

728 | November 2023

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Björn Carstensen

Ruderkraftberechnung in der frühen Entwurfsphase unter Berücksichtigung der Propeller-Ruder-Interaktion

TUHH

Technische Universität Hamburg

Ruderkraftberechnung in der frühen Entwurfsphase unter Berücksichtigung der Propeller-Ruder-Interaktion

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von
Björn Carstensen

aus
Hamburg

2023

Vorsitzender des Prüfungsausschusses

Prof. Dr.-Ing. Jürgen Grabe

Gutachter

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

Tag der mündlichen Prüfung:

04.07.2023

© Schriftenreihe Schiffbau der
Technischen Universität Hamburg
Am Schwarzenberg-Campus 4 (C)
21073 Hamburg
<https://www.tuhh.de/vss>

Bericht Nr. 728

ISBN 978-3-89220-728-3

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Entwerfen von Schiffen und Schiffssicherheit der Technischen Universität Hamburg. Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Stefan Krüger für die langjährige Unterstützung. Die fachliche Betreuung, das entgegengebrachte Vertrauen und das Schaffen eines ausgezeichneten Arbeitsklimas haben maßgeblich zur erfolgreichen Veröffentlichung dieser Arbeit beigetragen.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Moustafa Abdel-Maksoud dafür, dass er diese Arbeit als Zweitgutachter betreut hat, sowie bei Prof. Dr.-Ing. Jürgen Grabe für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Weiterhin gilt mein Dank meinen ehemaligen Kollegen und den Alumni des Instituts für den regen fachlichen Austausch, der Teile dieser Arbeit geprägt, sowie den eigenen Horizont zu abweichenden Themen erweitert hat. Dieser Austausch aber auch die nicht-fachlichen Gespräche haben zu einem sehr angenehmen Arbeitsumfeld und einer schönen Zeit beigetragen.

Abschließend bedanke ich mich ganz herzlich bei meiner Familie für die ausdauernde Unterstützung während meines Studiums und auf dem Weg zur Promotion. Meinem Sohn danke ich dafür, dass er für die notwendige Zerstreuung gesorgt und mich auf andere Gedanken gebracht hat. Ganz besonders danke ich meiner Frau Josephine, die mir während der gesamten Zeit zur Seite gestanden und mir stets den Rücken freigehalten hat.

Kurzfassung

Durch steigende Anforderungen an die Energieeffizienz von Schiffen ergeben sich gewisse Probleme und Herausforderungen für den Ruder- und Propellerentwurf. Auch für das Ruder verschiebt sich dabei die Gewichtung für viele Schiffstypen vom reinen Manövrierorgan in Richtung der positiven Beeinflussung der Propulsion. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Hybridverfahren zur Berechnung von Ruderkräften und zur Abschätzung der wechselseitigen Interaktion zwischen Propeller und Ruder für die frühe Entwurfsphase vorgestellt. Das neuartige Hybridverfahren koppelt dabei ein hybrides Traglinienverfahren für Mehrkomponenten-Propulsoren mit einem Paneelverfahren und einem zweidimensionalen Grenzschichtverfahren.

Abstract

Due to the rising requirements on energy efficiency of ships, certain problems and challenges arise for the design of rudders and propellers. For the rudder, the focus changes for many types of ship from solely being a manoeuvring device to positive influencing the propulsion. Within the scope of this work, a hybrid calculation method for the calculation of rudder forces and for the evaluation of the bidirectional interaction between propeller and rudder for the early design stage is presented. The new hybrid calculation method couples a hybrid lifting line approach for multi-component-propulsors with a panel method and a two-dimensional boundary layer method.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	XIII
Symbolverzeichnis	XV
1. Einleitung	1
1.1. Problemstellung	4
1.2. Neuartiges Berechnungsverfahren	6
1.2.1. Anforderungen des frühen Entwurfs	7
1.2.2. Technische Anforderungen	8
2. Stand der Wissenschaft und Technik	13
2.1. Stand der Technik	13
2.1.1. Zwischenfazit	19
2.2. Stand der Wissenschaft	20
2.2.1. Berechnungsmethoden	20
2.2.2. Zwischenfazit	25
2.2.3. Messungen	25
3. Theoretische Grundlagen	29
3.1. Profiltheorie	30
3.1.1. Skeletttheorie	31
3.1.2. Tropfentheorie	33
3.1.3. Geschwindigkeits- und Druckverteilung	35
3.2. Stationäre Traglinienmethode	36
3.2.1. Traglinienverfahren des Tragflügels	37
3.2.2. Traglinienverfahren des Schraubenpropellers	39
3.2.3. Traglinienverfahren für Mehrkomponenten-Propulsoren	41
3.3. Grenzschichttheorie	44
3.3.1. Laminare Grenzschicht	46
3.3.2. Transition	48
3.3.3. Turbulente Grenzschicht	52
3.4. Paneelverfahren	54
3.4.1. Berechnung von Trajektorien auf der Körperoberfläche	60
3.4.2. Spitzenwirbelkorrektur	63

3.5. Gekoppeltes Hybridverfahren	67
3.5.1. Nachlaufausrichtung	72
3.5.2. Erstellung von zweidimensionalen Schnitten	73
4. Berechnungs- und Datenmodell	77
4.1. Methodenumgebung	77
4.2. Datenmodell des Ruders	78
4.3. Datenmodell des Propellers	80
5. Validierung	81
5.1. Fall 1	83
5.1.1. Vorstellung des Validierungsfalls	83
5.1.2. Tragflügel in homogener Zuströmung	84
5.2. Fall 2	90
5.2.1. Vorstellung des Validierungsfalls	90
5.2.2. Ruder in homogener Zuströmung	92
5.2.3. Propeller-Ruder-Anordnung	98
5.3. Fall 3	114
5.3.1. Vorstellung des Validierungsfalls	114
5.3.2. Propeller-Ruder-Anordnung	116
5.4. Fall 4	124
5.4.1. Vorstellung des Validierungsfalls	124
5.4.2. Propeller-Ruder-Anordnung	125
6. Anwendung der Berechnungsmethode auf Großausführungsprognosen	135
6.1. Kräfte und Momente am Ruder	135
6.2. Grenzschichtgrößen am Ruder	141
6.3. Kräfte und Momente am Propeller	148
7. Zusammenfassung und Ausblick	151
7.1. Zusammenfassung	151
7.2. Ausblick	152
Literaturverzeichnis	155
A. Einstellungen der Berechnungen zu Validierungszwecken	171
A.1. Fall 1	171
A.2. Fall 2	171
A.3. Fall 3	172
A.4. Fall 4	173

Abbildungsverzeichnis

1.1. Auswertung der Verluste eines Wageningen B-Serien Propellers.	2
1.2. Darstellung einer typischen Ruderanordnung im Propellerstrahl am Beispiel eines Containerschiffes im Modellmaßstab.	3
3.1. Zerlegung der Umströmung des angestellten Profils in den Anteil des Skeletts und des Tropfens.	31
3.2. Schematische Darstellung der Strömungsverhältnisse auf einem Höhenschnitt für das gekoppelte Propeller-Ruder-System.	42
3.3. Beispielhafte Darstellung der Goldsteinfaktoren in der Propellerebene für einen vierflügeligen Propeller.	42
3.4. Beispielhafte Darstellung der Induktionsfaktoren in axialer und tangentialer Richtung vor der Propellerebene.	43
3.5. Beispielhafte Darstellung der Induktionsfaktoren in axialer und tangentialer Richtung im Nachlauf des Propellers.	43
3.6. Schematische Darstellung der Plattengrenzschicht und dazugehöriger Geschwindigkeitsverteilung.	45
3.7. Bestimmung der Anfachungsrate für eine Grenzschichtströmung.	52
3.8. Gittertopologie des Ruders im Paneelverfahren.	56
3.9. Koordinatensystem und Gitter des physikalischen Raums und des Berechnungsraums mit den dazugehörigen Transformationen.	61
3.10. Schematische Darstellung der abgehenden freien Wirbel.	64
3.11. Beispielhafte Darstellung der unkorrigierten Zirkulation der einzelnen Wirbelabschnitte.	65
3.12. Flussdiagramm des entwickelten Hybridverfahrens.	69
3.13. Exemplarische Darstellung der Nachlaufausrichtung.	73
4.1. Beispielhafte Rudergeometriebeschreibung in E4.	79
5.1. Schematische Darstellung der in dieser Arbeit zu Validierungszwecken verwendeten Modelle der Modellversuche von Whicker und Fehlner [35].	83
5.2. Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen und Berechnungen mit und ohne Spitzenwirbelkorrektur für das Modell 103 von Whicker und Fehlner [35, S. 40] bei $Re = 2,28 \cdot 10^6$	85
5.3. Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen und Berechnungen mit und ohne Spitzenwirbelkorrektur für das Modell 106 von Whicker und Fehlner [35, S. 50] bei $Re = 2,72 \cdot 10^6$	87

5.4. Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen und Berechnungen mit und ohne Spitzenwirbelkorrektur für das Modell 109 von Whicker und Fehlner [35, S. 62] bei $Re = 2,26 \cdot 10^6$	88
5.5. Verlauf der Korrekturfaktoren für Spitzenwirbel über den Iterationsschritten für einen beispielhaften Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$ für die Modelle 103 und 109 der Modellversuche von Whicker und Fehlner [35].	90
5.6. Schematische dreidimensionale Darstellung der Versuchsanordnung der Versuche von Molland und Turnock [18, S. 125 ff.].	91
5.7. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung für die beiden hier untersuchten Rudermodelle der Versuche von Molland und Turnock [18, S. 125 ff.].	93
5.8. Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für Ruder Nummer 2 in homogener Zuströmung.	95
5.9. Vergleich des Normalkraftverlaufs über der Spannweite zwischen Messungen [99, S. 80] und Berechnungen für Ruder Nummer 2.	97
5.10. Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen [99] und Berechnungen für das Ruder Nummer 3 in homogener Zuströmung.	99
5.11. Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für Ruder Nummer 2 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,35$	101
5.12. Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für Ruder Nummer 2 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,51$	103
5.13. Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für Ruder Nummer 2 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,94$	104
5.14. Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99] und Berechnungen für Ruder Nummer 3 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,35$	106
5.15. Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99] und Berechnungen für Ruder Nummer 3 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,51$	107
5.16. Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99] und Berechnungen für Ruder Nummer 3 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,94$	109
5.17. Vergleich der Propellerfreifahrten zwischen Messungen [98, 99, 103] und Berechnungen.	110
5.18. Vergleich der relativen Änderung des Schubes und des Momentes am Propeller zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für die Propeller-Ruder-Anordnung mit Ruder Nummer 2 aufgetragen über dem Fortschrittsgrad.	112
5.19. Vergleich der relativen Änderung des Schubes und des Momentes am Propeller zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für die Propeller-Ruder-Anordnung mit Ruder Nummer 2 aufgetragen über dem Ruderwinkel.	112

5.20. Vergleich der relativen Änderung des Schubes und des Momentes am Propeller zwischen Messungen [99] und Berechnungen für die Propeller-Ruder-Anordnung mit Ruder Nummer 3.	113
5.21. Ruderanordnung des Validierungsfalls Nummer 3.	114
5.22. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung der Modellversuche von Wolf [110] in eigener Darstellung nach Wolf [110, S. 8].	116
5.23. Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und der Messreihe 1388 von Wolf [110] für den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 0,8$	118
5.24. Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren, den Berechnungen von Söding [90], den Messungen der SVA [158] und der Messreihe 1388 von Wolf [110] für den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 1,8$	119
5.25. Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und der Messreihe 1388 von Wolf [110] für den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 4,0$	122
5.26. Vergleich der Propellerfreifahrten zwischen Berechnungen und den Messungen von Wolf [110] und der SVA [158].	123
5.27. Vergleich der relativen Änderung des Propellerschubes und -momentes zwischen Messungen [110] und Berechnungen für die Propeller-Ruder-Anordnung.	123
5.28. Schematische Versuchsanordnung der umgekehrten Freifahrtversuche aus dem Forschungsvorhaben ESD@Sea [159].	124
5.29. Ausschnitt der Versuchsanordnung der umgekehrten Freifahrtversuche aus dem Forschungsvorhaben ESD@Sea [159] in der Versuchsdurchführung.	125
5.30. Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und den in umgekehrten Freifahrtversuchen gemessenen Werten für $J = 0,827$	128
5.31. Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und den in umgekehrten Freifahrtversuchen gemessenen Werten für $J = 0,620$	130
5.32. Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und den in umgekehrten Freifahrtversuchen gemessenen Werten für $J = 0,413$	132
5.33. Vergleich der Propellerfreifahrten zwischen Messungen [11, Blatt 2.8 ff.] und Berechnungen.	133
5.34. Vergleich der relativen Änderung des Schubes und des Momentes am Propeller zwischen Messungen [159], RANS-Berechnungen [50] und Berechnungen mit dem Hybridverfahren für die Propeller-Ruder-Anordnung.	134
6.1. Ruder und Propeller des Validierungsfalls 3 in der Großausführung auf dem Helgen.	136
6.2. Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen Berechnungen und Messungen für Modellmaßstab und Großausführung für den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 1,8$	137
6.3. Darstellung der Druckverteilung und des Kavitationsauftretens auf der Steuerbordseite des Ruders in der Großausführung für den Ruderwinkel $\delta_R = 30^\circ$	139

6.4. Vergleich der Druckverteilung im Modellmaßstab und in der Großausführung für den Ruderwinkel $\delta_R = -20^\circ$	140
6.5. Vergleich der charakteristischen Punkte im Berechnungsraum aus der Grenzschichtrechnung für den Modellmaßstab und für die Großausführung mit dem Ansatz der Trajektorien für den Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$	142
6.6. Vergleich der charakteristischen Punkte im Berechnungsraum aus der Grenzschichtrechnung für den Modellmaßstab und für die Großausführung mit dem Ansatz des äquivalenten Anstellwinkels für den Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$	144
6.7. Vergleich der charakteristischen Punkte im Berechnungsraum aus der Grenzschichtrechnung für den Modellmaßstab und für die Großausführung mit dem Ansatz der Trajektorien für den Ruderwinkel $\delta_R = -20^\circ$	146
6.8. Vergleich der charakteristischen Punkte im Berechnungsraum aus der Grenzschichtrechnung für den Modellmaßstab und für die Großausführung mit dem Ansatz des äquivalenten Anstellwinkels für den Ruderwinkel $\delta_R = -20^\circ$	147
6.9. Vergleich der relativen Änderung des Schubes und des Momentes am Propeller zwischen den Berechnungen im Modellmaßstab und für die Großausführung der Propeller-Ruder-Anordnung.	149

Tabellenverzeichnis

5.1. Geometrische Parameter der hier nachgerechneten Tragflügel aus den Modellversuchen von Whicker und Fehlner [35].	84
5.2. Geometrische Parameter der verwendeten Ruder aus den Modellversuchen von Molland und Turnock [18, S. 125 ff.].	91
5.3. Geometrische Parameter des Propellers aus den Modellversuchen von Molland und Turnock [18]	91
5.4. Gegenüberstellung der Abweichungen im Auftriebsbeiwertgradienten aus Messungen und Rechnungen für Ruder Nummer 2 in homogener Zuströmung. . . .	96
5.5. Geometrische Parameter des verwendeten Ruders aus den Modellversuchen von Wolf [110] und Günther und Röpcke [158].	115
5.6. Hauptdaten des Propellers aus den Modellversuchen von Wolf [110].	116
5.7. Geometrische Parameter des verwendeten Ruders aus den Modellversuchen des Forschungsvorhabens ESD@Sea [111].	126
5.8. Hauptdaten des Propellers aus den Modellversuchen des Forschungsvorhabens ESD@Sea [111].	126
A.1. Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Whicker und Fehlner [35].	171
A.2. Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Molland und Turnock [99, 103] für homogene Zuströmung.	171
A.3. Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Molland und Turnock [99, 103] für die Propeller-Ruder-Anordnung.	172
A.4. Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Wolf [110] und Günther und Röpcke [158] für die Propeller-Ruder-Anordnung.	172
A.5. Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Grabert [111] für die Propeller-Ruder-Anordnung.	173

