruckpegel aus Fall #4 ist in Abbildung 5.41 dargestellt. Die gemessenen Schalldruckpegel an den Hydrophonen sind als gestrichelte Linien dargestellt, die korrigierten Pegel bei einer normierten Entfernung von $r_0 = 1$ m zum Schiff sind als durchgezogene Linien ausgegeben. Dabei fällt auf, dass der emittierte Schall deutlich über dem gemessenen Schall liegt, welches hauptsächlich an der Entfernungskorrektur liegt. Bei niedrigen Frequenzen ist die Korrektur durch den logarithmischen Verlauf von Gleichung (5.3) kleiner als bei den höheren Frequenzen. Die Unterschiede in den Richtungen werden ebenfalls durch die Korrektur des Lloyd-Mirror-Effektes hervorgehoben. Dies tritt am stärksten an dem der Oberfläche nächsten Punkt bei 10 m Tiefe auf.

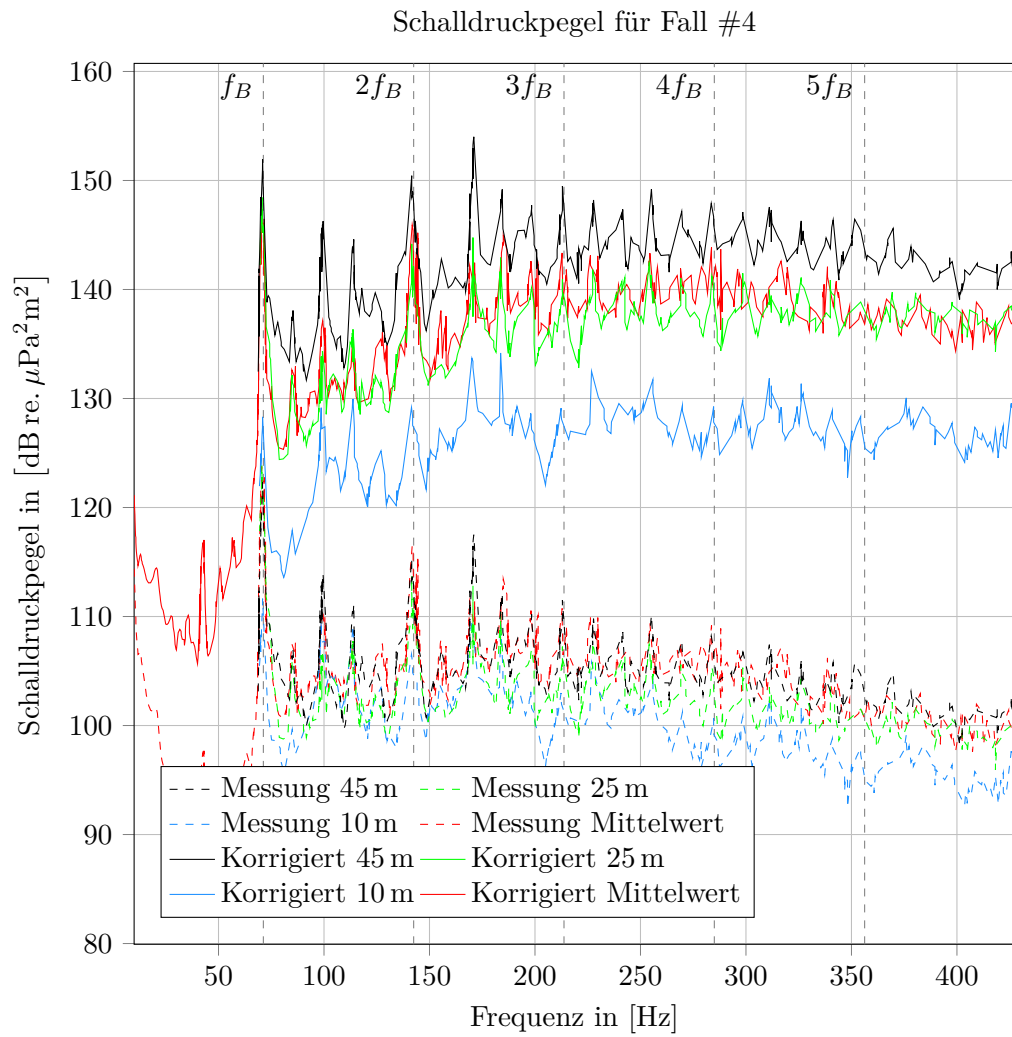


Abbildung 5.41.: Schalldruckpegel der Messung in Fall #4 am Beobachterpunkt verglichen mit Entfernungs- und Lloyd-Mirror-Korrektur.

5.4.2. Vergleich mit Simulationsergebnissen

Im Folgenden werden aus den Simulationsergebnissen in Abschnitt 5.3.3 die berechneten Spektren des direkten Pfades an den drei bekannten Beobachterpunkten verwendet. Sie werden mit Gleichung (5.2) auf eine äquivalente Distanz von $r_0 = 1$ m umgerechnet und mit den aufbereiteten Messwerten aus dem vorherigen Abschnitt 5.4.1 verglichen.

Fall #3 In Abbildung 5.42 sind der umgerechnete Mittelwert der Messung, die aufbereiteten Spektren der Simulation für die einzelnen Beobachtungspunkte und der Mittelwert dargestellt. Wie in Abschnitt 5.3.3, Fall #3, Abbildung 5.34, ist der Schalldruckpegel bei der ersten Blattfrequenz f_B in der Simulation deutlich höher als in der Messung, was wiederum auf die zu große Kavitationsausdehnung zurückzuführen ist. Allerdings sind hier die Pegel an den anderen Blattfrequenzen ebenfalls höher als in den umgerechneten Messwerten.

Zum besseren Vergleich der Reflexion ist in Abbildung 5.43 die Differenz zwischen den Schalldruckpegeln der summierten Pfade aus Abbildung 5.34 und dem direkten Pfad gezeigt. Außerdem ist auch der Einfluss der freien Wasseroberfläche nach Gleichung (5.3) eingetragen. Deutlich ist zu sehen, dass die simulierte Interferenz komplexer ist als in Gleichung (5.3). Des Weiteren wird in Gleichung (5.3) hauptsächlich konstruktive Interferenz angenommen. Die Simulation hingegen zeigt unterhalb der zweiten Blattfrequenz eher konstruktive und oberhalb der dritten Blattfrequenz eher destruktive Interferenz.

Fall #4 Die umgerechneten Spektren der Simulation und der Messung sowie deren Mittelwerte des Falls #4 sind in Abbildung 5.44 dargestellt. Es sind sowohl die Spektren der einzelnen Hydrophone, als auch die der Beobachtungspunkte enthalten. Gegenüber Fall #3 ist die Differenz zwischen den umgerechneten Simulationswerten und den Messwerten geringer. Bei den Mittelwerten befindet sich der größte Unterschied wieder bei der ersten Blattfrequenz f_B mit ungefähr 12 dB Unterschied. Bei den höheren Blattfrequenzen liegt dieser unter 10 dB. Beim Vergleich der Spektren zwischen Messung und Simulation ist festzustellen, dass sich die Spektren der einzelnen Messpunkte nach der Berücksichtigung des Lloyd-Mirror-Effekts durch Gleichung (5.3) sich deutlich unterscheiden. Die Spektren der Beobachtungspunkte der Simulation liegen näher beieinander.

In Abbildung 5.45 ist die Differenz zwischen dem Schalldruckpegel der summierten Pfade aus Abbildung 5.38 und dem direkten Pfad gezeigt. Wiederum ist der Korrekturwert nach Gleichung (5.3) enthalten. Das Bild ist ähnlich dem in Abbildung 5.43 für Fall #3. Allerdings zeigt sich oberhalb der dritten Blattfrequenz stärkere destruktive Interferenz.

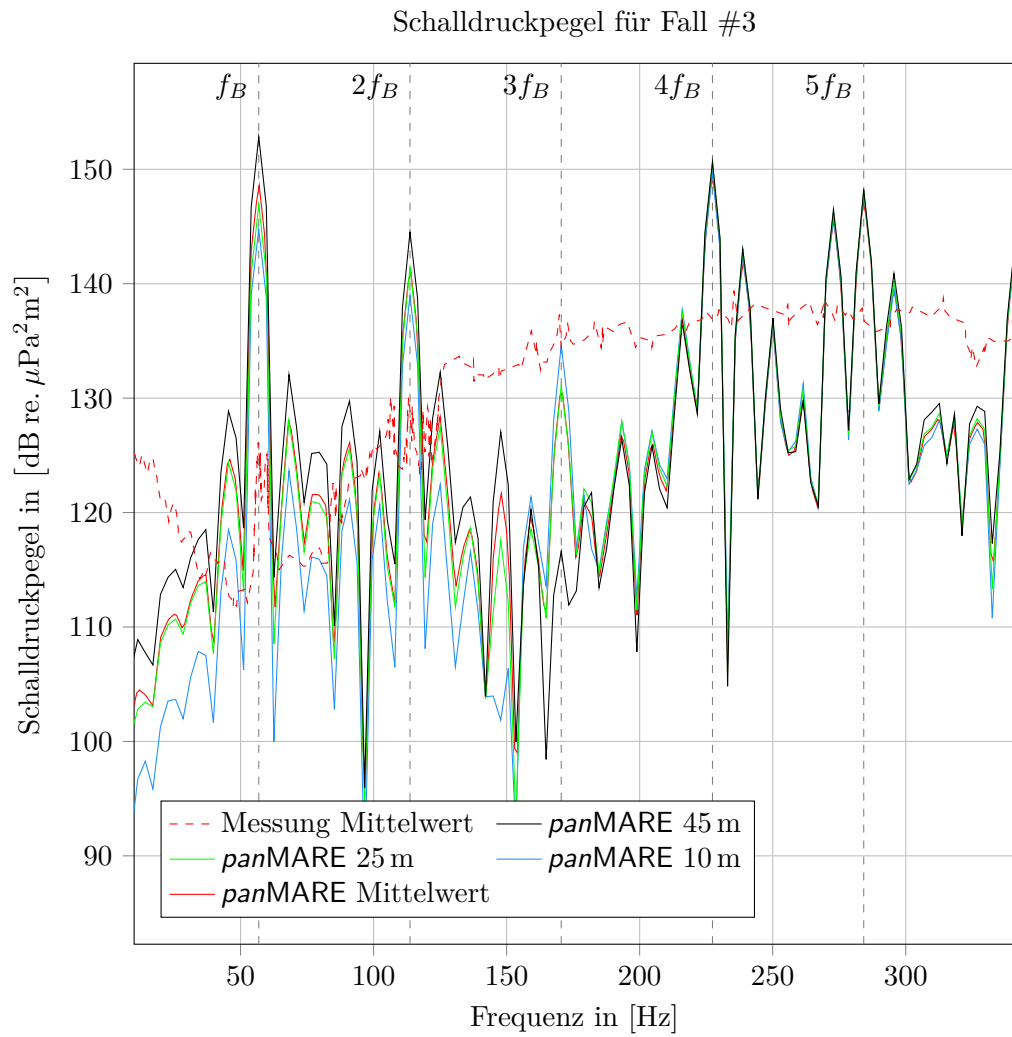


Abbildung 5.42.: Schalldruckpegel des direkten Pfades in Fall #3 am Beobachterpunkt, umgerechnet auf eine äquivalente Entfernung von einem Meter, verglichen mit entfernungs- und Lloyd-Mirror-korrigierter Messung.

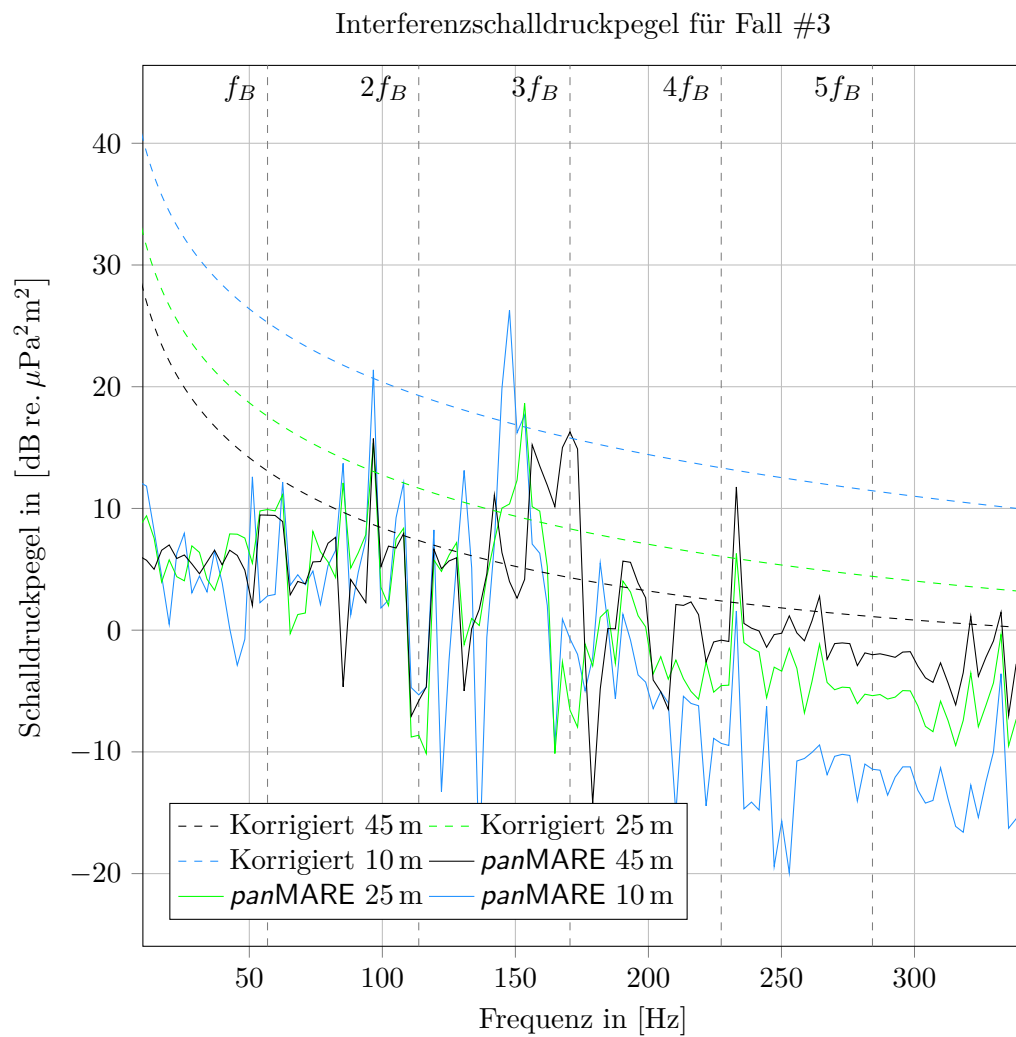


Abbildung 5.43.: Interferenzschalldruckpegel in Fall #3 am Beobachterpunkt, verglichen mit Lloyd-Mirror-Korrektur der Messung.

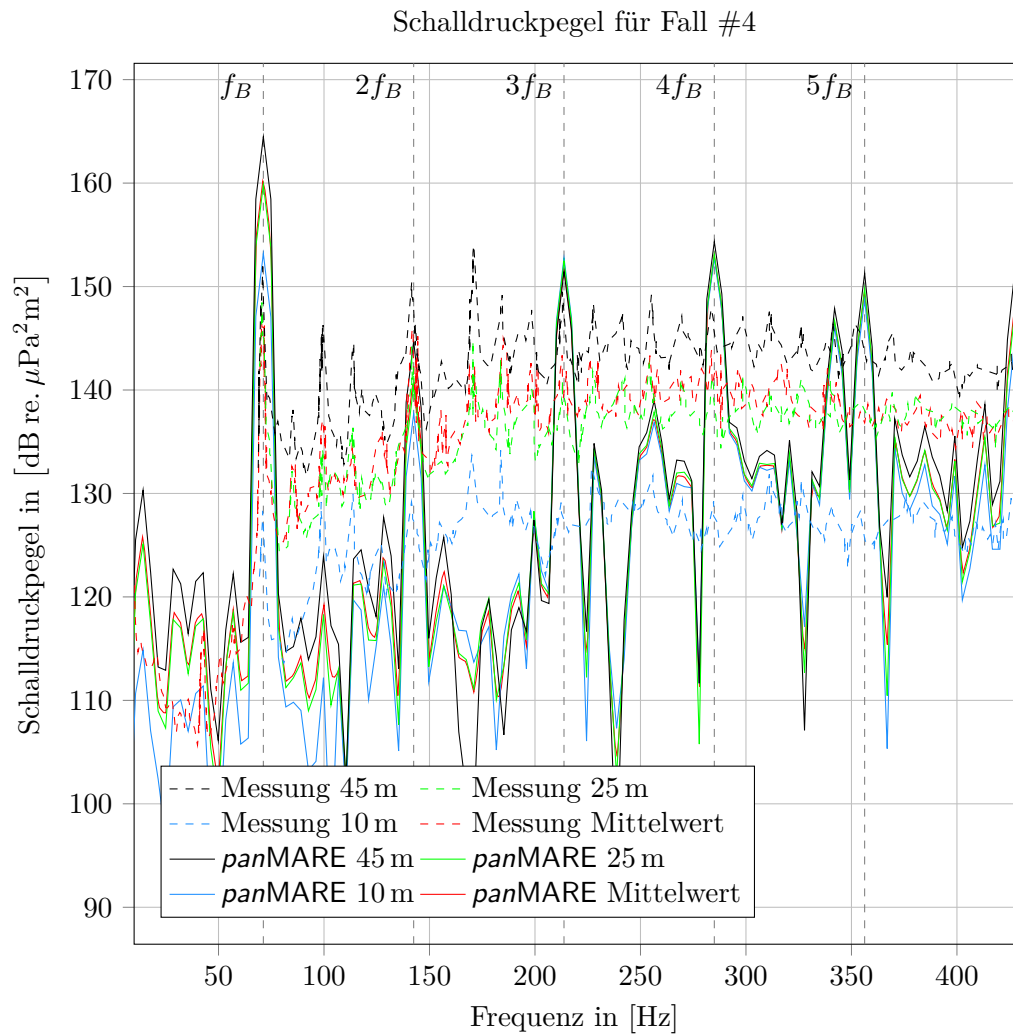


Abbildung 5.44.: Schalldruckpegel des direkten Pfades in Fall #4 am Beobachterpunkt, umgerechnet auf eine äquivalente Entfernung von einem Meter, verglichen mit entfernungs- und Lloyd-Mirror-korrigierter Messung.

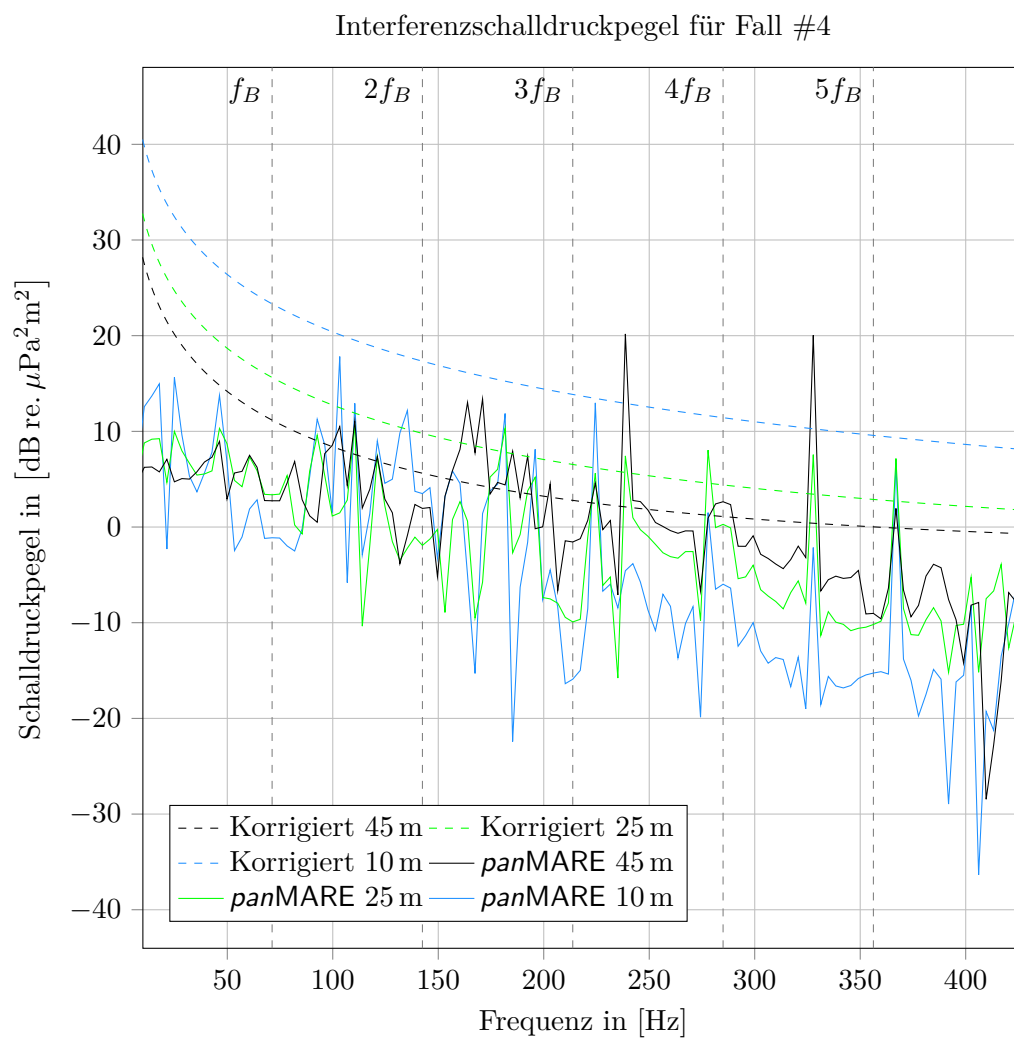


Abbildung 5.45.: Interferenzschalldruckpegel in Fall #4 am Beobachterpunkt, verglichen mit Lloyd-Mirror-Korrektur der Messung.

5.4.3. Interpretation der Ergebnisse

Die Vergleiche der Umrechnung entfernungs- und Lloyd-Mirror-korrigierten Messdaten mit den entfernungs-korrigierten Simulationsergebnissen der direkten Pfade zeigen ähnliche Ergebnisse wie die Vergleiche am Beobachtungspunkt in Abschnitt 5.3.3. Allerdings treten einige Merkmale der verwendeten Modelle deutlich hervor:

Die Richtlinien AQUO (2014) bzw. ITTC 7.5-04-04-01:1 gelten für Tiefwasser, in welchen nur die Reflexionen an der freien Wasseroberfläche berücksichtigt werden. Damit werden die komplexen Interferenzmuster in Abschnitt 5.3.3, welche aus der Reflexion am Seeboden für die Summe der Pfade resultieren, vernachlässigt. Dies tritt verstärkt bei höheren Frequenzen bzw. Vielfachen der Blattfrequenz auf.

Des Weiteren wird in den Richtlinien von einer Punktquelle ausgegangen. Die Verteilung der Schalldruckpegel in den Abbildungen der direkten Pfade in Abschnitt 5.3.3 sowie Anhang B zeigen allerdings gerichtete Abstrahlung der verteilten Quellen in den Simulationen. Diese unterschiedlichen Abstrahlcharakteristiken zeigen sich deutlich in den Interferenzschalldruckpegeln, obwohl das Modell für den Lloyd-Mirror Effekt äquivalent dem Reflexionsmodell an der freien Wasseroberfläche in den Simulationen ist (Ainslie 2010). Ebenfalls wird dieser Effekt durch die Korrektur der Messwerte der einzelnen Hydrophone gezeigt, deren Lloyd-Mirror-Korrekturwerte deutlich unterschiedlich sind, wohingegen die Schalldruckpegel der direkten Pfade der Simulationsergebnisse nahe beieinander liegen.