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

A_0	Propellerfläche	$[\text{m}^2]$
A_{Dr}	Fläche eines Dreieckpaneels	$[-]$
A_E	Abgewinkelte Propellerfläche	$[\text{m}^2]$
A_i	Birnbaumkoeffizienten	$[-]$
a_i	Polynomkoeffizienten	$[-]$
A_{Rud}	Ruderfläche	$[\text{m}^2]$
B	Schiffsbreite	$[\text{m}]$
B_i	Koeffizienten der Quellverteilung	$[-]$
b_i	Fourieroeffizienten der Dickenlinie	$[-]$
c	Sehnenlänge	$[\text{m}]$
c_B	Blockkoeffizient	$[-]$
c_D	Widerstandsbeiwert	$[-]$
c_F	Dimensionslose Wandreibungskoeffizient	$[-]$
c_L	Auftriebsbeiwert	$[-]$
$c'_{L\infty}$	Auftriebsbeiwertgradient	$[\text{rad}^{-1}]$
$c_{M,c/4}$	Momentenbeiwert um die z -Achse durch den Viertelpunkt des Profils	$[-]$
$c_{M,s}$	Momentenbeiwert des Momentes um die Längsachse des Ruders	$[-]$
$c_{M,z}$	Ruderschaftmomentenbeiwert	$[-]$
c_p	Druckbeiwert	$[-]$
C_R	Entwurfsruderkraft der Klassifikation	$[\text{N}]$
c_{TH}	Schubbelastungsgrad	$[-]$
D	Widerstand	$[\text{N}]$
D_H	Propellernabendurchmesser	$[\text{m}]$
D_P	Propellerdurchmesser	$[\text{m}]$
D_s	Widerstand eines Höhenschnitts	$[\text{N m}^{-1}]$
\mathbf{D}	Matrix der Dipolbeiträge	$[-]$
\vec{D}	Amplitudenvektor der verschiedenen Moden	$[-]$
d_{eq}	Äquivalenter Strahldurchmesser	$[\text{m}]$
F_{DA}	Reibungsabzug	$[\text{N}]$

G	Greensche Funktion	$[\text{m}^{-1}]$
H	Formparameter	$[-]$
h	Spannweite	$[\text{m}]$
J	Fortschrittsgrad	$[-]$
K	Formparameter	$[-]$
k_0	Steigung der freien Wirbel	$[\text{m}]$
k_i	Korrekturfaktoren für Spitzenwirbel ($i = 1, \dots, 4$)	$[-]$
K_2, K_3	Faktoren der Klassifikationsgesellschaft zur Ruderkraftberechnung	$[\text{m}]$
k_D	Widerstandsbeiwert (gebildet mit der Propellerdrehzahl)	$[-]$
k_L	Auftriebsbeiwert (gebildet mit der Propellerdrehzahl)	$[-]$
\mathbf{K}	Transformationsmatrix vom physikalischen Raum in den Berechnungsraum . . .	$[-]$
$k_{M,s}$	Momentenbeiwert des Momentes um die Längsachse des Ruders (gebildet mit der Propellerdrehzahl)	$[-]$
$k_{M,z}$	Ruderschaftmomentenbeiwert (gebildet mit der Propellerdrehzahl)	$[-]$
k_Q	Propellermomentenbeiwert	$[-]$
k_T	Propellerschubbeiwert	$[-]$
L	Auftrieb	$[\text{N}]$
\mathbf{L}	Transformationsmatrix vom Berechnungsraum in den physikalischen Raum . . .	$[-]$
$\ln A$	Räumlicher Anfachungsfaktor	$[-]$
$\ln A^*$	Integraler räumlicher Anfachungsfaktor	$[-]$
L_S	Schiffslänge	$[\text{m}]$
N	Normalkraft	$[\text{N}]$
\mathbf{N}	Matrix der Nachlaufbeiträge	$[-]$
P	Steigung des Propellers	$[\text{m}]$
p	Druck	$[\text{N m}^{-2}]$
\mathbf{P}, \mathbf{Q}	Komplexe Matrizen des Eigenwertproblems zur Bestimmung der Transition . . .	$[-]$
Q	Propellermoment	$[\text{N m}]$
q	Quellstärkenverteilung	$[\text{m s}^{-1}]$
r	Radiale Koordinate	$[\text{m}]$
R_a	Halber Propellerdurchmesser	$[\text{m}]$
Re	Reynoldszahl	$[-]$
Re_δ	Auf die Grenzschichtdicke bezogene Reynoldszahl	$[-]$
Re_{δ_2}	Auf die Impulsverlustdicke bezogene Reynoldszahl	$[-]$
R_k	Hang des Propellers	$[\text{°}]$
R_T	Schiffswiderstand	$[\text{N}]$
s	Koordinate entlang eines Pfades	$[\text{m}]$
S_K	Oberfläche des Körpers	$[\text{m}^2]$
S_N	Oberfläche des Nachlaufs	$[\text{m}^2]$
\mathbf{S}	Matrix der Quellbeiträge	$[-]$

T	Propellerschub	[N]
t	Sogziffer	[-]
T_1, T_2	Numerische Funktionen für die Adressen der Hinterkantenpaneele	[-]
T_M	Mittlerer Tiefgang	[m]
u_γ, v_γ	Wirbelinduzierte Längs- und Quergeschwindigkeit	[m s ⁻¹]
U_e	Geschwindigkeit am Grenzschichttrand	[m s ⁻¹]
u_∞, v_∞	Außengeschwindigkeit in Längs- und Querrichtung	[m s ⁻¹]
u_K, v_K	Längs- und Quergeschwindigkeit auf der Profilloberfläche	[m s ⁻¹]
u_Q, v_Q	Wirbelinduzierte Geschwindigkeiten an der tragenden Linie des Propellers	[m s ⁻¹]
u_q, v_q	Quellinduzierte Geschwindigkeit	[m s ⁻¹]
u_T	Tangentialgeschwindigkeit auf dem Profil	[m s ⁻¹]
v_A	Anströmgeschwindigkeit des Propellers	[m s ⁻¹]
v_{Gr}	Gruppengeschwindigkeit	[m s ⁻¹]
v_{Ph}	Phasengeschwindigkeit	[m s ⁻¹]
w	Nachstromziffer	[-]
x	Koordinate in Längsrichtung für kartesische Koordinaten und Zylinderkoordinaten [m]	
y	Kartesische Koordinate in Querrichtung	[m]
y_D	Ordinate der Dickenlinie	[m]
y_S	Ordinate der Skelettlinie	[m]
Z	Flügelanzahl des Propellers	[-]
z	Kartesische Koordinate in vertikale Richtung	[m]

Griechische Symbole

α	Anstellwinkel	[rad]
β	Anstellwinkel	[rad]
Γ	Zirkulation	[m ² s ⁻¹]
γ	Zirkulationsdichte entlang des Flügels	[m s ⁻¹]
γ^*	Zirkulationsdichte entlang des Profils für einen Höhenschnitt	[m s ⁻¹]
δ	Grenzschichtdicke	[m]
δ_0	Nullauftriebswinkel	[rad]
δ^*	Verdrängungsdicke der Grenzschicht	[m]
δ_2	Impulsverlustdicke der Grenzschicht	[m]
δ_R	Ruderwinkel	[°]
η	Dimensionslose Koordinate senkrecht zur Wand	[-]
η_O	Freifahrtwirkungsgrad	[-]
ζ	Integrationsvariable für Winkel in Zylinderkoordinaten	[rad]
Θ	Dimensionslose Impulsverlustdicke	[-]
Θ_S	Rücklage des Propellers	[°]
ϑ	Winkelkoordinaten in Längsrichtung	[rad]

ϑ_{SP}	Winkelkoordinaten des Staupunktes	[rad]
κ	Goldsteinfaktor	[-]
\varkappa	Riegelfaktor	[-]
Λ	Seitenverhältnis	[-]
λ	Formparameter	[-]
λ_M	Modellmaßstab	[-]
λ_R	Zuspitzung des Ruders: c_{Spitze}/c_{Wurzel}	[-]
μ	Dynamische Zähigkeit	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
ν	Kinematische Zähigkeit	[m ² s ⁻¹]
ξ	Dimensionslose Spannweitenkoordinate	[-]
ρ	Dichte	[kg m ⁻³]
τ	Integrationsvariable in Längsrichtung in Winkelkoordinaten	[rad]
τ_W	Wandschubspannung	[N m ⁻²]
Φ	Potenzial	[m ² s ⁻¹]
ϕ	Amplitudenfunktion	[m ² s ⁻¹]
Φ_E	Potenzial an den Paneelecken	[m ² s ⁻¹]
χ, ψ	Koordinaten des Berechnungsraums	[-]
Ψ	Stromfunktion	[m ² s ⁻¹]
Ω	Pfeilungswinkel des Ruders	[°]
ω	Kreisfrequenz	[rad s ⁻¹]

Andere Zeichen und Symbole

a	Komplexe räumliche Anfachung	[m ⁻¹]
b	Komplexe zeitliche Anfachung	[s ⁻¹]

Abkürzungen

CII	Carbon Intensity Indicator
DES	Detached Eddy Simulation
EEDI	Energy Efficiency Design Index
EEXI	Energy Efficiency Existing Ship Index
ESD	Energy Saving Device
FSG	Flensburger Schiffbau Gesellschaft mbH
HSVA	Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt GmbH
IACS	International Association of Classification Societies
IMO	International Maritime Organization
ITTC	International Towing Tank Conference
LES	Large Eddy Simulation
MEPC	Marine Environment Protection Committee
RANSE	Reynolds Averaged Navier Stokes Equation

ROWT Reverse open water test

SVA Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam GmbH

Hoch- und tiefgestellte Buchstaben

$(\cdot)_I$ Instabilitätspunkt

$(\cdot)_i$ Induziert

$(\cdot)_M$ Modell

$(\cdot)_P$ Propeller

$(\cdot)_R$ Ruder

$(\cdot)_S$ Großausführung

$(\cdot)_{SP}$ Staupunkt

$(\cdot)_{Tr}$ Transitionspunkt

$(\cdot)_{\Im}$ Imaginärteil

$(\cdot)_{\Re}$ Realteil

1. Einleitung

Die internationale Schifffahrt hat eine zentrale Bedeutung für den Handel und die Wirtschaft. Aufgrund der hohen Effizienz des Seetransportes wird mit 80 % bis 90 % nach Gewicht beziehungsweise 60 % bis 70 % nach Warenwert der überwiegende Teil des internationalen Warenverkehrs mit Schiffen abgewickelt [1, S. 4]. Auch für die Europäische Union ist der Seeverkehr mit einem Anteil von 77 % am Außenhandel der mit Abstand wichtigste Verkehrszweig [2, S. 140]. Neben der zentralen Bedeutung für den Güterverkehr kommt der Schifffahrt eine große wirtschaftliche Rolle in Bereichen der Erschließung und Gewinnung von Ressourcen, der Freizeitvergnügung und des Personentransportes zu. Im Jahr 2018 entfielen 2,89 % der jährlichen globalen anthropogenen CO_2 -Emissionen auf die Schifffahrt [3, S. 112], was gemessen an dem hohen Transportvolumen ein niedriger Wert ist, jedoch einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf das Klima hat.

Aus diesem Grund wurde sich zur Bekämpfung des Klimawandels innerhalb der International Maritime Organization (IMO) vom Marine Environment Protection Committee (MEPC) auf einen Fahrplan zur Reduktion von Treibhausgasen von Schiffen geeinigt [4]. In diesem Fahrplan werden verschiedene Maßnahmen auf unterschiedlichen zeitlichen Ebenen definiert. Als kurz- und mittelfristige Maßnahmen wurden auf regulatorischer Seite der Energy Efficiency Design Index (EEDI) für Neubauten [5] und seit dem 01. Januar 2023 der Energy Efficiency Existing Ship Index (EEXI) für die bestehende Flotte eingeführt [6]. Neben diesen einmalig zu erfüllenden Regularien wird ab 2023 ebenfalls eine kontinuierliche Evaluation der emittierten Treibhausgase im Verhältnis zur erbrachten Transportarbeit im Rahmen des Carbon Intensity Indicator (CII) fällig [6]. Als langfristiges Ziel wurde unter anderem festgelegt, dass im Jahre 2050 der CO_2 -Ausstoß der gesamten Schifffahrt maximal 50 % des CO_2 -Ausstoßes des Jahres 2008 betragen soll. Gerade vor dem Hintergrund eines nach wie vor wachsenden Welthandelsvolumens [7, S. 40] lässt sich dieses ambitionierte Ziel nur mit einer Vielzahl an Maßnahmen und ganzheitlichen Optimierungen erreichen. Ein Hauptaugenmerk liegt hierbei aktuell auf der Verwendung alternativer, synthetisch hergestellter Kraftstoffe oder alternativer Arten der Energiespeicherung (bspw. Batterien). Da derzeit jedoch sowohl die Kosten im Betrieb als auch für die Installation dieser neuartigen Systeme deutlich höher liegen als für konventionelle Anlagen, ist es ökonomisch sinnvoll die benötigte Energie so gering wie möglich zu halten. Darüber hinaus ist die Reduktion der benötigten Energie in der Übergangsphase zu komplett klimaneutralen Kraftstoffen oder Energiespeicherarten ebenfalls von ökologischem Interesse.

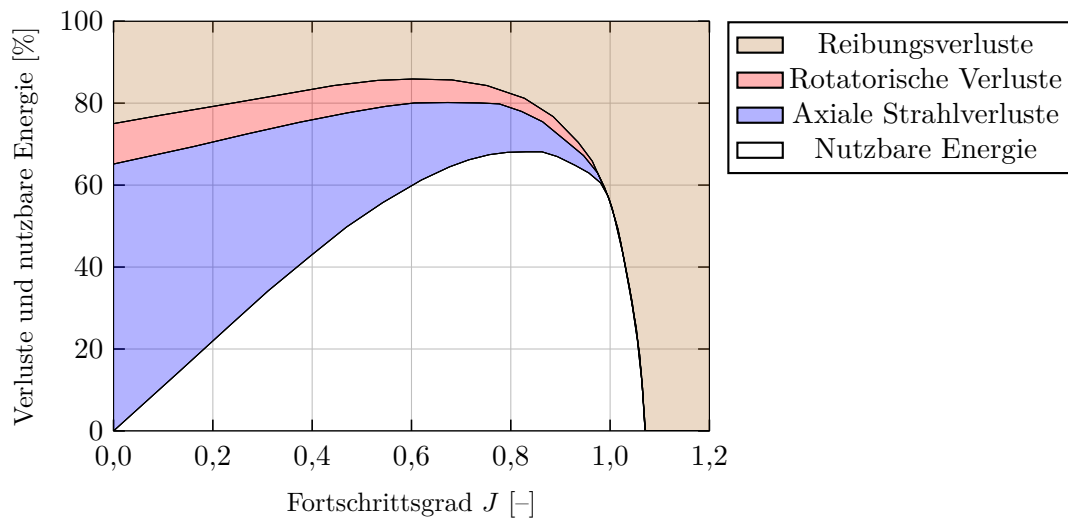


Abbildung 1.1.: Auswertung der Verluste eines Wageningen B-Serien Propellers (B 4,55 mit $P/D = 1,0$) in eigener Darstellung nach [8].