6. Fazit

In dieser Dissertation wird ein Verfahren zur Vorhersage der hydroakustischen Schallabstrahlung von kavitierenden Propellern entwickelt. Es basiert auf dem Randlelementverfahren *panMARE*, welches im Propellerentwurf eingesetzt wird. Die Vorhersage des abgestrahlten Unterwasserschalls ist eine Erweiterung, welche die Daten der hydrodynamischen Berechnung nutzt. Daher kann dieses Verfahren einfach in bestehende Propellerentwurfsprozesse integriert werden.

Das Randlelementverfahren wurde in Kapitel 3 vorgestellt. Es bildet sowohl die Umströmung des Propellers als auch den Einfluss und die Druckschwankungen des Schiffsrumpfes ab. Dabei wird auch eine Korrektur für den viskosen Schiffsnachstrom berücksichtigt. Zusätzlich kann Schichtkavitation vorhergesagt und in der Umströmung der Propellerblätter modelliert werden.

Die Auswertung der hydroakustischen Drücke erfolgt mit Hilfe der Ffowcs Williams-Hawkins-Gleichung in der Formulierung 1A nach Farassat, welche in Kapitel 4 beschrieben wurde. Dabei werden sowohl die Verdrängung als auch die Auftriebs-Kräfte der Körper in der hydrodynamischen Berechnung berücksichtigt. Die Schichtkavitation beeinflusst durch die Ausdehnung und Schichtdicke die Verdrängung und durch den Dampfdruck die Kräfte in der FW-H-Gleichung. Zusätzlich zum direkten Pfad von der Schallquelle zum Beobachter werden Reflexionen an der freien Wasseroberfläche und dem Seeboden zur Vorhersage von Interferenzmustern genutzt.

Die Qualität der Schallvorhersage wurde an verschiedenen Szenarien in Kapitel 5 validiert. Zunächst wurde an einer pulsierenden Kugel der Verdrängungsanteil der FW-H-Gleichung anhand der hydrodynamischen Simulation und analytischer Ergebnisse überprüft. Die Interferenzmuster, welche aus den Reflexionen resultieren, decken sich mit denen aus einschlägigen Veröffentlichungen. Anschließend wurde ein Propeller unter Freifahrtbedingungen untersucht, wobei der Auftriebsanteil der FW-H-Gleichung mit berücksichtigt wurde. Aufbauend auf dem Freifahrtfall wurde der Propeller hinter einem Schiff in verschiedenen Betriebszuständen simuliert, wobei sowohl Schichtkavitation als auch die Wassertiefe Berücksichtigung fanden. Die resultierenden hydroakustischen Schalldruckpegel wurden mit Messdaten für das Schiff verglichen. Diese zeigten eine gute Übereinstimmung. Schließlich wurden die Simulationsergebnisse mit bestehenden Richtlinien (AQUO 2014; ITTC 7.5-04-04-01:1) zur Aufbereitung der Messdaten verglichen. Dabei zeigten sich Differenzen, welche aus unterschiedlichen Modellierungsansätzen in den Simulationen und in den Richtlinien resultieren.

Die vorhergesagten hydroakustischen Schalldruckpegel und deren Interferenzmuster entsprechen den Messdaten, wobei die Abstrahlcharakteristik einen deutlichen Einfluss auf das Interferenzmuster hat. Daher ist ein Vergleich der Simulationsergebnisse des direkten Pfades mit Messdaten, welche mithilfe der in den Richtlinien vorhandenen einfachen Modelle aufbereitet wurden, nicht ohne weiteres möglich. Somit sollten für einen Vergleich von Simulationen und Messungen die empfangenen Schalldruckpegel unter Berücksichtigung der Reflexionen und Interferenzen verwendet werden. Diese zeigen eine gute Übereinstimmung.

Die Schallvorhersage kann künftig weiter verfeinert werden, wenn zusätzliche Kavitationsarten in der hydrodynamischen Simulation modelliert werden. Dies kann sowohl durch die Berücksichtigung der Einflüsse von Blasen- bzw. Wolkenkavitation auf die Propellerblätter als auch durch die Einbeziehung der Spitzenwirbelkavitation im Propellernachlauf erfolgen. Dieses Vorgehen würde Beiträge zu den kontinuierlichen Anteilen der Spektren liefern. Außerdem können weitere Anhänge des Schiffes, wie z. B. Totholz und Ruder, in die Simulationen inkludiert werden.

Literatur

- Ainslie, M. A. (2010). *Principles of Sonar Performance Modelling*. Englisch. Hrsg. von P. Blondel. Mit einem Vorw. von C. Harrison. Berlin u. a.: Springer. 727 S. ISBN: 9783540876625. DOI: 10.1007/978-3-540-87662-5.
- Aktas, B., Turkmen, S., Shi, W., Sampson, R., Korkut, E., Atlar, M. (2015). „Underwater Radiated Noise Investigations of Cavitating Propellers Using Medium Size Cavitation Tunnel Tests and Full-Scale Trials“. Englisch. In: *Fourth International Symposium on Marine Propulsors smp'15*. Hrsg. von S. A. Kinnaas. Austin, Texas, S. 698–709. URL: <https://pureportal.strath.ac.uk/en/publications/6aed6138-c9b6-49e4-9ea2-59b9b7bc148a>.
- American National Standards Institute (10. Sep. 2014). *Quantities and Procedures for Description and Measurement of Underwater Sound from Ships - Part 1: General Requirements*. Englisch. International Standard ANSI/ASA S12.64-2009/Part 1. American National Standards Institute.
- AQUO Project Consortium (2014). *European URN Standard Measurement Method*. Englisch. Forschungsber. Version 2. AQUO research project. URL: http://www.aquo.eu/downloads/AQUO_D3.1%20European%20URN%20Standard%20Measurement%20Method_Rev2.pdf.
- Atlar, M., Aktas, B., Sampson, R., Seo, K.-C., Viola, I. M., Fitzsimmons, P., Fethertonhaug, C. (Jan. 2013). „A multi-purpose marine science and technology research vessel for full-scale observations and measurements“. Englisch. In: *3rd International Conference on Advanced Model Measurement Technologies for the Marine Industry – AMT'13*. Gdansk. URL: https://www.research.ed.ac.uk/portal/files/17534962/Atlar_et_al_AMT2013.pdf.
- Bahtiarian, M. (19. Apr. 2019). *Quieting Ships to Protect the Marine Environment*. Workshop Final Report. Englisch. Forschungsber. Cambridge, MA: Transport Canada. 34 S. URL: https://drive.google.com/open?id=1JW1CcmvY03ziHbq_Qp3WGoZENIY8a4Ys.
- Balcomb III, K. C., McAdams, R., Clark, C. W., Earle, S., Jasny, M., Sting, Hatch, L., Spong, P., Patterson, M., Southall, B., Moore, K., Nicolaisen, B., Cousteau, J.-M., Prochnik, G., Reynolds, J., Metcalf, K., Honigman, S., Parker, W. J. (2016). *Sonic Sea*. Englisch. Hrsg. von M. Dougherty, D. Hinerfeld, M. Monroe. URL: <https://www.sonicsea.org>.

- Basu, R. (14. Jan. 2019). *Ship Noise Mitigation Technologies for a Quieter Ocean*. Workshop Draft Report. Englisch. Forschungsber. CISMART/Transport Canada. URL: <http://cismart.ca/2018-workshop/>. Vorveröffentlichung.
- Bensow, R., Liefvendahl, M. (Sep. 2016). „An acoustic analogy and scale-resolving flow simulation methodology for the prediction of propeller radiated noise“. Englisch. In: *31th Symposium on Naval Hydrodynamics*. Monterey, CA. URL: <https://research.chalmers.se/en/publication/243762>.
- Berger, S. (2018). „Numerical Analysis of Propeller-Induced Higher-Order Pressure Fluctuations on the Ship Hull“. Englisch. Diss. Hamburg: Technical University of Hamburg. DOI: 10.15480/882.1605.
- Brekhovskikh, L. M., Godin, O. A. (1990). *Acoustics of Layered Media I. Plane and Quasi-Plane Waves*. Englisch. Hrsg. von L. M. Brekhovskikh, L. B. Felsen, H. A. Haus. Hrsg. von H. K. V. Lotsch. 7 Bde. Springer series on wave phenomena 5. Berlin, Heidelberg und New York, NY: Springer. ISBN: 978-3-642-52369-4. DOI: 10.1007/978-3-642-52369-4.
- Brentner, K. S., Farassat, F. (2003). „Modeling aerodynamically generated sound of helicopter rotors“. Englisch. In: *Progress in Aerospace Sciences* 39.2–3, S. 83–120. DOI: 10.1016/S0376-0421(02)00068-4.
- Brooker, A., Humphrey, V. (Juli 2016). „Measurement of radiated underwater noise from a small research vessel in shallow water“. Englisch. In: *Ocean Engineering* 120, S. 182–189. ISSN: 0029-8018. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2015.09.048.
- Carchen, A., Sasaki, N., Aktas, B., Turkmen, S., Atlar, M. (Sep. 2015). „Design and Review of the New NPT Propeller for the Princess Royal“. Englisch. In: *4th International Conference on Advanced Model Measurement Technologies for the Marine Industry – AMT’15*. Istanbul. URL: <https://www.researchgate.net/publication/284717085>.
- Carlton, J. (2007). *Marine Propellers and Propulsion*. Englisch. Hrsg. von J. Carlton. 2. Aufl. Oxford: Butterworth-Heinemann. ISBN: 978-0-7506-8150-6. DOI: 10.1016/B978-0-7506-8150-6.X5000-1.
- Cooley, J. W., Tukey, J. W. (Mai 1965). „An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series“. Englisch. In: *Mathematics of Computation* 19.90, S. 297–297. DOI: 10.1090/s0025-5718-1965-0178586-1.
- Curle, N. (Sep. 1955). „The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound“. Englisch. In: *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 231.1187, S. 505–514. ISSN: 0080-4630. DOI: 10.1098/rspa.1955.0191.

- Deutsches Institut für Normung (Okt. 2014). *Elektroakustik – Bandfilter für Oktaven und Bruchteile von Oktaven – Teil 1: Anforderungen*. Deutsche Norm DIN EN 61260. Version 1. Deutsches Institut für Normung, S. 88. Übers. von International Electrotechnical Commission. *Electroacoustics – Octave-band and fractional-octave-band filters – Part 1: Specifications*. Englisch. International Standard IEC 61260. Version 1. International Electrotechnical Commission, 14. Feb. 2014, S. 88.
- Deutsches Institut für Normung (März 2018). *Unterwasserakustik – Physikalische Größen und Verfahren zur Beschreibung und Messung des Wasserschalls von Schiffen – Teil 1: Anforderungen an Präzisionsmessungen im Tiefwasser für Vergleichszwecke*. Deutsche Norm DIN ISO 17208-1. Deutsches Institut für Normung, 28 S. Übers. von International Organization for Standardization. *Underwater acoustics – Quantities and procedures for description and measurement of underwater sound from ships – Part 1: Requirements for precision measurements in deep water used for comparison purposes*. Englisch. International Standard ISO 17208-1. International Organization for Standardization, 2016.
- Europäische Union (25. Juni 2008). „Richtlinie 2008/56/EC des Europäischen Parlaments und des Rates vom 17. Juni 2008 zur Schaffung eines Ordnungsrahmens für Maßnahmen der Gemeinschaft im Bereich der Meeresumwelt (Meeresstrategie-Rahmenrichtlinie)“. In: *Amtsblatt der Europäischen Union* (L 164/19), S. 1–22. URL: <https://eur-lex.europa.eu/legal-content/DE/TXT/?uri=CELEX:32008L0056>.
- Ewert, R., Schröder, W. (Juli 2003). „Acoustic perturbation equation based on flow decomposition via source filtering“. Englisch. In: *Journal of Computational Physics* 188.2, S. 365–398. DOI: 10.1016/S0021-9991(03)00168-2.
- Farassat, F. (Dez. 1975). *Theory of Noise Generation From Moving Bodies With an Application to Helicopter Rotors*. Englisch. Techn. Ber. NASA TR R-451. Hampton, VA: NASA Langley Research Center. 61 S. URL: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19760005740.pdf>.
- Farassat, F. (Sep. 1981). „Linear Acoustic Formulas for Calculation of Rotating Blade Noise“. Englisch. In: *AIAA Journal* 19.9, S. 1122–1130. DOI: 10.2514/3.60051.
- Farassat, F. (2007). *Derivation of Formulations 1 and 1A of Farassat*. Englisch. Techn. Ber. Hampton, VA: NASA Langley Research Center. URL: <http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20070010579>.
- Farassat, F., Brentner, K. S. (1998). „The Acoustic Analogy and the Prediction of the Noise of Rotating Blades“. Englisch. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 10.1, S. 155–170. ISSN: 1432-2250. DOI: 10.1007/s001620050056.
- Ferziger, J. H., Perić, M. (14. Mai 2008). *Numerische Strömungsmechanik*. Aus dem Englischen übers. von K. Perić, M. Perić. Berlin und Heidelberg: Springer. 518 S. ISBN: 978-3-540-68228-8. DOI: 10.1007/978-3-540-68228-8.

- Ffowcs Williams, J. E., Hawkings, D. L. (Mai 1969). „Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion“. Englisch. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 264.1151. Hrsg. von M. J. Lighthill, S. 321–342. DOI: 10.1098/rsta.1969.0031.
- Fine, N. E. (1992). „Non-linear Analysis of Cavitating Propellers in Nonuniform Flow“. Englisch. Diss. Cambridge, MA: Massachusetts Institute of Technology. URL: <http://hdl.handle.net/1721.1/12564>.
- Francescantonio, P. di (Mai 1997). „A New Boundary Integral Formulation for the Prediction of Sound Radiation“. Englisch. In: *Journal of Sound and Vibration* 202.4, S. 491–509. ISSN: 0022-460X. DOI: 10.1006/jsvi.1996.0843.
- Greve, M. (2015). „Non-viscous calculation of propeller forces under consideration of free surface effects“. Englisch. Diss. Hamburg: Technischen Universität Hamburg-Harburg. ISBN: 978-3-89220-683-5. DOI: 10.15480/882.1254.
- Greve, M., Wöckner-Kluwe, K., Abdel-Maksoud, M., Rung, T. (11. Juli 2012). „Viscous-Inviscid Coupling Methods for Advanced Marine Propeller Applications“. Englisch. In: *International Journal of Rotating Machinery* 2012. Hrsg. von F. Salvatore, S. 1–12. DOI: 10.1155/2012/743060.
- Hess, J. L. (Okt. 1972). *Calculation of Potential Flow About Arbitrary Three-Dimensional Lifting Bodies*. Englisch. Techn. Ber. MDC J5679/01. Washington, DC: Naval Air System Command, Department of the Navy. 165 S. URL: <https://apps.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/755480.pdf>.
- Hess, J. L., Smith, A. M. O. (15. März 1962). *Calculation of Non-Lifting Potential Flow about arbitrary Three-Dimensional Bodies*. Englisch. Forschungsber. E.S. 40622. Long Beach, CA: Aircraft Division, Douglas Aircraft Co., Inc. 190 S. URL: <https://apps.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/282255.pdf>.
- Hess, J. L., Valarezo, W. O. (1985). „Calculation of Steady Flow About Propellers by Means of a Surface Panel Method“. Englisch. In: *23rd Aerospace Sciences Meeting. AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting (Reno, Nevada, USA, 14.–17. Jan. 1985)*. American Institute of Aeronautics und Astronautics. New York, NY: American Institute of Aeronautics und Astronautics. DOI: 10.2514/6.1985-283.
- Hsin, C.-Y. (Sep. 1990). „Development and Analysis of Panel Methods for Propellers in Unsteady Flow“. Englisch. Diss. Cambridge, MA: Massachusetts Institute of Technology. 156 S. URL: <http://hdl.handle.net/1721.1/13648>.
- Ianniello, S., De Bernardis, E. (1. Feb. 2015). „Farassat’s Formulations in Marine Propeller Hydroacoustics“. Englisch. In: *International Journal of Aeroacoustics* 14.1-2, S. 87–103. DOI: 10.1260/1475-472X.14.1-2.87.

- Ianniello, S., Muscari, R., Di Mascio, A. (2013). „Ship underwater noise assessment by the acoustic analogy. Part I: nonlinear analysis of a marine propeller in a uniform flow“. Englisch. In: *Journal of Marine Science and Technology* 18.4, S. 547–570. ISSN: 1437-8213. DOI: 10.1007/s00773-013-0227-0.
- Ianniello, S., Muscari, R., Di Mascio, A. (2014a). „Ship underwater noise assessment by the acoustic analogy, part III: measurements versus numerical predictions on a full-scale ship“. Englisch. In: *Journal of Marine Science and Technology* 19.2, S. 125–142. ISSN: 0948-4280. DOI: 10.1007/s00773-013-0228-z.
- Ianniello, S., Muscari, R., Di Mascio, A. (2014b). „Ship underwater noise assessment by the Acoustic Analogy. part II: hydroacoustic analysis of a ship scaled model“. Englisch. In: *Journal of Marine Science and Technology* 19.1, S. 52–74. ISSN: 1437-8213. DOI: 10.1007/s00773-013-0236-z.
- International Electrotechnical Commission (14. Feb. 2014). *Electroacoustics – Octave-band and fractional-octave-band filters – Part 1: Specifications*. Englisch. International Standard IEC 61260. Version 1. International Electrotechnical Commission, S. 88.
- International Organization for Standardization (2016). *Underwater acoustics – Quantities and procedures for description and measurement of underwater sound from ships – Part 1: Requirements for precision measurements in deep water used for comparison purposes*. Englisch. International Standard ISO 17208-1. International Organization for Standardization.
- International Organization for Standardization (2018). *Underwater acoustics – Quantities and procedures for description and measurement of underwater noise from ships – Part 2: Determination of source levels from deep water measurements*. Englisch. International Standard ISO/DIS 17208-2.2. International Organization for Standardization.
- International Towing Tank Conference (2017a). *Underwater Noise from Ships, Full Scale Measurements*. Englisch. Recommended Procedures and Guidelines 7.5-04-04-01. Version 1. International Towing Tank Conference. 26 S. URL: <http://ittc.info/media/4216/75-04-04-01.pdf>.
- Katz, J., Plotkin, A. (5. Feb. 2001). *Low-Speed Aerodynamics*. Englisch. 2. Aufl. 13 Bde. Cambridge Aerospace Series. Cambridge: Cambridge University Press, XVI, 613 S. ISBN: 9780511810329. DOI: 10.1017/CB09780511810329.
- Kerwin, J. E., Kinnas, S. A., Lee, J.-T., Shih, W.-Z. (Nov. 1987). „A Surface Panel Method for the Hydrodynamic Analysis of Ducted Propellers“. Englisch. In: *Society of Naval Architects and Marine Engineers* 4. URL: <http://www.dtic.mil/cgi-bin/GetTRDoc?Location=U2&doc=GetTRDoc.pdf&AD=ADA192569>.
- Kinnas, S. A., Hsin, C.-Y. (März 1992). „Boundary Element Method for the Analysis of the Unsteady Flow Around Extreme Propeller Geometries“. Englisch. In: *AIAA Journal* 30.3, S. 688–696. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.10973.

- Kinnas, S. A., Lee, H., Young, Y. L. (Juli 2003). „Modeling of Unsteady Sheet Cavitation on Marine Propeller Blades“. Englisch. In: *International Journal of Rotating Machinery* 9.4, S. 263–277. ISSN: 1023-621X. DOI: 10.1155/S1023621X03000241.
- Li, D.-Q., Hallander, J., Johansson, T. (10. Mai 2018). „Predicting underwater radiated noise of a full scale ship with model testing and numerical methods“. Englisch. In: *Ocean Engineering* 161, S. 121–135. ISSN: 0029-8018. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2018.03.027.
- Lidtke, A. K., Lloyd, T., Vaz, G. N. V. B. (2019). „Acoustic modelling of a propeller subject to non-uniform inflow“. Englisch. In: *The Sixth International Symposium on Marine Propulsors – smp’19*. Hrsg. von M. Felli, C. Leotardi. Bd. 1. 2 Bde. Rome: National Research Council of Italy, Institute of Marine Engineering (CNR.INM). URL: <http://www.marinepropulsors.com/proceedings/2019/TA2-1.pdf>.
- Lighthill, M. J. (März 1952). „On sound generated aerodynamically I. General theory“. Englisch. In: *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 211.1107. Hrsg. von M. H. A. Newman, S. 564–587. ISSN: 0080-4630. DOI: 10.1098/rspa.1952.0060.
- Marine Environment Protection Committee (7. Apr. 2014). *Guidelines for the Reduction of Underwater Noise From Commercial Shipping to Address Adverse Impacts on Marine Life*. Englisch. Techn. Ber. MEPC.1/Circ.833. London: International Maritime Organization. URL: <http://www.imo.org/en/MediaCentre/HotTopics/Documents/833%20Guidance%20on%20reducing%20underwater%20noise%20from%20commercial%20shipping,.pdf>.
- Maritime Safety Committee (30. Nov. 2012). *Adoption of the Code on Noise Levels on Board Ships*. Englisch. Techn. Ber. MSC.337(91). London: International Maritime Organisation. URL: [http://www.imo.org/en/KnowledgeCentre/IndexofIMOResolutions/Documents/MS%20-%20Maritime%20Safety/337\(91\).pdf](http://www.imo.org/en/KnowledgeCentre/IndexofIMOResolutions/Documents/MS%20-%20Maritime%20Safety/337(91).pdf).
- Noble, D. J., Sponagle, N. C., Leggat, L. J. (31. Mai 1986). „DREA Propeller Cavitation Research“. Englisch. In: *Proceedings of Twenty-First American Towing Tank Conference*. Twenty-First American Towing Tank Conference (5.–7. Aug. 1986). Hrsg. von R. F. Messalle. Washington, DC: National Academy Press. URL: <https://apps.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a196627.pdf>.
- Pan, Y.-c., Zhang, H.-x. (7. Feb. 2013). „Numerical prediction of marine propeller noise in non-uniform inflow“. Englisch. In: *China Ocean Engineering* 27.1, S. 33–42. ISSN: 0890-5487. DOI: 10.1007/s13344-013-0003-2.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. (6. Sep. 2007). *Numerical Recipes*. The art of scientific computing. Englisch. 3. Aufl. Cambridge: Cambridge University Press. 1248 S. ISBN: 978-0-521-88068-8. URL: <http://zmath.org/?q=an:1132.65001>.