Ein Ansatzpunkt zur Verringerung des Kraftstoffverbrauchs, und somit gleichzeitig zur Reduktion der ausgestoßenen Treibhausgase, ist die Optimierung der Propulsion und des Widerstandes. Im konventionellen Schiffsantrieb wird der Vortrieb von einem Propeller erzeugt. Die Anteile der nutzbaren Vortriebsenergie und der Verluste sind beispielhaft für verschiedene Fortschrittsgrade J in Abbildung 1.1 dargestellt. Hierbei werden die Verluste in Reibungsverluste, rotatorische Verluste und axiale Strahlverluste eingeteilt. Die Reibungsverluste lassen sich lediglich schwer und auch nur in geringem Maße verringern. Die axialen Strahlverluste können durch die Wahl eines Betriebspunktes bei einer möglichst niedrigen Schubbelastung minimiert werden. Der Schubbelastungsgrad

$$c_{\text{TH}} = \frac{T}{0,5\rho v_A^2 A_0}, \quad (1.1)$$

bei dem T der Propellerschub, ρ die Wasserdichte, v_A die Zuströmgeschwindigkeit und A_0 die Propellerfläche sind, lässt sich bei vorgegebener Betriebsgeschwindigkeit nur durch Wahl eines möglichst großen Propellerdurchmessers oder durch Reduktion des Schubes verringern. Letztere kann nur durch die Verringerung des Schiffswiderstandes oder des Soges erreicht werden, welches beide Größen sind, die aus der Schiffsform hervorgehen. Die rotatorischen Verluste sind von den in Abb. 1.1 dargestellten Kategorien an Verlusten die einzigen, die ähnlich einer Rotor-Stator-Anordnung zurückgewonnen werden können, indem sie in zusätzlichen Schub gewandelt werden. Ein gut entworfenes im Propellerstrahl angeordnetes Ruder führt bereits zu solch einer Rückgewinnung der rotatorischen Verluste [9, S. 84]. Eine derartige Anordnung führt



Abbildung 1.2.: Darstellung einer typischen Ruderanordnung im Propellerstrahl am Beispiel eines Containerschiffes im Modellmaßstab (basierend auf [11, S. 47]).

jedoch auch zu einer Veränderung verschiedener Propulsionsgrößen. Die Versperrung des Ruders führt zu einer Erhöhung der Nachstromziffer w . Der Einfluss des Ruders auf den Propeller verändert sowohl dessen Schub- als auch Momentenbeiwert und führt in den meisten Fällen zu einem Anstieg beider Werte. Die Ruderlängskraft beeinflusst durch Drallrückgewinnung und Reibung die Sogziffer t .

Neben einer positiven Beeinflussung der Propulsion bietet die Anordnung des Ruders im Propellerstrahl, wie sie beispielhaft in Abbildung 1.2 dargestellt ist, auch Vorteile für das Manövrierverhalten. Verglichen mit einer Anordnung des Ruders außerhalb des Propellerstrahls lassen sich mit der Ruderanordnung im Propellerstrahl in stationärer Geradeausfahrt deutlich höhere Ruderkräfte erzielen [9, S. 84]. Im Manövrierbetrieb mit geringer oder verschwindender Vorausgeschwindigkeit kann darüber hinaus bei einer derartigen Anordnung mit dem Ruder nach wie vor eine Querkraft erzeugt werden, solange der Propeller eine Zuströmung zum Ruder erzeugt [9, S. 84]. Da ein gutes Manövrierverhalten für den sicheren Schiffsbetrieb wichtig ist, hat die IMO eine Resolution verabschiedet [10], in der Mindestanforderungen an das Manövrierverhalten festgelegt sind. Darüber hinaus müssen Schiffstypen, die häufig manövrieren, oftmals individuelle, schärfere Kriterien erfüllen.

Doch auch für Schiffe, für die der Manövrierbetrieb eine untergeordnete Rolle einnimmt, ist ein gutes Manövrierverhalten in Form eines hohen Kurshaltevermögens von Interesse, da der Widerstand des gelegten Ruders nicht unerheblich ist. Während der Ruderwiderstand in ungestörter Geradeausfahrt nur ca. 1 % des Gesamtwiderstandes ausmacht, können bereits geringe Ruderausschläge zu einer Erhöhung auf 2 % bis 6 % des Glattwasserwiderstandes des Schiffes führen [12]. Im realen Betrieb müssen durch das Ruder Umwelteinflüsse wie Wind, Strömung und Seegang ausgeglichen werden, was zu statistischen Verteilungen des

Ruderwinkels führt, die typischerweise im Bereich von -10° bis 10° liegen [13, 14]. In einer statistischen Betriebsprofilauswertung wurde für ein beispielhaftes Containerschiff berechnet, dass der Widerstand des Ruders 20 % der Zeit über 5 % des Glattwasserwiderstandes ausmacht [15]. Ein verbesserter Ruderentwurf konnte den Widerstandsanteil, der in 20 % der Betriebszeit überschritten wird, um circa einen Prozentpunkt senken [15].

Neben dem direkten Einfluss des Gesamtwiderstandes des Schiffes durch die Ruderlängskraft beeinflusst das Ruder darüber hinaus auch indirekt den Zusatzwiderstand durch Driften. Dieser Zusatzwiderstand kann zu beträchtlichen Widerstandserhöhungen führen, die von Wagner [16] und Kringel [17] für Gleichgewichtsberechnungen verschiedener Schiffe mit bis zu 60 % angegeben werden. Hierbei ist jedoch anzumerken, dass der Wert stark abhängig von den wirkenden Umwelteinflüssen, dem Fahrzustand und der Steuerung ist, weshalb die angegebenen Werte als grobe Abschätzung einer Obergrenze zu verstehen sind und eine große Streuung vorherrscht. Der exakte Wert der Widerstandserhöhung ist für die hier behandelte Thematik jedoch nicht ausschlaggebend. Vielmehr ist die mögliche Reduktion des Zusatzwiderstandes durch das Ruder von Interesse. Hierfür lässt sich aus den Daten von Wagner [16] eine mögliche Einsparung von 6-9 Prozentpunkten ableiten, die durch einen Giermomentenausgleich durch das Ruder erzielt werden kann. Ein geeigneter Ruderentwurf birgt also das Potenzial zur Energieeinsparung durch die Minimierung des Zusatzwiderstandes aufgrund von Drift im realen Betrieb.

1.1. Problemstellung

Das Ruder erfüllt in konventionellen Antriebsanordnungen von Schiffen verschiedene Anforderungen und beeinflusst wichtige Größen der Hydrodynamik. Der zentrale Einsatzzweck des Ruders ist das Manövrieren und Kurshalten [18, S. 57]. Doch auch der Schiffswiderstand und die Propulsion des Schiffes werden durch das Ruder beeinflusst [18, S. 381-385]. Darüber hinaus wird, historisch bedingt, die Lage des Bauspantrasterursprungs in Längsrichtung durch den Ort des Ruderschafts definiert, weshalb der Festlegung dieses Ortes eine zentrale Rolle zukommt. Die genannten Punkte stellen für viele Schiffe wichtige Aspekte dar, weshalb diese dementsprechend gewissenhaft im Entwurf behandelt werden müssen. Welchem der Teilaspekte wie viel Aufmerksamkeit gewidmet wird oder werden kann, hängt von verschiedenen Faktoren ab. Zu diesen Faktoren zählen der Einsatzzweck des Schiffes, das Entwurfsstadium und die verfügbare Zeit. So sind am Anfang des Entwurfs schnelle, jedoch belastbare Abschätzungen von Interesse, die zu späteren Zeitpunkten detaillierter werden, wenn beispielsweise Modellversuche durchgeführt und nachgerechnet werden oder die Probefahrt ausgewertet wird. Eine Steigerung der Vorhersagegenauigkeit ohne eine einhergehende Steigerung der aufzubringenden Zeit bietet somit Wettbewerbsvorteile und beschleunigt den Entwurfsprozess.

Durch die eingangs dargelegten steigenden Anforderungen an die Energieeffizienz ergeben sich gewisse Probleme und Herausforderungen für den Ruder- und Propellerentwurf. Auch für das Ruder verschiebt sich dabei aus den genannten Anforderungen die Gewichtung für viele Schiffstypen in Richtung der Energieeffizienz. Durch diese Verschiebung kommt der Vorhersagegenauigkeit eine große Bedeutung zu, da die Kaufentscheidungen bei den betroffenen Komponenten oftmals aufgrund sehr kleiner Unterschiede (unterer einstelliger Prozentbereich bis hin zu Zehntelprozent) im Wirkungsgrad getroffen werden. Die Datengrundlage für die Kaufentscheidungen wird in den meisten Fällen aus einer geringen Anzahl von Betriebszuständen in Modellversuchen gewonnen. Die Größe der Unterschiede, die für die Kaufentscheidung herangezogen werden, liegt hierbei sehr nahe der Messgenauigkeit.

Ein energieeffizienter Entwurf zeichnet sich dadurch aus, dass die Energieeinsparungen im realen Betrieb für ein Betriebskollektiv erzielt werden und nicht nur für idealisierte Bedingungen (bspw. Geradeausfahrt ohne gelegtes Ruder). Die Überprüfung und Vorhersage für den realen Betrieb erfordert die Beurteilung einer Vielzahl von Betriebszuständen. In Modellversuchen lassen sich allerdings die hierfür erforderliche Anzahl an Versuchen aus Zeit- und Kostengründen nicht realisieren. Aus diesem Grund werden schnelle Rechenverfahren benötigt, die unterstützend eingesetzt werden können: zum einen für die Prognose bereits während der Entwurfsphase und zum anderen für die Beurteilung nicht untersuchter Betriebszustände nach erfolgten Modellversuchen. Zur Beurteilung eines Entwurfs im Betriebskollektiv muss das gesamte System Schiff im Rahmen einer Manövriersimulation für die im realen Betrieb auftretenden Zustände untersucht werden.

Eine weitere Problematik, die sich aus der Beurteilung auf Grundlage von Modellversuchen ergibt, ist, dass diese bei Froude'scher Ähnlichkeit durchgeführt werden. Dadurch herrschen im Modellversuch deutlich geringere Reynoldszahlen als später am naturgroßen Schiff. Aufgrund der unterschiedlichen Reynoldszahlen sind die viskosen Kräfte nicht vom Modellmaßstab auf die Großausführung übertragbar und müssen korrigiert werden. Eine solche Korrektur ist jedoch nur möglich, solange die Strömung zwischen Modellversuch und Großausführung ähnlich ist. Bei geringen Schiffsgeschwindigkeiten kann es jedoch im Modellmaßstab zu einem Strömungsabriss auf dem Propeller oder dem Ruder kommen, wohingegen sich bei der Großausführung aufgrund der deutlich größeren Reynoldszahlen ein anderes Ablöseverhalten einstellen wird und nur bei sehr großen Ruderwinkeln eine Ablösung zu beobachten ist. In diesem Fall wäre die Messung nicht mehr geeignet, um eine Großausführungsprognose zu erstellen. Da die Verringerung der Schiffsgeschwindigkeit jedoch eine effektive Maßnahme zur Leistungseinsparung ist, tritt die Problematik sehr geringer Reynoldszahlen im Modellversuch mit der daraus resultierenden Gefahr ablösender Strömung häufig auf und wird sich in Zukunft wahrscheinlich weiter verstärken. Ob eine Strömungsablösung im Modellmaßstab vorliegt oder vorliegen könnte, kann mithilfe von Rechenverfahren gezielt und bereits im Vorwege überprüft werden. Eine derartige

Berechnungsmethode sollte darüber hinaus in der Lage sein den Unterschied zwischen Modell und Großausführung zu erfassen und Prognosen für beide Maßstäbe zu erstellen.

Wie eingangs bereits erläutert, bietet die Anordnung des Ruders im Propellerstrahl Vorteile bezüglich des Manövrierhaltens und der Propulsion, wobei Propeller und Ruder in eine komplexe wechselseitige Interaktion treten. Der Propeller induziert in seinem Nachlauf axiale und tangential Geschwindigkeiten am Ort des Ruders. Das Ruder wiederum beeinflusst den Propeller durch Induktion axialer und tangentialer Geschwindigkeiten stromaufwärts am Ort des Propellers. Die axial induzierten Geschwindigkeiten sind dabei hauptsächlich auf die endliche Dicke des Ruders zurückzuführen, während die tangential induzierten Geschwindigkeiten aus der Schräganströmung des Ruders durch den Propeller resultieren. Nur durch eine ausreichend genaue Berücksichtigung dieser wechselseitigen Interaktion lassen sich belastbare Ergebnisse mit der gewünschten und benötigten Genauigkeit produzieren. Diese wechselseitige Interaktion stellt sowohl Berechnungsmethoden als auch die Auswertung von Modellversuchen vor Herausforderungen. So muss die wechselseitige Interaktion in der verwendeten Modellierung berücksichtigt werden, sodass keine Effekte versehentlich durch getroffene Vereinfachungen unterschlagen werden. Da die Trennung einzelner Effekte in einem stark miteinander interagierenden System äußerst schwierig ist, stellt die geschilderte Interaktion im Modellversuchswesen ein Problem dar. Für die Skalierung der Messwerte auf die Großausführung ist es jedoch wichtig verschiedene Effekte möglichst klar voneinander zu trennen, um diese nach den richtigen Gesetzmäßigkeiten zu skalieren und die Ursache von Verbesserungen oder Verschlechterungen identifizieren zu können.

1.2. Neuartiges Berechnungsverfahren

Zur Lösung der im vorherigen Abschnitt dargestellten Problemstellung wird im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiges Berechnungsverfahren zur Unterstützung des Ruderentwurfs in der frühen Entwurfsphase entwickelt. Bereits durch die Einordnung der Thematik in das Umfeld des frühen Entwurfs ergeben sich eine Reihe an Randbedingungen und Anforderungen an das zu entwickelnde Berechnungsverfahren, auf die im Unterabschnitt 1.2.1 eingegangen wird. Die Berechnung von Ruderkräften stellt dabei zunächst keine neuartige Problematik dar. Jedoch sind vor dem Hintergrund des Ziels der Steigerung der Energieeffizienz Weiterentwicklungen vonnöten, um die Berechnungs- und Prognosegenauigkeit zu erhöhen. Die an das neuartige Berechnungsverfahren gestellten technischen Anforderungen werden in Unterabschnitt 1.2.2 dargelegt.

1.2.1. Anforderungen des frühen Entwurfs

Damit eine Methode erfolgreich in der frühen Schiffsentwurfsphase angewendet werden kann, muss die Methode spezifische Anforderungen erfüllen. Im frühen Entwurf müssen in sehr kurzer Zeit belastbare Ergebnisse erstellt werden, die oftmals auf einer ungenauen Datenlage beruhen. Da bei einem hochkomplexen Produkt wie einem Schiff die Entwurfsparameter stark miteinander gekoppelt sind, ist in vielen Bereichen ein iteratives Vorgehen notwendig. Dabei bestimmt die Geschwindigkeit, mit der Ergebnisse einer ausreichenden Qualität erzeugt werden können, wie viele Iterationen in einem Entwurf durchlaufen oder in welchem Umfang und Detailgrad Entwurfsanforderungen überprüft werden können. Dabei ist das Ziel des frühen Entwurfs ein möglichst ausgereiftes Produkt zu konzipieren. Da grundlegende Änderungen oder gar Neukonzeptionierungen im sich anschließenden Detailentwurf mit großen Kosten verbunden sind, soll im frühen Entwurf eine solche Detailtiefe erreicht werden, dass derartige Änderungen vermieden werden. Die grundlegenden Anforderungen an digitale Methoden im frühen Schiffsentwurf werden von Krüger [19] im Allgemeinen dargelegt und spiegeln sich ebenso in der Konzeptionierung neuerer Methodenentwicklungen für den frühen Schiffsentwurf von König [20, S. 11 ff.] oder Liebert [21, S. 9 ff.] wider.