- Robinson, S., Theobald, P., Hayman, G., Wang, L., Lepper, P., Humphrey, V., Mumford, S. (Feb. 2011). *Measurement of underwater noise arising from marine aggregate dredging operations*. Englisch. Forschungsber. MEP F 09/P108. Loughborough: Marine Aggregate Levy Sustainability Fund. 155 S. URL: <https://dspace.lboro.ac.uk/2134/9610>.
- Salvatore, F., Ianniello, S. (Dez. 2003). „Preliminary results on acoustic modelling of cavitating propellers“. Englisch. In: *Computational Mechanics* 32.4-6, S. 291–300. DOI: 10.1007/s00466-003-0486-4.
- Salvatore, F., Testa, C., Greco, L. (2009). „Coupled Hydrodynamics–Hydroacoustics BEM Modelling of Marine Propellers Operating in a Wakefield“. Englisch. In: *The First International Symposium on Marine Propulsors – smp’09*. Hrsg. von K. Koushan, S. Steen. Trondheim, S. 537–547. ISBN: 978-82-7174-264-5. URL: <http://www.marinepropulsors.com/proceedings/WB1-3-Salvatore%20-%20Coupled%20Hydrodynamics-Hydroacoustics%20BEM%20Modelling%20o.pdf>.
- Sampson, R., Turkmen, S., Aktas, B., Shi, W., Fitzsimmons, P., Atlar, M. (2015). „On the full scale and model scale cavitation comparisons of a Deep-V catamaran research vessel“. Englisch. In: *Fourth International Symposium on Marine Propulsors smp’15*. Hrsg. von S. A. Kinnas. Austin, Texas, S. 250–260. URL: <https://strathprints.strath.ac.uk/64129/>.
- Schaldenbrand, P. (29. Aug. 2019). „What is a Power Spectral Density (PSD)? How is it different than an autopower?“ Englisch. In: *SIEMENS SIMCENTER Community Article*. URL: <https://community.sw.siemens.com/s/article/what-is-a-power-spectral-density-psd> (besucht am 29.03.2020).
- Seol, H., Jung, B., Suh, J.-C., Lee, S. (Sep. 2002). „Prediction of Non-Cavitating Underwater Propeller Noise“. Englisch. In: *Journal of Sound and Vibration* 257.1, S. 131–156. ISSN: 0022-460X. DOI: 10.1006/jsvi.2002.5035.
- Seol, H., Suh, J.-C., Lee, S. (Nov. 2005). „Development of hybrid method for the prediction of underwater propeller noise“. Englisch. In: *Journal of Sound and Vibration* 288.1-2, S. 345–360. DOI: 10.1016/j.jsv.2005.01.015.
- Shi, W., Aktas, B., Atlar, M., Vasiljev, D., Seo, K. (Sep. 2018). „Stereoscopic PIV aided wake simulation of a catamaran research vessel using a dummy-hull model in a medium size cavitation tunnel“. Englisch. In: *Journal of Marine Science and Technology* 23.3, S. 507–520. ISSN: 1437-8213. DOI: 10.1007/s00773-017-0488-0.
- Söding, H. (1987). *Vibrationen von Schiffen I*. Vorlesungsunterlagen 23. Institut für Schiffbau der Universität Hamburg.
- Specialist Committee on Hydrodynamic Noise (2014). „Final Report and Recommendations to the 27th ITTC“. Englisch. In: *International Towing Tank Conference*. 27th International Towing Tank Conference (Copenhagen). Hrsg. von A. Damsgaard. Bd. 2. 2 Bde. FORCE Technology. Brøndby, S. 639–692. URL: <https://ittc.info/media/6091/sc-noise.pdf>.

- Specialist Committee on Hydrodynamic Noise (2017b). „Final Report and Recommendations to the 28th ITTC“. Englisch. In: *International Towing Tank Conference*. 28th International Towing Tank Conference (Wuxi, 17.–22. Sep. 2017). Hrsg. von J. Fang. Bd. 2. 2 Bde. China Ship Scientific Research Center. Beijing: China Ocean Press, S. 503–578. ISBN: 978-7-5027-9917-5. URL: <http://www.ittc.info/media/7837/17-sc-hydrodynamic-noise-compressed.pdf>.
- Testa, C. (15. Feb. 2008). „Acoustic formulations for aeronautical and naval rotorcraft noise prediction based on the Ffowcs Williams and Hawkings equation“. Englisch. Diss. Delft University of Technology. ISBN: 978-90-8559-358-4. URL: <http://resolver.tudelft.nl/uuid:1fb3b77b-3ad0-4733-bc5e-39cf838dc840>.
- Testa, C., Ianniello, S., Salvatore, F., Gennaretti, M. (März 2008). „Numerical Approaches for Hydroacoustic Analysis of Marine Propellers“. Englisch. In: *Journal of Ship Research* 52.1, S. 57–70. ISSN: 1542-0604. URL: <https://www.ingentaconnect.com/content/sname/jsr/2008/00000052/00000001/art00005>.
- Turkmen, S., Atlar, M., Sasaki, N. (Juni 2017). „Full-Scale Measurements of Underwater Radiated Noise of a Catamaran Research Vessel“. Englisch. In: *The Fifth International Symposium on Marine Propulsors – smp’17*. Hrsg. von A. Sánchez-Caja. Bd. 3. VTT Technical Research Centre of Finland Ltd. Espoo: VTT Technical Research Centre of Finland Ltd, S. 503–509. URL: <http://www.marinepropulsors.com/proceedings/2017/WA1-1.pdf>.
- Urban, H. G. (Sep. 2002). *Handbuch der Wasserschalltechnik*. Mit einem Vorw. von M. Meyersieck, M. Siegel. 2. Aufl. Bremen: STN ATLAS Elektronik GmbH. ISBN: 3-936799-02-4.
- Wikipedia (4. März 2020). *Fensterfunktion* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. URL: <https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Fensterfunktion&oldid=197409560> (besucht am 23.03.2020).
- Williams, K. L., Jackson, D. R., Tang, D., Briggs, K. B., Thorsos, E. I. (Sep. 2009). „Acoustic Backscattering From a Sand and a Sand/Mud Environment: Experiments and Data/Model Comparisons“. Englisch. In: *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 34.4, S. 388–398. ISSN: 0364-9059. DOI: 10.1109/JOE.2009.2018335.
- Wright, A. J., Hrsg. (2008). *International Workshop on Shipping Noise and Marine Mammals*. Englisch (Hamburg, Germany, 21.–24. Apr. 2008). okeanos – Stiftung für das Meer. Darmstadt. URL: [http://whitelab.biology.dal.ca/lw/publications/OKEANOS.%20Wright%20\(ed\)%202008.%20Shipping%20noise..pdf](http://whitelab.biology.dal.ca/lw/publications/OKEANOS.%20Wright%20(ed)%202008.%20Shipping%20noise..pdf).
- Ye, J.-m., Xiong, Y., Xiao, C.-r., Bi, Y. (27. Aug. 2011). „Prediction of non-cavitation propeller noise in time domain“. Englisch. In: *China Ocean Engineering* 25.3, S. 531–538. ISSN: 0890-5487. DOI: 10.1007/s13344-011-0043-4.

A. Analytische Berechnung einer pulsierenden Kugel

Zur Validierung der Ergebnisse in Abschnitt 5.1 werden diese mit analytischen Druckpegeln verglichen. Dazu werden zwei verschiedene Methoden verwendet: Einerseits eine potentialtheoretische Beschreibung einer Punktquelle und andererseits eine Berechnung mithilfe der Wellengleichung. Ein Vergleich der Ergebnisse der analytischen Berechnungen ist in Abbildung A.1 gegeben. Dabei werden die Konturlinien der potentialtheore-

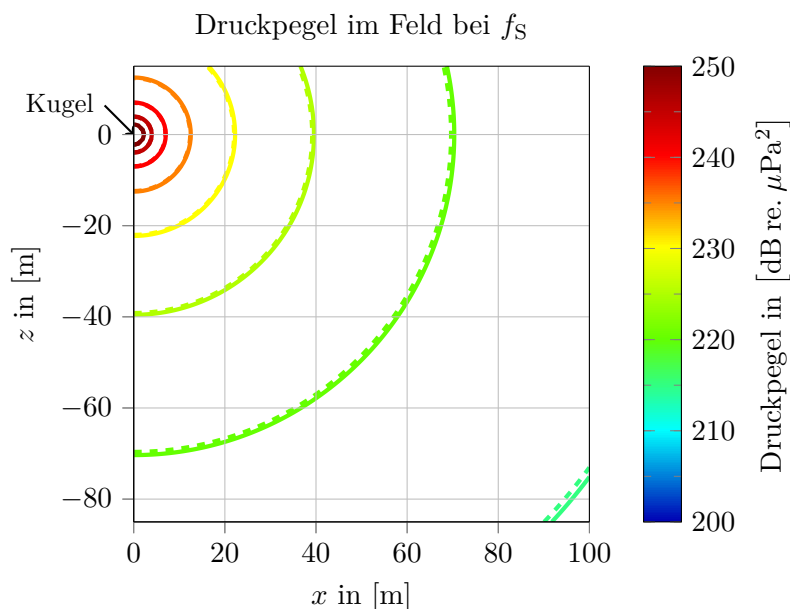


Abbildung A.1.: Vergleich der analytischen Berechnung der Druckpegel der ersten Ordnung (f_S) der pulsierenden Kugel.

tischen Punktquelle bzw./ -senke als durchgezogenen Linien dargestellt. Die Linien der Berechnung mithilfe der Wellengleichung sind gestrichelt.

Der Radius der Kugel wird mit Gleichung (5.1) beschrieben.

$$r_S(t) = r_{S,0} + \Delta r_S \sin(\omega_S t) \quad (5.1)$$

Diese setzt sich aus einem mittleren bzw. initialen Radius $r_{S,0}$, der Amplitude Δr_S und der Kreisfrequenz $\omega_S = 2\pi f_S = \frac{2\pi}{T_S}$ zusammen. Die Kreisfrequenz ω_S enthält die Frequenz f_S bzw. Periode T_S .

Die zeitliche Änderung des Radius ist

$$\dot{r}_S(t) = \Delta r_S \omega_S \cos(\omega_S t). \quad (\text{A.1})$$

A.1. Berechnung mit pulsierender Punktquelle bzw. -senke

Die Kugel wird als Potentialquelle bzw. -senke modelliert. Das Geschwindigkeitspotential Φ einer Punktquelle bzw. -senke ist (Katz, Plotkin 2001, Abs. 3.4)

$$\Phi(\mathbf{x}) = -\frac{\sigma}{4\pi\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0\|}, \quad (\text{A.2})$$

mit der Position \mathbf{x}_0 der Quelle/Senke, dem betrachteten Punkt \mathbf{x} und der Quellstärke σ . Die Strömungsgeschwindigkeit ist der räumliche Gradient des Potentials.

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) = \nabla\Phi(\mathbf{x}) = (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \frac{\sigma}{4\pi\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0\|^3} \quad (\text{A.3})$$

Dabei zeigt dieser Vektor immer von der Position der Quelle/Senke weg bzw. darauf zu. Bei ortsfester Quelle/Senke und ortsfestem Beobachter ist die zeitliche Änderung des Potentials nur von der zeitlichen Änderung der Quellstärke σ abhängig.

$$\frac{\partial\Phi(\mathbf{x})}{\partial t} = -\frac{1}{4\pi\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0\|} \frac{\partial\sigma}{\partial t} \quad (\text{A.4})$$

Die Strömungsgeschwindigkeit an der Position auf der Oberfläche der Kugel muss immer der Bewegungsgeschwindigkeit der Oberfläche der Kugel entsprechen. Der Betrag der Bewegungsgeschwindigkeit ist die zeitliche Änderung des Kugelradius (siehe Gleichung (A.1)). Da die Norm der Differenz $\mathbf{x}_S - \mathbf{x}_0$ dem Abstand von der Punktquelle/-senke entspricht, kann eine Gleichung zur Bestimmung der Quellstärke aufgestellt werden.

$$\|\mathbf{v}(\mathbf{x}_S)\| = \dot{r}_S(t) \quad (\text{A.5})$$

Daraus folgt die Quellstärke $\sigma(t)$

$$\sigma(t) = 4\pi\dot{r}_S(t) r_S^2(t), \quad (\text{A.6})$$

womit das Geschwindigkeitspotential Φ bestimmt wird.

Aus dem Potential Φ wird mithilfe der Bernoulli-Gleichung (3.24) der Druck berechnet.

A.2. Berechnung mit Hilfe der Wellengleichung

Eine Variante zur analytischen Berechnung des Druckfeldes einer pulsierenden Kugel ist nach der Wellengleichung (Urban 2002, Abs. 4.3.1):

$$p(\mathbf{x}, t) = -\frac{\rho c k r_{S,0}^2 \hat{v}_{S,0}}{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0\|} \sin(\omega_S t - k\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0\|). \quad (\text{A.7})$$

Dabei beschreibt $k = \frac{\omega_S}{c}$ die Wellenzahl und $\hat{v}_{S,0} = \Delta r_s \omega_S$ die Amplitude der Oberflächengeschwindigkeit der Kugel.

B. Interferenz von Rumpf und Propeller

Im Folgenden ist die Schalldruckpegelverteilung im Feld für die Fälle aus Abschnitt 5.3 dargestellt.

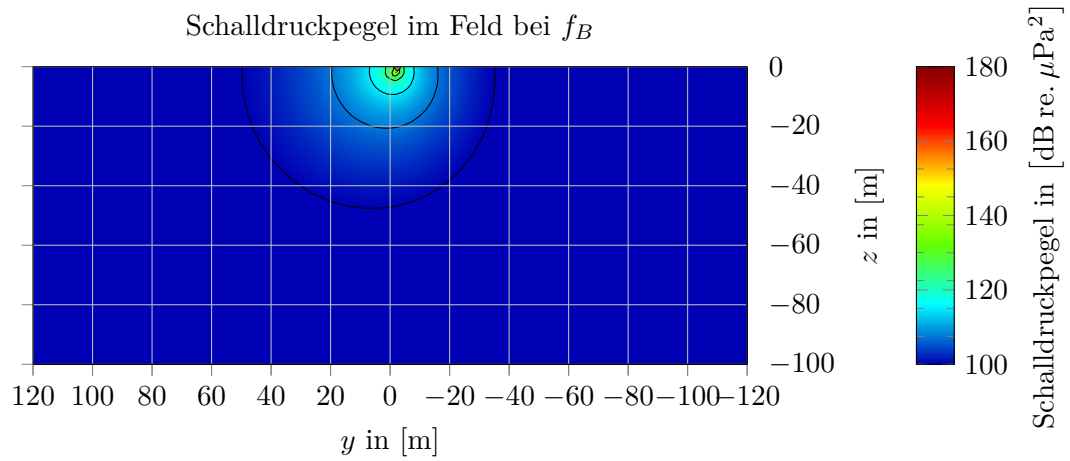
Es wird nur der direkte Pfad zum Beobachtungspunkt betrachtet. Außerdem werden nur der Steuerbordrumpf und -propeller als Schallquellen ausgewertet. Daher sind die Ergebnisse unsymmetrisch.

Alle Abbildungen bestehen aus drei Graphen: Zuerst werden die Schalldruckpegel für beide Schallquellen (Rumpf und Propeller) gezeigt, gefolgt von den Einzelquellen, erst der Propeller und dann der Rumpf.

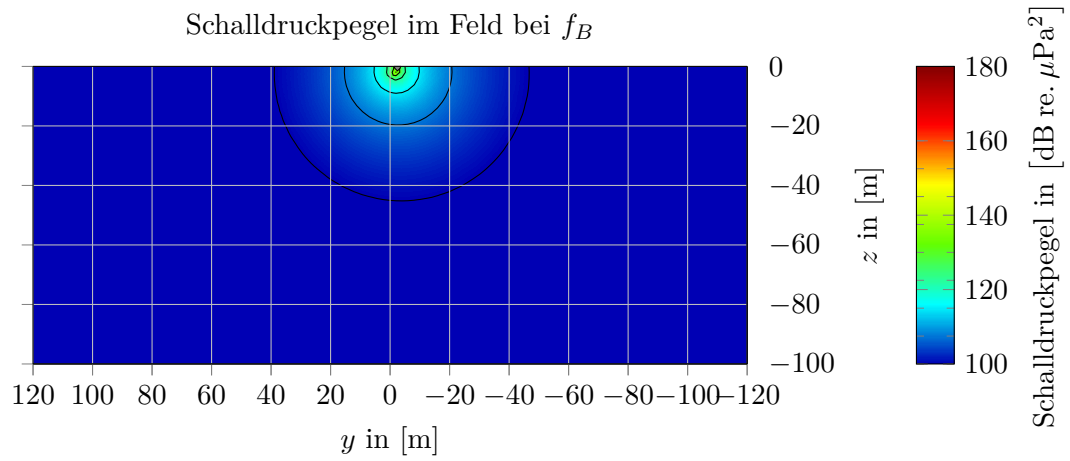
Dabei zeigt sich, dass bei niedriger Belastung bzw. ohne Kavitation der Propeller die dominante Schallquelle ist (Fälle #1 und #2, Abbildungen B.1 und B.2). Der Schall breitet sich dabei radialsymmetrisch aus.

Sobald Kavitation hinzukommt, breitet sich der Schall gerichtet aus. Gleichzeitig wird der Rumpf die dominante Schallquelle.

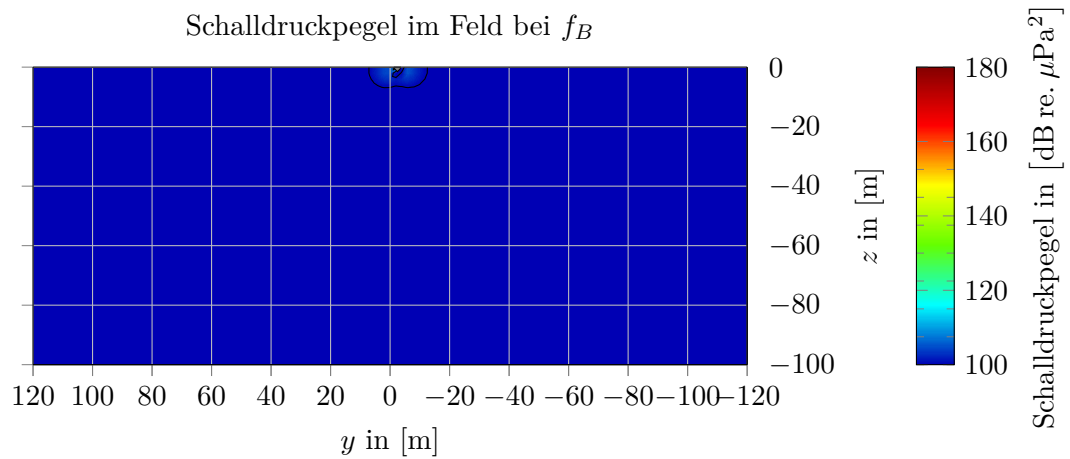
Der abgestrahlte Schall des Rumpfes ist nicht radialsymmetrisch. Da der Propeller in einem konkaven Tunnel arbeitet, wird der Schall gerichtet abgestrahlt.



(a) Rumpf und Propeller.

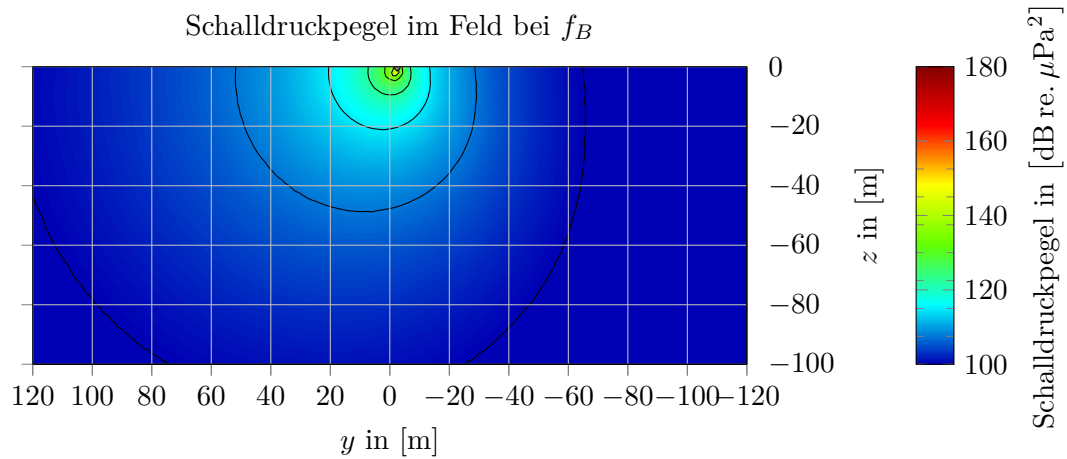


(b) Propeller.

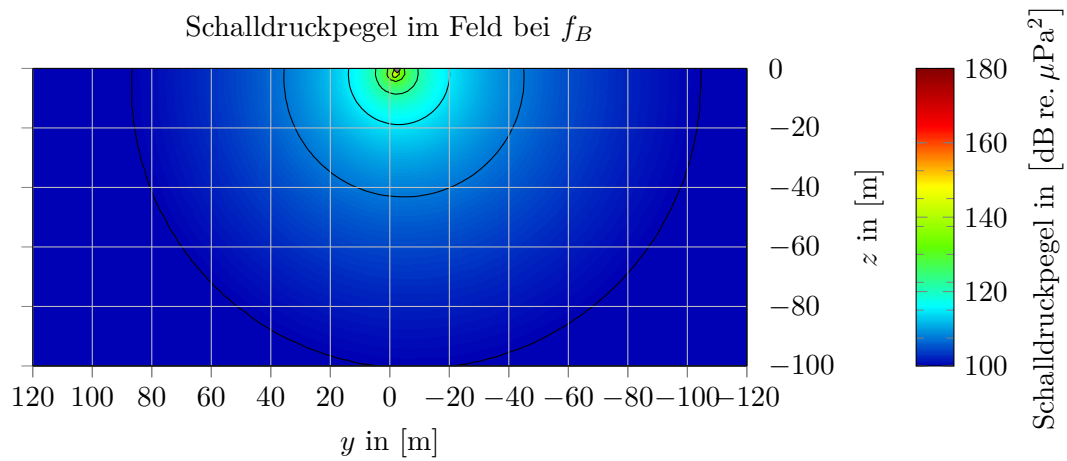


(c) Rumpf.

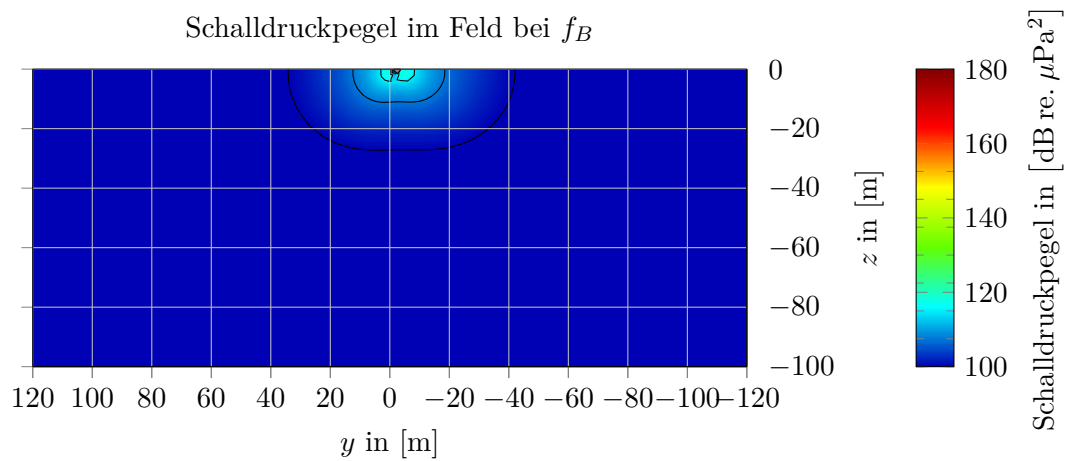
Abbildung B.1.: Schalldruckpegel der ersten Ordnung (f_B) in Fall #1.



(a) Rumpf und Propeller.

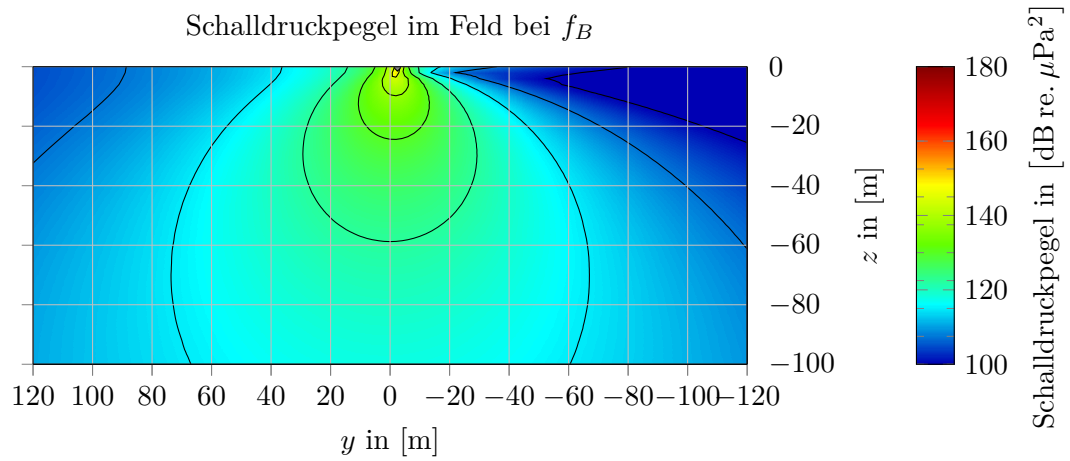


(b) Propeller.