Für den hier vorliegenden Fall des Ruderentwurfs ergibt sich insofern eine Besonderheit, als dieser sowohl für den Zulieferer als auch für die Bauwerft¹ von Interesse ist. Beide Parteien haben dabei unterschiedliche Sichtweisen auf den Ruderentwurf. Bei den produzierenden Zulieferern des Ruders liegt detailliertes Wissen über das eigene Produkt vor. Gleichwohl stehen die Zulieferer vor einer mehrschichtigen Problematik [22]. Ihnen steht oftmals kein Zugang zu allen entwurfsrelevanten Daten, wie beispielsweise Propeller-, Ruder- oder Hinterschiffsgeometrie oder Betriebsprofile zur Verfügung. Wie allerdings zuvor bereits erwähnt, ist die Kenntnis dieser Daten wichtig für einen ganzheitlichen und effizienten Entwurf. Darüber hinaus werden sie häufig spät in den Entwurfsprozess eingebunden und müssen gegen andere Anbieter und teils die Bauwerft selbst unter großem Zeit- und Kostendruck konkurrieren. Der Bauwerft hingegen liegen deutlich mehr Informationen vor, wobei sie sich nicht in gleichem Detailgrad mit den Produkten der Zulieferer auskennt. Die Anforderungen an die Ergebnisse sind der Qualität der Eingangsdaten gegenteilig, denn eine Bauwerft ist eher an schnellen und belastbaren Abschätzungen interessiert, wohingegen sich der Zulieferer um Detailfragen kümmern muss. Um eine neu entwickelte Methode möglichst flächendeckend einsetzen zu können, soll es sowohl einer Bauwerft als auch einem Zulieferer mit der jeweiligen Sichtweise auf den Ruderentwurf möglich sein die Methode verwenden zu können.

Aus der Forderung einer möglichen Anwendung für Zulieferer ergibt sich als Anforderung an die Berechnungsmethode, dass diese bereits mit einer möglichst geringen Anzahl von Eingangsdaten,

¹Bauwerft kann hier auch ein Entwurfsbüro sein, sofern der Entwurf fremdvergeben ist.

die bereits im frühen Entwurf und auf der Seite des jeweiligen Anwenders zur Verfügung stehen, lauffähig ist. Sie sollte jedoch, je nach Kenntnisstand, in der Lage sein weitere Eingangsdaten zu berücksichtigen. Wo auf einen gewissen Detailgrad der Eingangsdaten nicht verzichtet werden kann, muss es möglich sein diese im Rahmen einer geschlossenen Entwurfsumgebung schnell und fundiert abzuschätzen.

Für die Anwendung durch eine Bauwerft ergibt sich die Anforderung, dass die Berechnungen auch ohne detailliertes Produktwissen, wie es nur beim Zulieferer vorliegt, durchführbar und ohne Abfrage von neuen Daten vom Zulieferer möglich sein müssen. Auf Grundlage der getätigten Berechnungen können dann von der Bauwerft Spezifikationen erstellt und letztlich passende Produkte verbaut werden. Dabei gilt ein besonderes Augenmerk dem Zusammenspiel und der Wechselwirkung der einzelnen zu verbauenden Komponenten. Darüber hinaus stellt sich aus Sicht einer Bauwerft die Forderung, dass die Methode in eine geschlossene und in sich konsistente Entwurfsumgebung eingegliedert wird. Dies wiederum bedeutet, dass die Berechnungen sich aufgrund des iterativen Charakters des Schiffsentwurfs leicht und schnell an veränderte Randbedingungen anpassen lassen müssen. Die Eingliederung in eine Entwurfsumgebung bedeutet weiterhin, dass eine neu entwickelte Methode die benötigten Schnittstellen für Eingangs- und Ausgabedaten zu angrenzenden Themenfeldern bedient.

Zusammenfassend sollte eine Methode zur Berechnung von Ruderkräften im frühen Entwurf

- kurze Berechnungs- und Modellierungszeiten aufweisen;
- die unterschiedlichen Entwurfsaspekte und Sichtweisen einer Bauwerft und eines Zulieferers berücksichtigen;
- lediglich Eingangsdaten verwenden, die in der Phase des frühen Entwurfs innerhalb einer einheitlichen Datenbasis zur Verfügung stehen oder schnell und fundiert abgeschätzt werden können;
- eine Anbindung an eine einheitliche und ganzheitliche Entwurfssoftware haben, die eine parallelisiertes und iteratives Entwurfsvorgehen ermöglicht und Schnittstellen zu benachbarten und abhängigen Themengebieten liefert.

1.2.2. Technische Anforderungen

Neben den Anforderungen aus der thematischen Einordnung in den frühen Entwurf werden technische Anforderungen an eine Methode zur Ruderkraftberechnung gestellt. Die Erfüllung dieser Anforderungen ist für den erfolgreichen praktischen Einsatz und für die Lösung der geschilderten Problemstellung obligatorisch.

Anknüpfend an die Schnittstellen zu anderen Themenfeldern innerhalb einer Entwurfsumgebung lässt sich die erste technische Anforderung ableiten: Für alle im Betrieb auftretenden

Betriebspunkte müssen Ergebnisse erzeugt werden können, sodass diese genutzt werden können, um nachgelagert die Manövrierfähigkeit des Schiffes rechnerisch zu überprüfen. Für Schiffe, bei denen das Manövrieren von untergeordneter Priorität ist, reicht eine Überprüfung der Mindeststandards [10] aus. Mit steigender Bedeutung des Manövrierens und Kurshaltens sollten diese Punkte jedoch mit größerer Sorgfalt behandelt werden. Allerdings leitet sich aus dem Manöviervershalten und dem Kurshaltvermögen auch der Energiebedarf im realen Betrieb ab. Dementsprechend kann auch die Überprüfung des Schiffsverhaltens im Betriebskollektiv entwurfsrelevant sein. Für die Überprüfung des Manöviervershaltens im Schiffsentwurf haben sich auf dem Kraftmodell aufbauende Manövriersimulationen (siehe bspw. [23, 24]) als zweckmäßig erwiesen. Innerhalb eines solchen Modells werden alle auf das Schiff wirkenden Kräfte betrachtet, von denen die Ruderkräfte ein Baustein sind. Für den Fall der Ruderkräfte empfiehlt es sich, um Rechenzeit zu sparen, die Ruderkräfte und -momente im Vorfeld für alle auftretenden Betriebspunkte zu berechnen und in der eigentlichen Manövriersimulation nur noch in den Ergebnissen zu interpolieren.

Die zu untersuchenden Betriebspunkte der Propeller-Ruder-Anordnung umfassen mindestens die Berechnung von verschiedenen Geschwindigkeiten und unterschiedlichen Ruderwinkeln. Der Bereich der zu untersuchenden Ruderwinkel umfasst den gesamten von der Rudermaschine abfahrbaren Bereich, welcher mindestens die Ruderwinkel von -35° bis 35° abdeckt. Der zu untersuchende Geschwindigkeitsbereich erstreckt sich dabei von Pfahlzugbedingungen für Schiffe, die sich dynamisch positionieren oder Hafenmanöver durchführen, bis hin zu den im Betrieb auftretenden Propulsionspunkten eines Schiffes. Gerade die Berechnung von Pfahlzugbedingungen stellt numerische Methoden, aufgrund großer Anstellwinkel und eines großen Unterschieds der Strömungsgeschwindigkeiten außerhalb und innerhalb des Propellerstrahls, oftmals vor erhebliche Herausforderungen.

Vor dem Hintergrund der Beurteilung der Energieeffizienz steigen die Anforderungen an die Berechnungsgenauigkeit der Ruderkraftberechnung. Dabei muss nicht nur die Ruderquerkraft, die für das Manövrieren von zentraler Bedeutung ist, möglichst genau berechnet werden, sondern auch der Widerstand des Ruders. Um den hohen Anforderungen an die Berechnungsgenauigkeit gerecht zu werden, ist es zwingend notwendig, dass eine Methode zur Berechnung der Ruderkräfte imstande ist die wechselseitige Interaktion im vollen Maße zwischen Propeller und Ruder abzubilden. So induziert der Propeller axiale und tangential Geschwindigkeiten stromabwärts am Ort des Ruders und das Ruder induziert wiederum ebenfalls axiale und tangential Geschwindigkeiten stromaufwärts am Ort des Propellers. Durch die Induktion von Geschwindigkeiten in der Propellerebene durch das Ruder verändern sich der Betriebspunkt des Propellers und somit die wirkenden Kräfte und Momente. Aufgrund der Komplexität und numerischer Schwierigkeiten in der Modellierung der Interaktion werden Teile der Wechselwirkung häufig unterschlagen. Durch die Vernachlässigung einzelner Effekte dieser Interaktion würde

sich jedoch die Berechnungsgenauigkeit bereits in dem Maße der angestrebten Fehlertoleranz verschlechtern.

Da die Ansprüche an den Ruderentwurf je nach Schiffstyp, Betriebsprofil und Sichtweise auf das Produkt (Zulieferer oder Bauwerft) sehr unterschiedlich ausfallen, soll eine Berechnungsmethode eine möglichst große Bandbreite an Ausgaben bereitstellen. Eine Auswahl beispielhafter weiterer Aspekte und deren Abhängigkeiten von den Größen aus der Ruderkraftberechnung ist im Folgenden gegeben:

- Für eine nachgelagerte Manövriersimulation sind hauptsächlich die Ruderquerkräfte und das Schaftmoment von Interesse.
- Eine Bewertung des Schiffsentwurfs im Betriebskollektiv benötigt neben den Ruderquerkräften und dem Schaftmoment eine genaue Vorhersage des Widerstands.
- Zur Beurteilung der Propulsion sind die Wechselwirkungsgrößen zwischen Propeller und Ruder von Interesse.
- Die Auslegung des Ruderschafts benötigt die Ruderkräfte in allen Raumrichtungen und Momente um alle Achsen.
- Für den Propellerentwurf sind die vom Ruder in der Propellerebene induzierten Geschwindigkeiten analog zu einem nominellen Nachstrom von Interesse.
- Ein detaillierter Ruderentwurf benötigt die Strömungsverhältnisse auf einzelnen Höhenschnitten und die Trajektorien auf dem Ruder.

Vor dem Hintergrund, dass die finale Bewertung des Ruderentwurfs oftmals in Modellversuchen durchgeführt wird, ist es erforderlich bereits im Vorfeld eine Prognose zu den Ergebnissen der Modellversuche abzugeben und weitergehend die Kräfte am naturgroßen Schiff vorherzusagen. Die Auftriebskräfte am Ruder sind dabei potenzialtheoretischer Natur und somit nicht stark maßstabsbehaftet. Die viskosen Kräfte unterscheiden sich hingegen zwischen Modellversuch und Großausführung aufgrund der unterschiedlichen Reynoldszahlen. Der Unterschied in den Reynoldszahlen führt weiterhin dazu, dass sich der Umschlagspunkt zwischen laminarer und turbulenter Strömung verschiebt. Darüber hinaus beeinflussen die unterschiedlichen Reynoldszahlen das Ablöseverhalten. Für den Fall von Strömungsablösungen im Modellmaßstab ist zu prüfen, ob diese in der Großausführung auftreten werden.

Somit muss zusammenfassend auf technischer Seite eine Methode zur Ruderkraftberechnung im frühen Entwurf in der Lage sein

- Ruderkräfte und -momente für alle im Betrieb auftretenden Betriebspunkte (verschiedene Ruderwinkel, verschiedene Geschwindigkeiten) zu berechnen;

- die Berechnungen der Kräfte, insbesondere auch des Widerstandes, mit einer ausreichend hohen Genauigkeit durchzuführen;
- die wechselseitige Interaktion zwischen Propeller und Ruder zu berücksichtigen;
- Zwischenergebnisse für den weiteren Entwurf und angrenzende Themenfelder (bspw. Druck auf Schnitten, induzierte Geschwindigkeiten am Propeller) zu erzeugen;
- eine Vorhersage des Ablöseverhaltens für den Modellmaßstab und die Großausführung zu treffen.

2. Stand der Wissenschaft und Technik

Die Ruderkraftberechnung in der frühen Entwurfsphase stellt zunächst kein neuartiges Themenfeld dar und auch die Propeller-Ruder-Interaktion ist eine weithin bekannte Problematik. Aus diesem Grunde existieren bereits verschiedenste Ansätze und Methoden in diesem Themenkomplex. Durch einen sich in Richtung der Energieeffizienz verschiebenden Fokus auch für den Ruderentwurf und für das aus Propeller und Ruder bestehende Propulsionsorgan ergeben sich jedoch neuartige Problemstellungen und Herausforderungen, die in Abschnitt 1.1 beschrieben wurden. In diesem Kapitel wird nun darauf eingegangen, wie sich der aktuelle Stand der Technik und der Wissenschaft darstellt und inwieweit die dargelegte Problemstellung über bestehende Lösungsansätze hinausgeht.

2.1. Stand der Technik

Für den Stand der Technik ist einleitend darauf hinzuweisen, dass auf Seiten von Zulieferern, aber auch von Bauwerften, ein teils stark ausgeprägtes Detailwissen basierend auf bisher erfolgreich durchgeführten Projekten und interner Forschung und Entwicklung besteht. Da diese Kenntnisse zu Entwurfsprozessen, Abschätzungen und Erfahrungswerten jedoch weitestgehend unveröffentlicht und nicht zugänglich sind, können sie nicht als bekannt vorausgesetzt werden und es kann somit an dieser Stelle auch nicht darauf zurückgegriffen werden. Eine Ausnahme hiervon bilden die Bauvorschriften der Klassifikationsgesellschaften, die jedoch auch nur wenige Forderungen oder Randbedingungen für den hydrodynamischen Ruderentwurf liefern.

Grundlegende Zusammenhänge zur Hydrodynamik des Ruders, sowie zum Ruderentwurf und dessen verschiedene Teilaspekte werden umfassend von verschiedenen Autoren thematisiert [18, 25–28]. Dabei lassen sich die Verfahren für den Ruderentwurf und speziell zur Bestimmung der Ruderkräfte in folgende Kategorien einordnen:

- empirische oder statistische Verfahren,
- Berechnungsmethoden,
- Modellversuche und
- Großausführungsmessungen,

wobei der Übergang zwischen den Kategorien teilweise fließend ist. Die Kategorien der Modellversuche und der Großausführungsmessungen stellen im engeren Sinne keine Verfahren für den Entwurf dar. Aus ihnen lassen sich jedoch Abschätzungen für anschließende Projekte ableiten und sie bilden die Grundlage zur Validierung von Berechnungsverfahren des Entwurfs.

In vielen Bereichen des Schiffbaus garantieren Regelwerke die Einhaltung von Mindest- und Sicherheitsstandards, die gleichzeitig den allgemein anerkannten Stand der Technik widerspiegeln. Für die expliziten Steuereigenschaften des Ruders gibt es allerdings keine direkten, sondern lediglich indirekte Anforderungen. Vonseiten der IMO gibt es eine Resolution, die Mindestanforderungen für Kenngrößen von Standardmanövern (z.B. Drehkreisdurchmesser) definiert [10]. Aus dieser Resolution lässt sich jedoch nur indirekt auf die Steuereigenschaften oder Abmessungen eines Ruders schließen, da die Vorschrift ausschließlich auf die Kenngrößen der Manöver abzielt. Zur Überprüfung dieser Kenngrößen im frühen Entwurf bedarf es entweder empirischer Abschätzungen oder einer Manövriersimulation, um die Kenndaten des Ruders festlegen zu können. Eine weitere verbindliche indirekte Randbedingung für den Ruderentwurf und die Auswahl der Rudermaschine ergibt sich aus der SOLAS [29, Kapitel II-1, Teil C, Vorschrift 29], nach der der maximale Ruderausschlag mindestens 35° auf jeder Seite betragen soll und die maximale Zeit des Ruderlegens von 35° einer Seite zu 30° der anderen Seite 28 s betragen darf. Aus dieser Forderung leiten sich Anforderungen an das Ablöseverhalten und das Ruderschaftmoment und somit die Balancierung des Ruders ab. Auch zur Überprüfung dieser Anforderungen im frühen Entwurf bedarf es entweder empirischer Abschätzungen oder einer Manövriersimulation, da das Zusammenspiel aus Rumpf, Propeller, Ruder und Rudermaschine ausschlaggebend ist. Das vereinheitlichte Regelwerk der Klassifikationsgesellschaften [30] geht für Ruder lediglich auf Fragen der Festigkeit ein. Für den hydrodynamischen Entwurf des Ruders ist dabei hauptsächlich die Berechnung des erforderlichen Ruderschaftdurchmessers von Interesse, da dieser die minimale Dicke des Ruders im oberen Bereich festlegt.

Erste grobe Abschätzungen für den Ruderentwurf können aus empirischen Ansätzen und Erfahrungswerten gewonnen werden. Thieme [31] gibt hierfür eine Übersicht an vom Schiffstyp abhängigen Abschätzungen einer minimalen Ruderfläche, die ein ausreichendes Kurshaltevermögen garantieren soll. Die prominenteste statistische Abschätzung für die minimale Ruderfläche A_{Rud} ging als Empfehlung in das inzwischen überholte Regelwerk der Klassifikationsgesellschaft Det Norske Veritas ein [32]:

$$A_{\text{Rud}} = \frac{T_M L_S}{100} \left(1 + 50 c_B^2 \left(\frac{B}{L_S} \right)^2 \right) \quad (2.1)$$

mit dem Tiefgang T_M , der Schiffslänge L_S , Schiffsbreite B und dem Blockkoeffizienten c_B . Da dieser Ansatz jedoch nur aus einer einzigen Gleichung besteht, in die lediglich einige

Hauptabmessungen des Schiffes eingehen, ist die Abschätzung hierüber sehr rudimentär. Zur Auslegung der Festigkeit des Ruders und des Ruderschafts werden nach dem vereinheitlichten Regelwerk der Klassifikationsgesellschaften nichtsdestotrotz noch stärker vereinfachte empirische Gleichungen verwendet [30]:

$$C_R = 132 \frac{\min(\Lambda, 2) + 2}{3} K_2 K_3 A_L v^2, \quad (2.2)$$

bei der Λ das Seitenverhältnis des Ruders, K_2 ein Faktor für Ruderbauart und Profil, K_3 ein Faktor für die Anordnung, A_L die Ruderlateralfäche und v die maximale festgelegte Dienstgeschwindigkeit sind.

Wagner [33] stellt ein verbessertes semi-empirisches Verfahren zur ersten Abschätzung und Auslegung der Kenngrößen des Ruders vor, in das die gewünschten Manövriereigenschaften hinsichtlich Kurshalten und Dreh- und Stützfähigkeit, die Rumpfform, die Hauptabmessungen und die Massenverteilung des Schiffes eingehen. Söding [9] beschreibt aufbauend ein semi-empirisches Verfahren zur Berechnung der konkreten Ruderkräfte und -momente.

Eine Zusammenfassung von empirischen Verfahren zur Ruderkraftberechnung und Versuchen zur Ruderkraftmessung im Modellmaßstab und deren Zusammenhängen wird von van Lammeren [27] gegeben. Die frühen systematischen Versuchsreihen verschiedener Autoren (siehe Abbott [34], Whicker und Fehlner [35], Abell [36], Baker und Bottomley [37] und Bottomley [38–40]) bilden die Grundlage vieler empirischer Verfahren. Doch auch die noch früheren Versuche aus dem Flugzeugwesen von Beaufoy [41] und Joëssel [42] finden noch bis heute Anwendung als Datengrundlage für empirische Verfahren. Diese Versuchsreihen wurden von Okada [43] über Korrelationen zu Modellversuchsmessungen verbessert und somit an die maritime Anwendung angepasst, sodass sie in der frühen Entwurfsphase von Rudern Verwendung finden [44]. Vor allem für die Abschätzung von Halbschweberudern haben sich darauf basierende Verfahren bewährt, da für diese Bauart wenige empirische Abschätzungen zur Verfügung stehen [45].

Empirische Verfahren sind für den frühen Entwurf in der Hinsicht geeignet, dass für ihre Verwendung wenige Eingangsdaten benötigt werden. Darüber hinaus bestehen die Berechnungen oftmals aus wenigen Gleichungen, sodass die Berechnungen sehr schnell durchgeführt werden können und Ergebnisse zur Verfügung stehen. Aus diesem Grund finden diese Verfahren in Manövriersimulationen Anwendung, in denen für einen berechneten Strömungszustand am Ruder die dazugehörige Kraft empirisch berechnet werden kann (siehe bspw. [46–49]). Für die Anwendung empirischer Verfahren im frühen Entwurf besteht jedoch das Problem darin, dass diese nur auf vergleichbare oder bereits existierende Anordnungen anwendbar sind. Für neuartige Konfigurationen oder Kombinationen können nur bedingt Aussagen mithilfe von empirischen Verfahren getroffen werden. Darüber hinaus liefern empirische Verfahren nur allgemeine Aussagen und können nicht oder nur bedingt verwendet werden, um detaillierte

Fragestellungen innerhalb des Entwurfs zu bearbeiten. Durch die getroffenen Vereinfachungen, die zwar eine schnelle und einfache Anwendung mit sich bringen, leidet darüber hinaus die Ergebnisgenauigkeit, die in Hinblick auf eine Optimierung des Systems allerdings von großer Bedeutung ist. Neue wachsende Anforderungen erfordern jedoch eine starke Optimierung der Systeme.

Eine weitere Möglichkeit der Berechnungen von Ruderkräften bieten numerische Strömungsberechnungen. Diese unterteilen sich in potenzialtheoretische und viskose Verfahren. Für erste Abschätzungen und die Optimierung eines Entwurfs finden eigenentwickelte potenzialtheoretische Traglinien- oder Tragflächenverfahren Anwendung [50, 51]. Für den Profilentwurf einzelner Höhenschnitte des Ruders bieten sich Verfahren der Profiltheorie an, die durch Kopplung mit Verfahren der Grenzschichttheorie auch Abschätzungen für viskose Effekte liefern können. Dreidimensionale Effekte können mit Methoden der Profiltheorie jedoch nicht berücksichtigt werden.

Für genauere und aufwendigere Berechnungen werden viskose Methoden verwendet. Diese unterteilen sich in Reynolds gemittelte (RANS) und höherwertige (bspw. Large Eddy Simulations oder Direkte numerische Simulationen) Verfahren. Für industrielle Anwendungen scheiden dabei die höherwertigen Verfahren aufgrund ihres sehr hohen Rechenaufwandes und damit verbundenen Zeit- und Kostenaufwandes aus. RANS-Verfahren finden Anwendung zur Berechnung einzelner Punkte oder zur Überprüfung potenzialtheoretischer Ergebnisse. Darüber hinaus werden sie zur Berechnung von Fällen eingesetzt, in denen viskose Effekte relevant sind. Hierbei finden in der industriellen Praxis [50–52] kommerzielle RANSE-Löser, wie beispielsweise CFX[®], Cadence[®] oder Simcenter STAR-CCM+, Verwendung, bei denen die Modellierung und Diskretisierung des Problems dem Anwender überlassen ist. Für eine besonders genaue Abbildung der Strömungsverhältnisse muss der Propeller voll aufgelöst werden. Um Modellierungs- und Rechenzeit zu sparen, wird jedoch häufig der Propeller getrennt vom Ruder oder Rumpf berechnet und mittels eines Körperkraftmodells berücksichtigt. Dieser Ansatz wird beispielsweise auch in der kommerziellen Software für Schiffshydrodynamik Shipflow[®] verfolgt. Dort wird zur Berechnung der (Rumpf-)Propeller-Ruder-Interaktion eine Tragflächenmethode für den Propeller mit einem RANSE-Löser gekoppelt verwendet, wobei der Propeller in den viskosen Rechnungen über ein Körperkraftmodell berücksichtigt wird [53].

Die Modellierung und Berechnung der Propeller-Ruder-Anordnung mittels RANS ist jedoch nach wie vor zu rechen- und zeitintensiv für eine Optimierung mit vielen Freiheitsgraden oder die Berechnung einer Vielzahl von Betriebspunkten. Bei den Berechnungen entsteht ein Spannungsfeld aus der gewünschten Vorhersagegenauigkeit, verschiedenen Zeit- und Größenskalen und unterschiedlichen Gittertopologien. Dieses Spannungsfeld führt dazu, dass die Berechnungen neben einem hohen Zeitbedarf auch eine hohe Komplexität aufweisen. Darüber hinaus ist eine detaillierte Kenntnis aller verwendeten Geometrien notwendig, die gerade auf Zulieferseite

oftmals nicht gegeben ist.

Die Wechselwirkung zwischen der Propeller-Ruder-Anordnung und dem Rumpf wird im Rahmen der frühen Entwurfsphase selten detailliert betrachtet. Dies liegt zum einen daran, dass die Komplexität der Problemstellung dadurch zusätzlich zunimmt und zum anderen daran, dass die benötigten Daten nicht bekannt sind oder nicht geteilt werden. Für eine Berücksichtigung des Rumpfes in der frühen Auslegung wird deshalb mit einer durch die Nachstromziffer angepassten Zuströmgeschwindigkeit gerechnet oder mit dem Nachstromfeld des Modells, sofern dieses aus Modellversuchen bekannt ist.

Vor Fertigungsbeginn geschieht die abschließende Bewertung der Propeller-Ruderanordnung in der industriellen Praxis in Modellversuchen. Dabei wird jedoch im Normalfall nur eine Propulsionsprognose [54] durchgeführt, die keine dedizierte Messung der Ruderkräfte oder der Propeller-Ruder-Wechselwirkung beinhaltet. Für die Propulsionsprognose werden die Propellerkennwerte zum einen im Freifahrtversuch gemessen, also ohne jegliche Interaktion, und zum anderen werden der Propellerschub und die Propellerleistung im Propulsionsversuch gemessen. Im Propulsionsversuch ist das Schiff voll ausgerüstet, sodass Propeller und Ruder interagieren, jedoch auch zusätzliche Interaktionseffekte mit dem Rumpf auftreten. Da die Ruderkräfte im Propulsionsversuch nicht gemessen und keine zusätzlichen Freifahrtversuche mit Propeller und Ruder durchgeführt werden, lassen sich die verschiedenen auftretenden Interaktionseffekte im Propulsionsversuch nicht voneinander trennen. Die Interaktion zwischen Propeller und Ruder fließt deshalb mit in die Propulsionsgrößen des Soges

$$t = 1 - \frac{R_{TM} - F_{DA}}{T_M} \quad (2.3)$$

über den im Propulsionsversuch gemessenen Propellerschub T_M ein. Der Propellerschub wird dabei im Allgemeinen durch ein dahinter befindliches Ruder erhöht. In Gleichung (2.3) ist weiterhin R_{TM} der Schiffswiderstand im Modellmaßstab und F_{DA} der Reibungsabzug. Der Beitrag des Ruderwiderstandes zum Schiffswiderstand ist für an die Propellerzuströmung angepasste Rudergeometrien schwer zu berücksichtigen. Meistens wird der Schleppversuch in diesen Fällen mit einer symmetrischen, flächengleichen Rudergeometrie durchgeführt. Über die Beeinflussung der Sogziffer hinaus wird ebenfalls die Nachstromziffer w für die Auswertung nach Schubidentität über den im Propulsionsversuch gemessenen Propellerschub T_M beeinflusst. Die letzte Propulsionsgröße, in die die Interaktion eingeht, ist der Gütegrad der Anordnung η_R . Dieser wird durch das im Propulsionsversuch gemessene Moment beeinflusst, welches im Allgemeinen ebenfalls durch ein hinter dem Propeller befindliches Ruder größer ausfällt als bei dem freifahrenden Propeller. Dadurch, dass es nicht möglich ist die auftretenden Interaktionseffekte voneinander zu trennen, kommt es zum einen zu Ungenauigkeiten in der Übertragung der Messungen vom Modellmaßstab auf die Großausführung und zum anderen können Effekte nicht

zweifelsfrei einzelnen Teilen zugeschrieben werden. Letzteres ist insofern problematisch, als die Zuständigkeit für den Rumpf bei der Bauwerft liegt und Propeller und Ruder Zulieferteile von verschiedenen Anbietern sind. Für eine effiziente Propulsion müssen jedoch alle Teile aufeinander abgestimmt werden. Eine weitere Unzulänglichkeit besteht darin, dass die Propulsionsversuche nur mit ungelegtem Ruder auf Geradeauskurs durchgeführt werden. Wie eingangs jedoch bereits thematisiert, ist das Kurshaltevermögen im Betrieb (also bei Driftfahrt und gelegtem Ruder) für die unter praktischen Bedingungen benötigte Leistung relevant.

Die Manövriereigenschaften eines Schiffes können prinzipiell auch im Modellmaßstab untersucht werden. Dies kann in Geradeausfahrten, harmonischen Versuchen (bspw. Planar Motion Mechanism) und Rundlaufversuchen geschehen [55]. Unabhängig von der Versuchsanordnung besteht jedoch das Problem, dass der Propulsionspunkt im Modell nicht dem der Großausführung entspricht. Bei den genannten gefesselten Versuchen ist es zwar möglich den Reibungsabzug aufzubringen, sodass sich der richtige Schub am Propeller einstellt, jedoch ist die Nachstromziffer für Modell und Großausführung durch die im Modellversuch verhältnismäßig zu große Grenzschicht verschieden. Somit sind die Strömungsverhältnisse am Propeller und Ruder unterschiedlich zu denen in der Großausführung. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Propellerebene beeinflusst allerdings maßgeblich die Kräfte des Propellers und des Ruders.

Eine weitere Möglichkeit der Untersuchung der Ruderwirkung und der Interaktion zwischen Propeller und Ruder besteht in der gesonderten Untersuchung von Propeller und Ruder ohne den Rumpf. Im Windkanal, Kavitationstank oder in der Schlepprinne können in umgekehrter Anordnung eines normalen Freifahrtversuches die am Ruder und Propeller wirkenden Kräfte einzeln aufgenommen werden. In dieser Versuchsanordnung lassen sich größere Reynoldszahlen realisieren, da durch den Wegfall des Rumpfes keine Froude'sche Ähnlichkeit mehr eingehalten werden muss. Solche Versuche werden jedoch nur in speziellen Einzelfällen und für wissenschaftliche Zwecke durchgeführt und gehören nicht zum industriellen Standard.