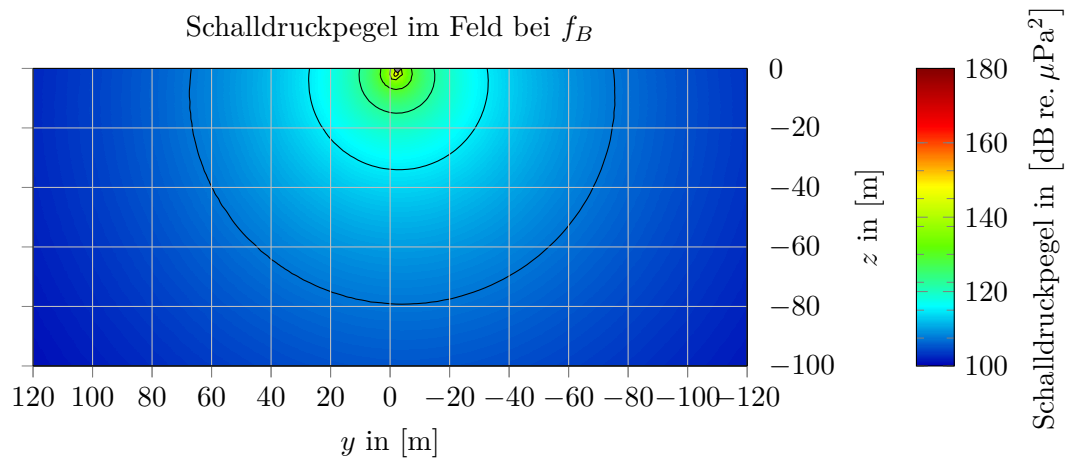


(c) Rumpf.

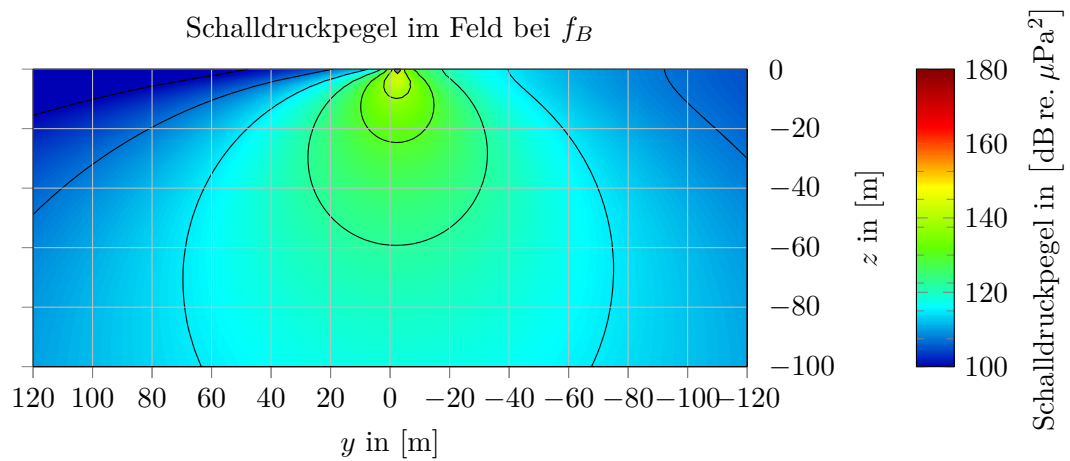
Abbildung B.2.: Schalldruckpegel der ersten Ordnung (f_B) in Fall #2.



(a) Rumpf und Propeller.

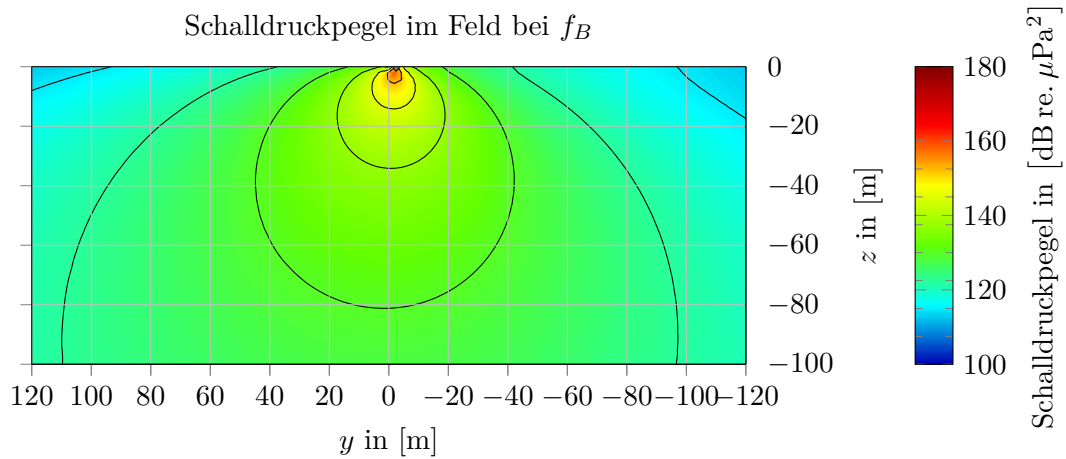


(b) Propeller.

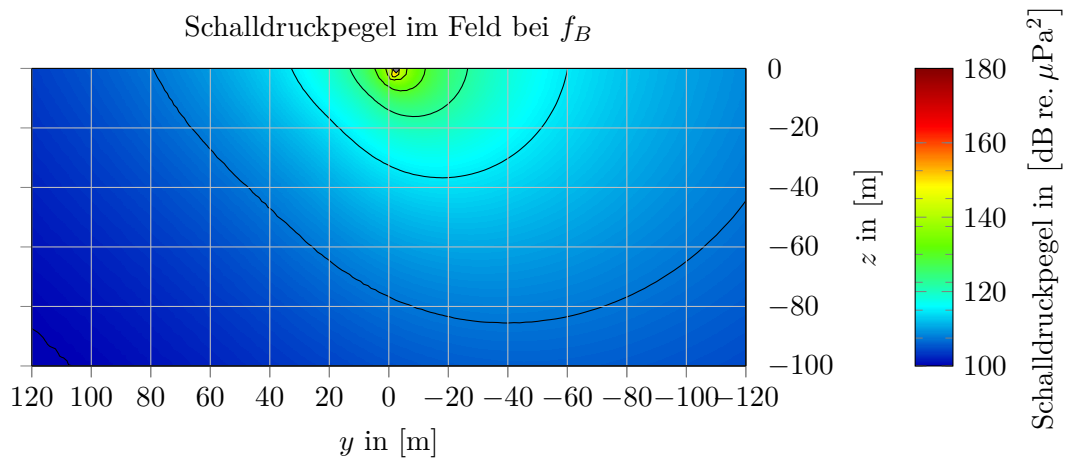


(c) Rumpf.

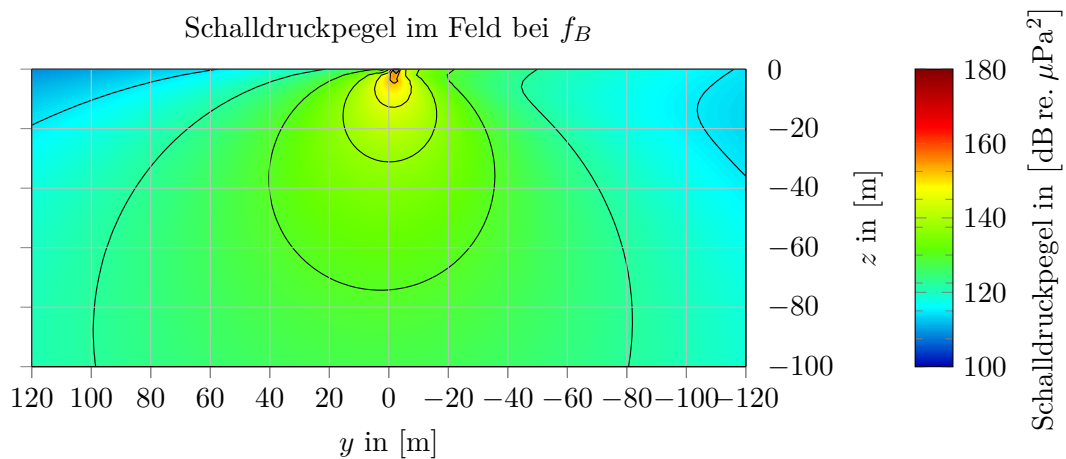
Abbildung B.3.: Schalldruckpegel der ersten Ordnung (f_B) in Fall #3.



(a) Rumpf und Propeller.



(b) Propeller.



(c) Rumpf.

Abbildung B.4.: Schalldruckpegel der ersten Ordnung (f_B) in Fall #4.

C. Spektren

Für akustische und hydroakustische Spektren gibt es verschiedene Darstellungsformen. Sie werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt und diskutiert.

C.1. Darstellungsarten von (akustischen) Spektren

Prinzipiell wird das Signal mit Hilfe einer schnellen Fourier-Transformation (FFT) vom Zeitbereich in den Frequenzbereich überführt (Cooley, Tukey 1965; Press u. a. 2007). Dabei muss darauf geachtet werden, dass das Signal im Zeitbereich periodisch ist. Um dies zu garantieren, sollte das ausgewertete Zeitfenster ein ganzzahliges Vielfaches der signifikanten Periode sein. Um zusätzliche Schwankungen auszugleichen, können Fensterfunktionen (Wikipedia 2020) verwendet werden.

Die von einer FFT erzeugten Spektren enthalten komplexe Amplituden (z. B. in [Pa]) und sind zweiseitig symmetrisch. Zum besseren Vergleich können diese in verschiedene andere Darstellungen überführt werden.

Einseitiges reelles Spektrum Die Informationen können auf ein Spektrum mit reellen Amplituden reduziert werden, indem die Beträge der komplexen Amplituden verwendet werden. Des Weiteren werden aufgrund der Symmetrie nur die Frequenzen größer oder gleich Null mit den dazugehörigen Amplituden verwendet und die Werte der reellen Amplituden mit Zwei multipliziert. Sollte das komplexe Spektrum eine gerade Anzahl an Frequenzen bzw. Amplituden enthalten, wird die Amplitude der höchsten Frequenz im einseitigen reellen Spektrum nicht verdoppelt.

Auto-Spektrum Wie bei dem „einseitigen reellen Spektrum“ kann das Spektrum auf reelle Amplituden reduziert werden. Dazu werden die komplexen Amplituden jeweils mit deren konjugiert-komplexen multipliziert und von dem Ergebnis der Realteil verwendet. Die Amplituden dieses Spektrums haben dann die Einheit Pa^2 .

Power-Spektrum oder einseitiges Auto-Spektrum Das „Auto-Spektrum“ ist zweiseitig symmetrisch und kann auf eine einseitige Darstellung reduziert werden. Hierbei werden wie bei dem „einseitigen reellen Spektrum“ nur die Frequenzen größer oder gleich Null mit den dazugehörigen Amplituden verwendet und die Amplituden des „Auto-Spektrums“ mit Zwei multipliziert. Sollte das „Auto-Spektrum“ eine gerade Anzahl an Frequenzen bzw. Amplituden enthalten, wird die Amplitude der höchsten Frequenz im „Power-Spektrum“ nicht verdoppelt.

Power-Spektrum-Density (PSD) Für breitbandige zufällige Signale, wie Messdaten, kann ein gemessenes „Power-Spektrum“ mit der Auflösung des Spektrums normalisiert werden, da in diesen Fällen die Amplituden eines „Auto-Spektrums“ bzw. „Power-Spektrums“ von der Auflösung des Spektrums abhängen. Für Simulationen mit einzelnen Peaks im Spektrum hat diese Darstellung keine Aussagekraft (Schaldenbrand 2019).