Zu den genannten Unzulänglichkeiten und Problemen bei Modellversuchen für die Vorhersage der Propeller-Ruder-Interaktion und den Manövriereigenschaften kommt hinzu, dass Modellversuche verhältnismäßig teuer und aufwendig in der Durchführung und Vorbereitung sind. Aus diesem Grund eignen sie sich nicht zur Anwendung in der Phase des frühen Entwurfs, sondern lediglich zur finalen Überprüfung und Prognose der Großausführungsdaten.

Nach der Fertigstellung kann in begrenztem Umfang eine Bewertung der Propeller-Ruder-Wechselwirkung und der Manövriereigenschaften in Großausführungsmessungen durchgeführt werden. Diese Messungen stellen ebenfalls keine Verfahren im Rahmen des frühen Entwurfs dar, da sie erst nach Projektabschluss durchgeführt werden können. Im Schiffbau handelt es sich dabei jedoch nur selten um größere Serien, sodass diese Messungen nicht zur Verbesserung eines identischen Produktes genutzt werden können. Die Messungen liefern allerdings wichtige Einblicke, die Möglichkeit bestehende Verfahren zu validieren und Erfahrungen für weitere

Projekte und Produkte zu sammeln. Da die Daten dieser Versuche einen wichtigen Teil des Fachwissens eines Zulieferers, einer Werft oder eines Reeders darstellen, werden hierzu aber nur selten verwertbare Daten veröffentlicht.

Während der Werftprobefahrt wird die Leistung bei einer bestimmten Geschwindigkeit des Schiffes gemessen und verwendet, um die Einhaltung der vertraglich festgehaltenen Forderungen zu überprüfen. Da jedoch bei diesen Messungen nur die Leistung an der Propellerwelle als integrale Größe gemessen werden kann, kann auf dieser Grundlage nicht auf die Propeller-Ruder-Wechselwirkung geschlossen werden. Während der Werftprobefahrt wird darüber hinaus die Einhaltung der Mindestanforderungen an die Manövriereigenschaften [10] überprüft. Aus den Kennwerten der Manöver lässt sich jedoch nur mit großer Unsicherheit auf die expliziten Steuereigenschaften des Ruders oder Wechselwirkungsgrößen schließen, da während der Manöver komplexe Interaktionen zwischen Rumpf, Propeller und Ruder auftreten. Außerdem kann es zur Kavitation kommen, deren Ausmaß und Einfluss auf die Kenngrößen schwer abzuschätzen ist. Die einzelnen Beiträge und hydrodynamischen Effekte lassen sich abschließend in der Großausführung nicht mehr gesichert voneinander trennen.

Darüber hinaus besteht die eingeschränkte Möglichkeit die Ruderkräfte in der Großausführung zu messen. Eine der wenigen detaillierten veröffentlichten Ruderkraftmessungen in der Großausführung stammt von Becker und Brock [56]. Der Fokus der Arbeit liegt dabei auf dem Versuchsaufbau. Auch wenn die Ergebnisse sehr wertvolle Einblicke liefern, zeigen die Messungen bei großen Ruderwinkeln ein nicht erklärbares Verhalten, über das in der Diskussion der Ergebnisse nur gemutmaßt wird. Die Erfassung der Ruderkräfte im Betrieb mittels auf dem Ruderschaft angebrachter Dehnmessstreifen ist inzwischen gängige Praxis und wird von namhaften Ruderherstellern angeboten [57, 58]. Wie eingangs jedoch bereits erwähnt, sind die erfassten Daten geistiges Eigentum der beteiligten Parteien und nicht veröffentlicht. Und auch wenn diese Daten verfügbar wären, könnten weitere wichtige Eingangsgrößen (beispielsweise Nachstromfeld oder Propellerschub) nicht gemessen werden. Darüber hinaus hängen die gemessenen Kräfte auch vom Gesamtsystem mit verschiedensten Wechselwirkungen ab. Somit ist eine Validierung von Berechnungsverfahren auf Grundlage dieser Daten nicht möglich.

2.1.1. Zwischenfazit

Abschließend kann festgehalten werden, dass lediglich Teilaspekte der in Abschnitt 1.1 geschilderten Problemstellung mit technisch etablierten Ansätzen behandelt werden können. Ein ganzheitlicher Ansatz, der die Anforderungen aus Abschnitt 1.2 in allen Punkten erfüllt, geht über den aktuellen Stand der Technik hinaus. Die Entwicklung einer neuartigen Methode zur Berechnung der Ruderkräfte unter Berücksichtigung der Propeller-Ruder-Interaktion erweitert somit den Stand der Technik.

2.2. Stand der Wissenschaft

Eine Zusammenfassung aktueller Entwicklungen und Forschungsergebnisse auf dem Gebiet der Schiffsrunder wird von Liu und Hekkenberg [26] gegeben. Um die weitreichende Thematik stärker auf die Anforderungen eines wie in Abschnitt 1.2 beschriebenen Berechnungsverfahrens einzugrenzen, wird im Folgenden der Fokus auf die numerischen Verfahren und auf Messungen als Grundlage zur Validierung dieser Verfahren gelegt.

2.2.1. Berechnungsmethoden

Der Fokus einer Vielzahl von aktuellen wissenschaftlichen Veröffentlichungen und Forschungen liegt auf viskosen Berechnungsverfahren. Für die Betrachtung von speziellen Einzelfällen werden im wissenschaftlichen Kontext inzwischen vereinzelt aufwendige Large Eddy Simulations (LES) durchgeführt. So betrachten Posa u. a. [59] und Posa und Broglia [60] eine Ruder-Propeller-Anordnung, bei der sich das Ruder einmal vor [59] und einmal hinter [60] dem Propeller befindet. Die Arbeiten liefern für diese speziellen Anordnungen sehr detaillierte Einblicke, gerade in die Wirbelstrukturen. Die Rechendauer beträgt dabei jedoch in [59] auf 1000 Kernen 6 Monate und somit ist dieses Verfahren nicht auf industrielle Problemstellungen und den Entwurf anwendbar. Hu u. a. [61] vergleichen LES und Detached Eddy Simulations (DES) mit Messungen. Bei den Berechnungen ist auch ohne explizite Angabe der Berechnungszeiten davon auszugehen, dass diese mit einer Zellanzahl zwischen 7 und 13 Millionen und der Berechnung im Zeitbereich ebenfalls erheblich sind. Der vorgestellte Berechnungsfall zielt darüber hinaus nur auf allgemeine Zusammenhänge ab, da lediglich eine akademische Anordnung untersucht wird, bei der das Ruder eine sehr große Streckung aufweist.

Im Bereich der viskosen Strömungsberechnung werden in wissenschaftlichen Arbeiten hauptsächlich RANS-Verfahren untersucht. Im Vergleich zu den zuvor genannten viskosen Verfahren benötigen diese eine deutlich geringere Rechenzeit, die je nach verwendeter Theorie, Diskretisierung und Rechenleistung zwischen wenigen Stunden und Tagen variiert. Voll aufgelöste, instationäre Berechnungen sind für die vorliegende Problemstellung der Propeller-Ruder-Interaktion sehr rechenintensiv, da die Zeitschrittweite für den Propeller sehr klein gewählt werden muss. Aus diesem Grunde werden auch im wissenschaftlichen Bereich lediglich für Spezial- und Einzelfälle solche Berechnungen durchgeführt. Ein Beispiel für so eine voll aufgelöste instationäre Rechnung inklusive Hinterschiff wird von Lübke [62] vorgestellt und Modellversuchen gegenübergestellt. Der gleiche Fall, jedoch ohne Berücksichtigung des Hinterschiffes, wird auch von Yang u. a. [63] untersucht. Zur Untersuchung der Interaktion von Wirbelstrukturen und dem instationären Verhalten untersuchen Mascio u. a. [64] und Muscari u. a. [65] eine Propeller-Ruder-Anordnung in einer voll aufgelösten RANS-Simulation.

Um sowohl den Rechenaufwand als auch den Modellierungsaufwand zu verringern, setzen

viele Autoren auf Körperkraftmodelle (siehe [66–74]) und verwenden voll aufgelöste instationäre Rechnungen nur zu Referenzzwecken [68]. Bei der Verwendung eines Körperkraftmodells wird das Strömungsgebiet um das Ruder mit einem RANSE-Löser berechnet. Die Zuströmung, die der Propeller zum Ruder generiert, wird durch Kräfte auf das Fluid am Ort des Propellers erzeugt, ohne dass die Geometrie des Propellers im Strömungsgebiet modelliert wird. Die Art, wie die Kräfte und die Kraftverteilung bestimmt und aufgebracht werden, unterscheidet sich dabei zwischen den verschiedenen Ansätzen. Bruzzone u. a. [68], Mofidi u. a. [69] und Ren u. a. [74] stellen verschiedene Ansätze für unterschiedliche Anwendungsfälle gegenüber. Im einfachsten Fall werden die Kräfte aus empirischen Modellen oder aus auf der Impulstheorie aufbauenden Verfahren, wie der Aktuatorscheibe oder der Blade Element Momentum Theorie, gewonnen. Auf diese Ansätze greifen Simonsen [66] und Phillips u. a. [67] in ihren Arbeiten zurück. Mit steigender Komplexität können auch potenzialtheoretische Verfahren [70, 71] oder ebenfalls RANS-Simulationen [72, 73] für die Berechnung der Strömung um den Propeller und somit zur Bestimmung der auf das Fluid wirkenden Kräfte verwendet werden. Auch bei der Berücksichtigung der Interaktion zwischen den Rechengebieten unterscheiden sich die Ansätze. So wird in aufwendigeren Ansätzen das Strömungsfeld der RANS-Rechnung an das Verfahren zur Propellerberechnung (oftmals ein potenzialtheoretisches Verfahren) zurückgeliefert und eine neue Berechnung gestartet [69, 70]. In einfacheren Interaktionsmodellen wird die gesuchte Kraftverteilung aus vorab berechneten Verteilungen in Abhängigkeit von Eingangsparametern (beispielsweise Fortschrittsgrad) interpoliert, ohne eine dem Strömungsfeld angepasste Berechnung zu starten [72, 73].

Wie zuvor jedoch bereits thematisiert, sind die benötigten Berechnungs- und Modellierungszeiten von RANS-Verfahren zu hoch für den Einsatz im Entwurfsumfeld. Auch die steigenden Berechnungskapazitäten und Vereinfachungen mittels Körperkraftmodellen lassen die Berechnungszeit nicht so weit sinken, dass die Verfahren für Variationen und zur Berechnung einer Vielzahl von Betriebspunkten verwendet werden können. Ein weiteres Problem besteht in der Anwendbarkeit für Zulieferer, da der Detailgrad der benötigten Eingangsdaten bei diesen Verfahren sehr hoch ist und somit in starkem Kontrast zu der verfügbaren Datengrundlage steht. Zwar kann der Propellereinfluss durch einfache Modelle über den Körperkraftansatz berücksichtigt werden. Jedoch muss hier genau geprüft werden, ob der Fehler, der durch die teils starke Vereinfachung des Propellers entsteht, noch die Verwendung eines ansonsten numerisch sehr aufwendigen Verfahrens rechtfertigt oder ob nicht einfachere Verfahren eine ähnliche Rechengenauigkeit bei erheblich geringerer Rechenzeit aufweisen.

Aufgrund der bedeutend geringeren Berechnungs- und Modellierungszeiten basieren Methoden des Entwurfs oftmals auf potenzialtheoretischen Ansätzen. Bei den potenzialtheoretischen Verfahren für die Berechnung von auftriebsbehafteten Körpern birgt die Einhaltung der Kutta-Bedingung an der Hinterkante durch Aufbringung eines singulären Nachlaufs Probleme. Zum

einen haben die Nachlaufflächen sehr komplexe Geometrien und zum anderen sind die Nachlaufflächen im allgemeinen singular, was zu Problemen bei mehreren hintereinander angeordneten auftriebsbehafteten Körpern führt, bei denen sich diese Flächen durchdringen.

Die Nachlauffläche eines homogen angeströmten dreidimensionalen Tragflügels besitzt bereits eine komplexe deformierte Geometrie. Da die Druckverteilung und der Betrag des Auftriebs von dieser Geometrie abhängen, muss für eine hohe Vorhersagegenauigkeit, wie sie nach Abschnitt 1.2.2 gefordert wird, die Geometrie der Nachlaufflächen möglichst exakt erfasst werden. Die Schwierigkeit besteht dabei darin, dass die Geometrie der Nachlaufflächen und die Lösung der potenzialtheoretischen Berechnung wechselseitig voneinander abhängen. Bissonnette und Bramesfeld [75] gehen auf die Bedeutung der korrekten Erfassung der Nachlaufgeometrie und die Möglichkeiten diese zu bestimmen ein. Darüber hinaus werden ebenfalls von Katz und Plotkin [76, S. 483 ff.] oder Wang u. a. [77] Möglichkeiten zur Nachlaufausrichtung thematisiert. Eine Variante ist das Vorgeben der Geometrie. Im einfachsten Fall wird hierbei eine Ebene mit dem halben Anstellwinkel verwendet. Darüber hinaus kann die Geometrie der Nachlaufflächen auch auf Grundlage von Messungen für das schlichte Nachrechnen oder durch qualifizierte Schätzungen vorgegeben werden. Eine weitere Möglichkeit zur Vorgabe der Geometrie besteht darin, mit einem schnellen Verfahren, wie beispielsweise einem Traglinienverfahren, die Nachlaufgeometrie für höherwertige Verfahren, wie ein Tragflächen- oder Paneelverfahren, zu bestimmen [78]. Eine alternative Variante zur Bestimmung der Nachlaufgeometrie ist die iterative Berechnung. Durch Verzerrung der Nachlaufgeometrie wird diese iteriert, bis die Bedingung verschwindenden Durchflusses und Kraftfreiheit auf den Nachlaufflächen erfüllt ist (siehe [79, S. 121 ff.] oder [80]). Dieses Vorgehen ist jedoch sehr rechenintensiv und numerisch oft instabil. Das im Rahmen dieser Arbeit zu entwickelnde Verfahren muss jedoch eine hohe Genauigkeit und hohe Stabilität bei gleichzeitig möglichst geringer Rechenzeit aufweisen.

Die Problematik der Singularität der Nachlaufflächen kann auf verschiedene Weisen umgangen werden. Zum einen ist es für den stationären Fall der Propellerumströmung möglich gemittelte Umfangswerte anzugeben (siehe [81, 82]), sodass auf dem Ruder eine über den Umfang gemittelte Geschwindigkeit verwendet werden kann. Hierbei muss jedoch darauf geachtet werden, dass alle Interaktionseffekte bei der Berechnung berücksichtigt werden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin die Nachlaufflächen durch einen viskosen Kern zu desingularisieren [83]. Eine wiederum andere Herangehensweise schaltet die Singularitäten gewissermaßen ab, indem entweder nur außerhalb eines minimalen Abstands ausgewertet wird [79, S. 117] oder einzelne kritische Paneele komplett aus der Berechnung entfernt werden [84].

Bei der konkreten Bearbeitung der Problemstellung der Propeller-Ruder-Interaktion lässt sich zwischen instationären und stationären beziehungsweise quasi-stationären Verfahren unterscheiden. Instationäre Verfahren (bspw. [85]) liefern sehr gute Ergebnisse für instationäre Kavitationsvorhersagen und Druckschwankungen. Im Umfeld des frühen Entwurfs sind die

Verfahren jedoch verhältnismäßig aufwendig und spielen für den Entwurf und die Beurteilung des Ruders eine oftmals untergeordnete Rolle. Die meisten relevanten Ergebnisse (siehe Abschnitt 1.2.2) lassen sich bereits aus stationären oder quasi-stationären Berechnungen ermitteln. Aus diesem Grund wird im Weiteren nur auf stationäre oder quasi-stationäre Verfahren eingegangen.

Die potenzialtheoretische Betrachtung des Problems der Propeller-Ruder-Wechselwirkung ist seit langem Thema der Wissenschaft. Dabei ergeben sich in jüngerer Zeit Möglichkeiten die komplexen älteren analytischen Gleichungen mit sehr kurzen Berechnungszeiten numerisch zu lösen, was zum Zeitpunkt der Aufstellung der Theorien noch nicht möglich war. Isay [86] beschreibt ein auf der tragenden Linie basierendes Verfahren zur Lösung des simultanen Randwertproblems der Propeller-Ruder-Anordnung. Sowohl Propeller als auch Ruder werden durch tragende Linien diskretisiert. Ein solches Verfahren liefert eine sehr gute und schnelle Abschätzung für die Strömungsverhältnisse. Es ist jedoch nicht dafür geeignet die dreidimensionale Druckverteilung auf den Körpern zu berechnen und folglich kann auch nicht eine Größe wie das Ruderschafmoment bestimmt werden. Des Weiteren sind Ruderprofile oftmals hydrodynamisch dick, weshalb ihre Verdrängungswirkung nicht vernachlässigt werden kann. Dies wird ebenfalls nicht direkt in der Methode berücksichtigt, ließe sich jedoch durch Erweiterungen in bestimmten Grenzen nachpflegen.

Die Arbeit von Li [87] diskretisiert den Propeller durch einen gebundenen Wirbel und modelliert den Nachlauf durch den Übergang zur unendlichen Flügelzahl lediglich an den Strahlgrenzen mit freien Wirbeln. Das Ruder wird in der Methode durch eine tragende Fläche diskretisiert. Innerhalb des Verfahrens wird jedoch die wechselseitige Interaktion zwischen Propeller und Ruder vernachlässigt. Der Fokus der Arbeit liegt auf der Deformation der Propellerstrahlgrenzen am Ruder. Die ursprüngliche Kreisfläche des Strahls teilt sich am Ruder und bewegt sich als Halbkreise am Ruder in entgegengesetzte Richtungen. Die Strahlgrenzen werden frei iteriert, wohingegen die Nachlaufdeformation des Ruders und des Propellers außer Acht gelassen wird. Die Arbeit liefert Erkenntnisse zum Verhalten des Propellerstrahls, kann jedoch aufgrund der fehlenden Berücksichtigung der Verdrängungswirkung und der mangelnden Berücksichtigung der Interaktion zwischen Propeller und Ruder nicht auf die dieser Arbeit zugrunde liegende Problemstellung angewandt werden.

Brunnstein [88] stellt ein erweitertes Verfahren vor, bei dem sowohl das Ruder als auch der Propeller durch tragende Flächen diskretisiert werden. Da die Tragflächentheorie nur für dünne Körper anwendbar ist, wird auf dem Ruder eine flächenhafte Quell-Senken-Belegung aufgebracht, die nur symmetrische Geometrien abbilden kann. Um das zuvor angesprochene Problem der Singularitäten im Nachlauf zu umgehen, werden die vom Propeller induzierten Geschwindigkeiten mit der tragenden Linie mit einer aus der tragenden Fläche vorgegebenen Zirkulation berechnet. Darüber hinaus wird in dem Verfahren der Einfluss des Rumpfes und eines möglicherweise auftretenden Totwassergebiets hinter dem Schiff berücksichtigt. Aufgrund der

zum Entstehungszeitpunkt der Arbeit eingeschränkten verfügbaren Rechenleistung verwendet das entwickelte Verfahren viele Vereinfachungen oder iteriert Wechselwirkungen nicht voll aus. Das Verfahren ließe sich außerdem nur schwer auf moderne Rudergeometrien erweitern. Die entwickelten Theorien liefern jedoch ein eingehendes Verständnis für die auftretenden Wechselwirkungen.

Um die dreidimensionale Strömung auch für dicke Körper berechnen zu können, werden Paneelverfahren verwendet. Turnock [79] entwickelt beispielsweise ein dreidimensionales Paneelverfahren, welches auf einem Störpotenzialansatz beruht, für die Untersuchung der Propeller-Ruder-Interaktion. Sowohl die Geometrie des Propellers als auch die des Ruders werden durch viereckige Paneele diskretisiert. Die Interaktion zwischen Propeller und Ruder wird über die Geschwindigkeitsfelder der Körper berücksichtigt. Von Han u. a. [89] wird ein von der verwendeten Theorie ähnliches Verfahren für die Berechnung der Interaktion eines Propellers mit einem Halbschweberuder verwendet. Eine weitere Berechnungsmethode wird von Söding [90, 91] vorgestellt. Bei dieser Methode handelt es sich um ein desingularisiertes direktes Verfahren zur Ruderkraftberechnung, was ebenfalls auf einem Störpotenzialansatz beruht. In der Methode wird das Geschwindigkeitsfeld des Propellers über semi-empirische Näherungsformeln berücksichtigt und die wechselseitige Beeinflussung von Propeller und Ruder wird vernachlässigt. Für die Berechnung von Propellergondeln entwickeln Achkinadze u. a. [92] ebenfalls ein dreidimensionales Paneelverfahren. Dieses basiert anders als die zuvor genannten auf einem Störgeschwindigkeitsansatz. Zu Validierungszwecken wird in der Arbeit zunächst ebenfalls eine Propeller-Ruder-Anordnung untersucht. Die Berücksichtigung der Interaktion geschieht in diesem Verfahren gleichermaßen über die Geschwindigkeitsfelder. Gemein haben diese Arbeiten, dass sie aufgrund des rein potenzialtheoretischen Ansatzes keine viskosen Effekte direkt berücksichtigen können. Der viskose Widerstand kann als wichtige Größe nicht vernachlässigt werden und wird deshalb nach einfachen Verfahren abgeschätzt. Entweder werden ein fester Reibbeiwert in Richtung der Oberflächengeschwindigkeit angesetzt [89], eine Reibungslinie verwendet [79] oder semi-empirische Korrekturverfahren angewendet [92].

Damit auch in potenzialtheoretischen Verfahren viskose Effekte berücksichtigt werden können, bietet sich eine Kopplung mit einem integralen Grenzschichtverfahren an. Auf diese Weise können die viskosen Effekte in unmittelbarer Oberflächennähe berechnet werden, ohne ein Gitter für finite Volumen erstellen zu müssen und ohne die Rechenzeit übermäßig zu erhöhen. Ein solches fortschrittliches dreidimensionales Verfahren in Form eines Paneelverfahrens, das mit einem Grenzschichtverfahren gekoppelt ist, wird von Coenen [93] vorgestellt. Dabei wird auch ausführlich auf verschiedene Möglichkeiten der Kopplung und Behandlung der Grenzschicht eingegangen. Das vorgestellte Verfahren liefert sehr gute Ergebnisse, ist jedoch aus dem Bereich der Luftfahrt und berücksichtigt nur eine homogene Zuströmung. Jedoch gerade die in der maritimen Anwendung auftretende Wechselwirkung zwischen Propeller und Ruder bedarf einer

genauen Betrachtung und somit ist das Verfahren nicht auf die vorliegende Problemstellung anwendbar.

Moriyama [94] entwickelt ebenfalls ein dreidimensionales Paneelverfahren, das für die Berechnung viskoser Effekte mit einem zweidimensionalen Grenzschichtverfahren gekoppelt wird. Das Verfahren ist von der verwendeten Grenzschichttheorie einfacher als die zuvor genannte Arbeit, behandelt jedoch die Problemstellung eines Ruders im Propellerstrahl. Der Propeller wird dabei als Aktuatorscheibe diskretisiert. Die Arbeit iteriert das Strömungsfeld mit den Propeller- und Rudereinflüssen. Der Nachlauf des Ruders wird als Ebene auf der Mittellinie angenommen und es werden keine Untersuchungen für ein gelegtes Ruder mitgeteilt. Der Widerstand des Ruders wird auf Grundlage der Ergebnisse des Paneelverfahrens für verschiedene Schnitte mittels einer zweidimensionalen Grenzschichtrechnung berechnet. Dabei wird die Beeinflussung der Grenzschicht auf die potenzialtheoretische Strömung vernachlässigt. Tamashima u. a. [95, 96] erweitern später das Verfahren. Dabei wird die Grenzschichtdicke durch Manipulation der Rudergeometrie berücksichtigt. Außerdem wird das Verfahren dahingehend angepasst, dass nun auch das gelegte Ruder untersucht werden kann. Das Verfahren ist sehr vielversprechend, jedoch treten relativ große Abweichungen zwischen der Messung und Berechnung für die Querkräfte und Ruderschaftmomente auf. Ein Grund hierfür könnte die fehlende Berücksichtigung der Verformung der Nachlaufflächen sein. Darüber hinaus wird das Verfahren in den Veröffentlichungen nur auf einen Propeller und eine Rudergeometrie angewandt. Die Übertragbarkeit der Ergebnisse kann deshalb nicht bewertet werden.

2.2.2. Zwischenfazit

Die vorgestellten Arbeiten zur Thematik der Ruderkraftberechnung unter Berücksichtigung der Propeller-Ruder-Interaktion zeigen, dass auf wissenschaftlicher Seite keine Methoden und Ansätze existieren, die alle zuvor definierten technischen Anforderungen (siehe Abschnitt 1.2.2) erfüllen und sich gleichzeitig im Kontext des frühen Entwurfs (siehe Abschnitt 1.2.1) anwenden lassen. Dabei gibt es zwar aufwendige Berechnungsmethoden, die die technischen Anforderungen erfüllen, sich jedoch nicht für die Anwendung im Entwurf eignen. Auch bestehen für verschiedene Teile der Problemstellung bereits Ansätze oder Methoden, jedoch in keiner zusammenhängenden Form. Zur Lösung der Problemstellung ist somit die Entwicklung eines über den Stand der Wissenschaft hinausgehenden neuartigen Berechnungsverfahrens notwendig.

2.2.3. Messungen

Wie eingangs bereits beschrieben, stellen Messungen kein Verfahren zur Behandlung der in Abschnitt 1.2 dargestellten Problemstellung dar. Sie können jedoch genutzt werden, um neu entwickelte Verfahren zu testen und zu validieren. Für das im Rahmen dieser Arbeit

zu entwickelnde Verfahren werden deshalb im Folgenden bestehende Veröffentlichungen mit Messungen vorgestellt. Für Validierungszwecke ist es dabei von zentraler Bedeutung, dass alle benötigten Daten veröffentlicht sind oder auf anderem Wege zur Verfügung stehen. Wie auch schon im vorangegangenen Abschnitt 2.1 angesprochen, sind keine Großausführungsmessungen in einem Detailgrad veröffentlicht, als dass diese für Validierungszwecke genutzt werden könnten. Aus diesem Grunde wird im Weiteren nur auf Modellversuchsergebnisse eingegangen.

Die umfassendste Messreihe zum Thema der Propeller-Ruder-Interaktion veröffentlichten Molland und Turnock [18, S. 125 ff.], von denen die ausführlichen Teilergebnisse in Berichten [97–106] zugänglich sind. Molland und Turnock untersuchen im Rahmen der Messungen im Windkanal verschiedene Rudergeometrien und Bauarten für unterschiedliche Schubbelastungsgrade [99, 100, 102], bis hin zu Pfahlzugbedingungen [101, 103, 106]. Darüber hinaus wird der Einfluss des Hinterschiffes auf die Propeller-Ruder-Anordnung betrachtet [104, 105]. Für diese umfangreichen Modellversuche sind alle Messergebnisse und alle benötigten Eingangsdaten, wie die verwendeten Propeller- und Rudergeometrien, veröffentlicht. Sie sind deshalb sehr gut zu Validierungszwecken geeignet und werden auch von anderen Autoren [66, 72, 73, 79] zu diesem Zweck verwendet, wodurch auch Ergebnisse aus anderen Rechenverfahren für Vergleiche zur Verfügung stehen.

Eine weitere umfangreiche Messreihe wurde von Kracht [107, 108] für Vollscheiberuder veröffentlicht. Dabei werden verschiedene Rechteckruder mit und ohne Propellereinfluss untersucht. Bei den Versuchen mit Propellereinfluss werden sowohl die mittige als auch die außermittige Ruderanordnung im Propellerstrahl analysiert. Darüber hinaus werden die Geschwindigkeitsfelder im Propellerstrahl aufgemessen. In einer weiteren Arbeit untersucht Kracht [109] die Propeller-Ruder-Interaktion und Wechselwirkung mit dem Rumpf für Halbscheiberuder. Dabei werden zwei Ruderdicken, Messungen mit und ohne Ruder, sowie drei Abstände zwischen Ruder und Propeller untersucht. Die Messungen werden im Kavitationstank und in der Schlepprinne durchgeführt. In beiden Messreihen, sowohl für Vollscheiberuder als auch für Halbscheiberuder, wird nur auf symmetrische Rudergeometrien eingegangen.

Moriyama [94] untersucht einen Propeller mit drei verschiedenen Rudergeometrien mit unterschiedlichen Abständen zwischen Propeller und Ruder im Kavitationstank. Dabei werden jedoch lediglich die Längskräfte bei ungelegtem Ruder betrachtet, um den Einfluss des Ruders auf die Propulsion zu untersuchen. Die Messreihe wird später von Tamashima u. a. [96] um das gelegte Ruder erweitert, jedoch nur für eine untersuchte Rudergeometrie. Die untersuchte Anordnung ist dabei mit einem rechteckigen Ruder, das mittig im Propellerstrahl angeordnet ist und sowohl über als auch unter den Propellerstrahl ragt, nur für Validierungszwecke und Betrachtung einzelner Teilaspekte geeignet, da real verbaute moderne Anordnungen hiervon abweichen. Darüber hinaus sind Ruderkraftmessungen im Kavitationstank ohne genaue Kenntnis des Versuchsaufbaus schwer zu bewerten, da es zu starken Wechselwirkungen mit den Tunnelwänden kommen kann.

Die bisher angesprochenen Veröffentlichungen zu Messungen der Propeller-Ruder-Anordnung beschränken sich bei den Rudergeometrien auf einfache symmetrische Geometrien und somit auf die Untersuchung allgemeiner Interaktionseffekte. Wolf [110] untersucht in seiner Arbeit den Einfluss der Twistierung des Ruders. Hierbei werden drei Rudergeometrien untersucht: eine symmetrische, eine mit Twistierung in Strömungsrichtung und eine mit entgegengesetzter Twistierung. Die Untersuchungen werden im Umlauftank durchgeführt, wobei die Kräfte der verschiedenen Rudergeometrien mit und ohne Propellereinfluss gemessen werden. Bei den Messungen werden verschiedene Schubbelastungsgrade des Propellers und große Ruderwinkel bis zum Strömungsabriss untersucht. Aufgrund der großen abgedeckten Zahl an Betriebszuständen und die Trennung verschiedener Effekte eignet sich die Messreihe sehr gut für die Validierung von Rechenverfahren für die Propeller-Ruder-Interaktion mit modernen Rudergeometrien.