Schalldruckpegel oder Sound Pressure Level (SPL) Die Amplituden des „Power-Spektrums“ und der „Power-Spektrum-Density“ sind in $[\text{Pa}^2]$ angegeben. Sie können zu Schalldruckpegeln L_p in [dB] umgerechnet werden. Dazu wird das logarithmische Verhältnis der Amplituden \hat{p}^2 des „Power-Spektrums“ zum Quadrat eines Bezugswertes \hat{p}_0 berechnet (DIN ISO 17208-1:2018).

$$L_p = 10 \log_{10} \left(\frac{\hat{p}^2}{\hat{p}_0^2} \right) \text{ dB} = 20 \log_{10} \left(\frac{\hat{p}}{\hat{p}_0} \right) \text{ dB} \quad (\text{C.1})$$

Der Bezugswert \hat{p}_0 hat für Wasser und andere Medien den Wert $\hat{p}_0 = 1 \mu\text{Pa}$ und in Luft den Wert $\hat{p}_0 = 20 \mu\text{Pa}$. Die Schalldruckpegel können für kleine Amplituden negativ werden.

Schmalband, Oktaven und Terzen Gemessen werden Spektren meist als Schmalbandspektren oder „Narrow band“-Spektren. Diese werden häufig als „Power-Spektrum-Density“ in 1 Hz Schritten dargestellt (Schaldenbrand 2019). Zum besseren Vergleich werden diese in Oktav- („Octave band“ oder „OT“) oder Terz-Spektren („One-third octave band“ oder „OTO“) umgewandelt. Dabei ist die Frequenzschrittweite nicht mehr konstant und orientiert sich an der menschlichen Wahrnehmung von Frequenzunterschieden. Die Umrechnung erfolgt durch Integration der Amplituden in den jeweiligen Frequenzbändern (DIN EN 61260-1:2014). Dabei kann nur auf eine größere Frequenzschrittweite umgerechnet werden, da hier Details verloren gehen. Des Weiteren ist diese Umrechnung nur für Messwerte sinnvoll (Schaldenbrand 2019).

C.1.1. Vergleich und Umrechnung von Spektren

Allgemein können nur Spektren derselben Art verglichen werden. Des Weiteren ist darauf zu achten, dass die Spektren dieselbe Frequenzschrittweite haben (Schaldenbrand 2019).

Bei Simulationsergebnissen ist es relativ einfach, die Zeitschrittweite und simulierte Zeit anzupassen, so dass ein entsprechendes Spektrum entsteht. Wird mit gemessenen Spektren verglichen, ist dies nur für „Schmalband“-Spektren sinnvoll. Diese sind meist „Power-Spektrum-Density“ mit einer Frequenzschrittweite von 1 Hz und können für den Vergleich durch eine Multiplikation mit der Frequenzschrittweite in ein entsprechendes „Power-Spektrum“ umgewandelt werden (Schaldenbrand 2019).

C.2. Unterschiedliche Spektren in der Hydroakustik

In der Hydroakustik von Schiffen wurden verschiedene einheitliche Darstellungen etabliert. Diese verwenden den Schalldruckpegel in [dB] (siehe „Schalldruckpegel“) (DIN ISO 17208-1:2018; ITTC 7.5-04-04-01:1; AQUO 2014).

Gemessener Schall Als „gemessener Schalldruckpegel“ („Received Noise Level“) wird der Schall bezeichnet, welcher an einem Mess- oder Beobachtungspunkt ankommt. Bei Messungen wird der Schalldruckpegel an den einzelnen Hydrophonen verwendet. Dabei enthält der Wert keinerlei Korrekturen (ITTC 7.5-04-04-01:1; AQUO 2014). Entsprechend werden bei Simulationen sowohl die Entfernung als auch mehrere Schallpfade berücksichtigt.

Abgestrahlter Schall Als „abgestrahlter Schalldruckpegel“ („Radiated Noise Level“ oder „RNL“) wird der Schall in einer virtuellen Entfernung von 1 m von dem Bezugspunkt am Schiff, meist Mitte Schiff, bezeichnet (DIN ISO 17208-1:2018; ITTC 7.5-04-04-01:1; AQUO 2014).

Bei Messungen wird nach DIN ISO 17208-1:2018 nur eine Entfernungskorrektur angewendet (siehe Abschnitt 5.4.1, Gleichung (5.2)). Nach ITTC 7.5-04-04-01:1 und AQUO (2014) wird zusätzlich eine Korrektur des sogenannten Lloyd-Mirror-Effekts durchgeführt (siehe Abschnitt 5.4.1, Gleichungen (5.3) bzw. (5.4)). Evtl. wird auch der Mittelwert über mehrere Hydrophone verwendet (siehe Abschnitt 5.4.1, Gleichung (5.5)) (DIN ISO 17208-1:2018).

Bei Simulationen werden, wie bei den Messungen, die Daten eines entfernten Punktes auf die virtuelle Entfernung umgerechnet. Ob mehrere Schallpfade oder nur der direkte Pfad verwendet werden, hängt von dem jeweiligen Fall ab.

D. Gradientenberechnung in *panMARE*

In *panMARE* werden an verschiedenen Stellen im Lösungsprozess Gradienten über die Berandungsoberflächen benötigt, z. B. bei der Bestimmung der induzierten Geschwindigkeiten $\mathbf{v}_{\text{ind}} = \nabla \Phi_{\text{ind}}$. Da die Oberflächen während der Simulation aus diskreten Elementen bestehen und die meisten Werte konstant über die Paneele angenommen werden, wird ein Ansatz über die Werte an den Zentren benachbarter Paneele gewählt. Die Ansatzfunktion wird über ein Least-Square-Verfahren berechnet.

Allgemein wird eine Funktion $\Phi(\xi, \eta)$ zum Beschreiben des Werteverlaufs auf der Oberfläche verwendet.

$$\Phi(\xi, \eta) = \delta_0 + D_i \delta. \quad (\text{D.1})$$

Dabei sind ξ und η jeweils die lokale Koordinate in der Ebene des Paneels, wobei der Mittelpunkt des betrachteten Paneels die Koordinaten $\xi = 0$ und $\eta = 0$ besitzt.

Zur Verfügung stehen mehrere vordefinierte Ansatzfunktionen:

- Linear

$$\begin{aligned} \Phi(\xi, \eta) &= \delta_0 + \delta_1 \xi + \delta_2 \eta \\ &= \delta_0 + \underbrace{\begin{bmatrix} \xi & \eta \end{bmatrix}}_{=D} \underbrace{\begin{bmatrix} \delta_1 & \delta_2 \end{bmatrix}^T}_{=\delta} \end{aligned}$$

- Quadratisch

$$\begin{aligned} \Phi(\xi, \eta) &= \delta_0 + \delta_1 \xi + \delta_2 \eta + \delta_3 \xi^2 + \delta_4 \eta^2 \\ &= \delta_0 + \underbrace{\begin{bmatrix} \xi & \eta & \xi^2 & \eta^2 \end{bmatrix}}_{=D} \underbrace{\begin{bmatrix} \delta_1 & \delta_2 & \delta_3 & \delta_4 \end{bmatrix}^T}_{=\delta} \end{aligned}$$

- Bilinear

$$\begin{aligned} \Phi(\xi, \eta) &= \delta_0 + \delta_1 \xi + \delta_2 \eta + \delta_3 \xi \eta \\ &= \delta_0 + \underbrace{\begin{bmatrix} \xi & \eta & \xi \eta \end{bmatrix}}_{=D} \underbrace{\begin{bmatrix} \delta_1 & \delta_2 & \delta_3 \end{bmatrix}^T}_{=\delta} \end{aligned}$$

- Biquadratisch

$$\begin{aligned}\Phi(\xi, \eta) &= \delta_0 + \delta_1 \xi + \delta_2 \eta + \delta_3 \xi^2 + \delta_4 \eta^2 + \delta_5 \xi \eta + \delta_6 \xi^2 \eta + \delta_7 \xi \eta^2 + \delta_8 \xi^2 \eta^2 \\ &= \delta_0 + \underbrace{\begin{bmatrix} \xi & \eta & \xi^2 & \eta^2 & \xi \eta & \xi^2 \eta & \xi \eta^2 & \xi^2 \eta^2 \end{bmatrix}}_{=D} \underbrace{\begin{bmatrix} \delta_1 & \delta_2 & \cdots & \delta_7 & \delta_8 \end{bmatrix}^T}_{=\delta}\end{aligned}$$

Der Gradient ergibt sich aus dem Gradienten von Φ , welcher am Mittelpunkt des betrachteten Paneels $\begin{bmatrix} \delta_1 & \delta_2 \end{bmatrix}^T$ entspricht.

Für die Ansatzfunktion (D.1) sind am Ursprung $\begin{bmatrix} \xi_0 & \eta_0 \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} 0 & 0 \end{bmatrix}^T$ des betrachteten Paneels (Index 0) und an den Mittelpunkten $\begin{bmatrix} \xi_i & \eta_i \end{bmatrix}^T$ der n Nachbarpaneele (Indizes $0 < i \leq n$) die Werte Φ_i gegeben. Die Gleichung (D.1) wird in folgende Form umgewandelt.

$$\underbrace{\Phi(\xi_i, \eta_i) - \delta_0}_{=\Delta\Phi(\xi_i, \eta_i)=\Delta\Phi_i} = D_i \delta \quad (\text{D.2})$$

Dadurch ergibt sich ein Gleichungssystem

$$\Delta\Phi = D\delta \quad (\text{D.3})$$

aus dem Differenzvektor der Werte $\Delta\Phi \in \mathbb{R}^n$, der „Distanzmatrix“ $D \in \mathbb{R}^{n \times m}$ aus den Koordinaten ξ_i und η_i der benachbarten Paneele und den unbekanntem Koeffizienten $\delta \in \mathbb{R}^m$.

Zur Stabilisierung des nachfolgenden Least-Square-Verfahrens kann eine optionale Gewichtung der Nachbarpaneele durchgeführt werden. Dabei wird jede Zeile des Gleichungssystems auf beiden Seiten von links mit einem Gewicht entsprechend der Entfernung des Nachbarn zum betrachteten Paneel multipliziert. Das jeweilige Gewicht $W_{i,i}$ der Nachbarn berechnet sich aus

$$W_{i,i} = \left\| \begin{bmatrix} \xi_i & \eta_i \end{bmatrix}^T \right\|^w. \quad (\text{D.4})$$

Dabei wird der Exponent $w \in \mathbb{Z}$ entsprechend gewählt. Damit ergibt sich das Gleichungssystem (D.3) zu

$$W\Delta\Phi = WD\delta. \quad (\text{D.5})$$

Die Gewichtungsmatrix $W \in \mathbb{R}^{n \times n}$ besitzt nur Einträge auf der Hauptdiagonalen. Wenn keine Gewichtung vorgenommen wird, entspricht dies einem Exponenten $w = 0$ und einer Einheitsmatrix W .

Sollten mehr Nachbarpaneele in die Berechnung einbezogen werden als Koeffizienten aus der Ansatzfunktion zur Verfügung stehen, wird ein Least-Square-Verfahren angewendet. Dazu wird das Gleichungssystem (D.5) auf beiden Seiten von links mit $(WD)^T$ multipliziert.

$$(WD)^T W\Delta\Phi = (WD)^T WD\delta. \quad (\text{D.6})$$

Damit ist es ein lineares Gleichungssystem, welches direkt lösbar ist.

Sollten weniger Nachbarpaneele als Koeffizienten zur Verfügung stehen, wird die Ansatzfunktion entsprechend reduziert.

Ansonsten kann das Gleichungssystem (D.5) direkt gelöst werden.

Wird der Gradient am Mittelpunkt des betrachteten Paneels als Funktion der Werte der Nachbarn benötigt (z. B. Abschnitt 3.3), kann die Gleichung (D.6) umgeformt werden.

$$\left[(WD)^T WD \right]^{-1} (WD)^T W \Delta \Phi = \delta \quad (\text{D.7})$$

Damit kann der Gradient in Abhängigkeit von den Deltawerten zu den Nachbarpaneelen angegeben werden.