Grabert [111] beschäftigt sich ebenfalls mit modernen Rudergeometrien. Unter den untersuchten Geometrien sind auch verschiedene Energy Saving Devices (ESDs), wie zum Beispiel Propellernabenkappenflossen oder Ruderfinnen. Die Propeller-Ruder-Anordnung wird gesondert in umgedrehter Freifahrtanordnung im Schlepptank untersucht. Da der Fokus der Arbeit auf für die Propulsion relevanten Betriebspunkten liegt, werden lediglich Ruderwinkel in einem Bereich von -5° bis 5° untersucht. Dabei deckt die Messreihe den kompletten Bereich eines Propellerfreifahrtendiagramms durch Variation der Geschwindigkeit bei konstanter Drehzahl ab. Die Kräfte werden für das Ruder und den Propeller getrennt aufgenommen. Die große Reichweite der Betriebszustände des Propellers ermöglichen eingehende Betrachtungen der Interaktionseffekte. Außerdem treten aufgrund der gewählten Versuchsdurchführung typische geringe Reynoldszahlen auf, sodass daraus resultierende Effekte aus den Messergebnissen abgeleitet werden können. Somit kann zumindest für den Modellmaßstab anhand dieser Messungen überprüft werden, ob das zu entwickelnde Verfahren die auftretenden Effekte vorhersagen kann.

3. Theoretische Grundlagen

Im Folgenden werden die in dem neuartigen Berechnungsverfahren verwendeten und entwickelten theoretischen Grundlagen erläutert. Zur Erfüllung der in den Abschnitten 1.2.1 und 1.2.2 beschriebenen Anforderungen werden verschiedene Verfahren miteinander gekoppelt und zu einem Berechnungsverfahren zusammengefasst. Auf diese Weise entsteht ein in sich geschlossenes Verfahren mit kurzen Berechnungs- und Modellierungszeiten, das Vereinfachungen und Defizite einzelner Teilverfahren durch eine geschickte Kopplung zu anderen Verfahren kompensiert. Zunächst werden in diesem Kapitel die einzelnen Teilverfahren vorgestellt, bevor in Abschnitt 3.5 auf die Kopplung dieser Verfahren eingegangen wird.

Die angewendeten Theorien basieren größtenteils auf der Potenzialtheorie, die aufgrund der getroffenen Vereinfachungen einen vergleichsweise geringen Rechenaufwand aufweist. Gleichzeitig liefert die Potenzialtheorie für die Berechnung von Tragflügeln eine gute Berechnungsqualität, da die viskosen Einflüsse bei diesen Strömungsproblemen gering sind, solange keine Ablösung auftritt. Potenzialströmungen können mit einem Potenzial Φ beschrieben werden. Der Zusammenhang zwischen dem Potenzial Φ und dem Geschwindigkeitsfeld des Fluids \vec{U} ist gegeben durch

$$\vec{\nabla}\Phi = \vec{U}. \quad (3.1)$$

In der Potenzialtheorie werden folgende vereinfachende Annahmen getroffen:

$$\vec{\nabla} \times \Phi = \vec{0}, \quad (3.2)$$

$$\rho = \text{const.}, \quad (3.3)$$

$$\nu = 0, \quad (3.4)$$

wobei Gleichung (3.2) die Rotationsfreiheit, Gleichung (3.3) eine konstante Dichte ρ , also Inkompressibilität, und Gleichung (3.4) verschwindende Viskosität ν , also Reibungsfreiheit, beschreiben. Die genannten Bedingungen lassen sich in die Laplace-Gleichung oder Potenzialgleichung

$$\nabla^2\Phi = 0 \quad (3.5)$$

überführen. Durch die Linearität von (3.5) können verschiedene Lösungen der Gleichung zu neuen Lösungen kombiniert werden, was eine wichtige Eigenschaft für das weitere Vorgehen ist.

Den Kern des neuartigen Berechnungsverfahrens bildet ein Paneelverfahren, dessen Grundlagen in Abschnitt 3.4 vorgestellt werden. Das Paneelverfahren ist in der Lage am Ruder auftretende dreidimensionale Effekte abzubilden. Darüber hinaus kann die Strömung um Tragflügel, bei denen die Dicke nicht vernachlässigt werden kann, gut mit einem solchen Verfahren berechnet werden. Als rein potenzialtheoretisches Verfahren können viskose Effekte nicht in ausreichendem Maße berücksichtigt werden. Darüber hinaus gestaltet sich, wie bereits in 2.2.1 angesprochen, die Berechnung von mehreren hintereinander angeordneten auftriebsbehafteten Körpern als anspruchsvoll.

Um besagte Problematik zu umgehen, wird die Interaktion zwischen verschiedenen an der Propulsion beteiligten Körpern mit einem hybriden Traglinienverfahren berechnet. Dieses Verfahren wird in Abschnitt 3.2 vorgestellt. Das Traglinienverfahren gliedert sich in die Berechnung von einfachen Tragflügeln, wie in dem vorliegendem Fall einem Ruder (Abschnitt 3.2.1), von Schraubenpropellern (Abschnitt 3.2.2) und schließlich mit dem Zusammenwirken verschiedener auftriebsbehafteter Körper (Abschnitt 3.2.3).

Alle bisher angesprochenen Teilverfahren basieren auf der Potenzialtheorie und können somit aufgrund der getroffenen Vereinfachungen (siehe Gl. 3.4) viskose Effekte nicht abbilden. Um dieses Defizit auszugleichen, wird in das neuartige gekoppelte Hybridverfahren ein Grenzschichtverfahren integriert. Auf die theoretischen Grundlagen dieses Verfahrens wird in Abschnitt 3.3 eingegangen. Teile der verwendeten zweidimensionalen Grenzschichttheorie basieren auf der potenzialtheoretischen Profiltheorie, deren hier benötigte Grundlagen in 3.1 aufgegriffen werden.

Wie bereits erwähnt, wird abschließend auf die Zusammenwirkung und die Kopplung der verschiedenen Teilverfahren in Abschnitt 3.5 eingegangen. Ein Überblick des entwickelten Verfahrens in Form eines Flussdiagramms findet sich ebenfalls in dem Abschnitt in Abbildung 3.12.

3.1. Profiltheorie

Auch wenn das hier vorgestellte Berechnungsverfahren dreidimensional ist, wird für verschiedene Teilaspekte die einfachere zweidimensionale Profiltheorie verwendet, welche an dieser Stelle zusammengefasst wird. Eine ausführlichere Beschreibung ist den Originalarbeiten oder einschlägigen Lehrbüchern (bspw. [112]) zu entnehmen. Die hier verwendete Profiltheorie basiert auf der Singularitätenmethode. Hierbei wird die zweidimensional umströmte Kontur mittels Anordnung von Quellen, Senken und Wirbeln auf der Sehne diskretisiert und so das Umströmungsproblem gelöst (siehe Abbildung 3.1).

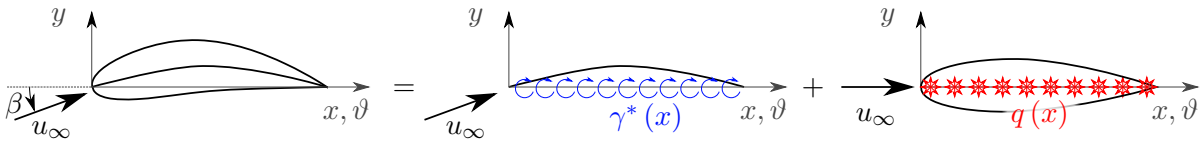


Abbildung 3.1.: Zerlegung der Umströmung des angestellten Profils in den Anteil des Skeletts und des Tropfens. Links ist das gesamte Strömungsproblem, in der Mitte das der Skelettlinie mit der dazugehörigen Wirbelverteilung auf der Sehne und rechts das des symmetrischen Tropfens mit der Anordnung der Quellen auf der Sehne dargestellt.

3.1.1. Skeletttheorie

Die Skeletttheorie wurde ursprünglich zur Berechnung der Zirkulation von Profilen mit vernachlässigbarer Dicke von Birnbaum und Ackermann [113] und Glauert [114] aufgestellt. Als Singularitäten werden bei der Umströmung der Skelettlinie mit kleiner Wölbung Wirbel auf der Sehne platziert (siehe 3.1 Mitte). Diese führen auf der Sehne in der Längsgeschwindigkeit zu einem Geschwindigkeitssprung

$$\lim_{y \rightarrow \pm 0} u_\gamma(x, y) = \pm \frac{\gamma^*(x)}{2}, \quad (3.6)$$

der der Wirbelstärke γ^* entspricht. Als Randbedingung zur Bestimmung der Wirbelstärke wird vorausgesetzt, dass die Skelettlinie nicht durchströmt wird:

$$\frac{dy_S(x)}{dx} = \frac{v_\infty + v_\gamma}{u_\infty + u_\gamma}, \quad (3.7)$$

wobei u_∞ und v_∞ die Zuströmung in x - und y -Richtung und u_γ und v_γ die von den Wirbeln induzierte Störgeschwindigkeit in x - und y -Richtung beschreiben.

Die Wirbel induzieren auf der Sehne keine Geschwindigkeiten in x -Richtung, da dort der Sprung in der Längsgeschwindigkeit u_γ vorliegt (vgl. Gl. (3.6)), und unter der Annahme kleiner Anstellwinkel gilt

$$\frac{v_\infty}{u_\infty} \approx \beta. \quad (3.8)$$

Die in y -Richtung auf der Sehne induzierte Geschwindigkeit v_γ lässt sich mit dem Biot-Savart'schen Gesetz berechnen:

$$v_\gamma = \frac{1}{2\pi} \int_0^c \frac{\gamma^*(x')}{x - x'} dx'. \quad (3.9)$$

Somit ergibt sich die Strömungsrandbedingung aus Gleichung (3.7) zu:

$$\beta - \frac{dy_S(x)}{dx} = \frac{1}{2\pi u_\infty} \int_0^c \frac{\gamma^*(x')}{x-x'} dx'. \quad (3.10)$$

Mit Übergang zu Winkelkoordinaten

$$\vartheta = \arccos\left(\frac{2x}{c} - 1\right) \quad (3.11)$$

geht Gleichung (3.10) über in

$$\beta - \frac{dy_S(\vartheta)}{dx} = \frac{1}{2\pi u_\infty} \int_0^\pi \frac{\gamma^*(\tau) \sin(\tau)}{\cos(\vartheta) - \cos(\tau)} d\tau. \quad (3.12)$$

Auf der Grundlage des Ansatzes von Birnbaum und Ackermann [113] beschreibt Glauert [114] die Wirbeldichteverteilung γ folgendermaßen:

$$\gamma^*(\vartheta) = 2u_\infty \left(A_0 \cot \frac{\vartheta}{2} + \sum_{i=1}^N A_i \sin i\vartheta \right). \quad (3.13)$$

Diese Verteilung eingesetzt in Gleichung (3.6) ergibt die wirbelinduzierte Geschwindigkeit auf der Sehne

$$\lim_{y \rightarrow \pm 0} \frac{u_\gamma(x, y)}{u_\infty} = \pm \left(A_0 \tan \frac{\vartheta}{2} + \sum_{i=1}^N A_i \sin i\vartheta \right), \quad (3.14)$$

wobei das positive Vorzeichen auf der Saugseite und das negative Vorzeichen auf der Druckseite gilt.

Die sogenannten Birnbaumkoeffizienten A_i können folgendermaßen bestimmt werden:

$$A_0 = \beta - \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{dy_S}{dx} d\vartheta \quad (3.15)$$

$$A_i = -\frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{dy_S}{dx} \cos i\vartheta d\vartheta. \quad (3.16)$$

Den ersten Koeffizienten kommen dabei besondere Bedeutungen zu. Zum einen kann überprüft werden, ob eine Umströmung der Vorderkante vorliegt. An der Vorderkante bleibt in der Wirbelstärke und in der Geschwindigkeitsverteilung lediglich der Beitrag von A_0 bestehen, welcher im Rahmen dieser Theorie zu einer unendlichen Wirbelstärke an der Vorderkante führt. Der Fall $A_0 = 0$, in dem die Vorderkante nicht umströmt wird, wird idealer Anstellwinkel oder stoßfreier Eintritt genannt. Zum anderen kann aus den ersten beiden Koeffizienten der Auftrieb

des Profils bestimmt werden [115]:

$$c_L = \int_0^\pi \frac{\gamma^*(\vartheta)}{u_\infty} \sin(\vartheta) d\vartheta = 2\pi \left(A_0 + \frac{A_1}{2} \right). \quad (3.17)$$

3.1.2. Tropfentheorie

Für Profile mit nicht zu vernachlässigender Dicke haben Helmbold und Keune [116] und Riegels [117, 118] die Profiltheorie für symmetrische Dickenlinien erweitert. Hierfür wird auf der Sehne eine Quell-Senken-Verteilung angeordnet (siehe Abbildung 3.1 rechts). Zur Bestimmung der Stärke dieser Verteilung wird als Randbedingung angesetzt, dass die Dickenlinie Stromlinie sein soll:

$$\frac{dy_D(x)}{dx} = \frac{v_q(x, y)}{u_\infty + u_q(x, y)}, \quad (3.18)$$

wobei u_q und v_q die von der Quell-Senken-Verteilung induzierten Geschwindigkeiten in Längs- beziehungsweise Querrichtung sind. Für die induzierten Geschwindigkeiten einer Quell-Senken-Verteilung gilt:

$$u_q(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^c \frac{q(x')(x-x')}{(x-x')^2 + y^2} dx' \quad (3.19)$$

$$v_q(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^c \frac{q(x')y}{(x-x')^2 + y^2} dx'. \quad (3.20)$$

Mit der Vereinfachung für dünne Profile wird die Randbedingung aus Gleichung (3.18) nicht auf der Kontur, sondern auf der Sehne erfüllt. Auf der Sehne gilt als Grenzwertbetrachtung für die induzierten Geschwindigkeiten:

$$u_q(x, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^c \frac{q(x')}{(x-x')} dx' \quad (3.21)$$

$$v_q(x, 0) = \lim_{y \rightarrow \pm 0} \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^c \frac{q(x')y}{(x-x')^2 + y^2} dx' \right) = \pm \frac{q(x)}{2}. \quad (3.22)$$

Die induzierte Längsgeschwindigkeit ist für schlanke Profile, mit Ausnahme der Vorderkante, klein, sodass die Randbedingung aus Gleichung (3.18) zu

$$\frac{dy_D(x)}{dx} = \frac{v_q(x, 0)}{u_\infty} = \frac{q(x)}{2u_\infty} \quad (3.23)$$

vereinfacht werden kann. Für die Quell-Senken-Verteilung kann nun der Ansatz

$$\frac{q(\vartheta)}{2u_\infty} = B_0 \left(\cot \frac{\vartheta}{2} - 2 \sin \vartheta \right) + B_1 \left(\tan \frac{\vartheta}{2} - 2 \sin \vartheta \right) + \sum_{i=2}^N B_i \sin i\vartheta \quad (3.24)$$

verwendet werden, in dem die ersten Terme von dem Nasenradius r_V und dem Radius der Hinterkante r_H abhängen:

$$B_0 = \sqrt{\frac{r_V}{2c}} \quad (3.25)$$

$$B_1 = -\sqrt{\frac{r_H}{2c}}. \quad (3.26)$$

Für die Bestimmung der weiteren Koeffizienten B_i wird zunächst die Dickenlinie als Fourierreihe abgebildet

$$\frac{2y_D(\vartheta)}{c} = \sum_{j=1}^M b_j \sin(j\vartheta). \quad (3.27)$$

Für die Dickenlinie gilt darüber hinaus

$$\frac{2y_D}{c} = \int_0^c \frac{2}{c} \frac{dy_D}{dx} dx = \int_0^\pi \frac{dy_D}{dx} \sin \vartheta d\vartheta. \quad (3.28)$$

Wird der Ansatz aus Gleichung (3.24) in der Randbedingung (3.23) verwendet und in die vorige Gleichung eingesetzt, ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{2y_D}{c} = & B_0 \left(\sin \vartheta + \frac{1}{2} \sin 2\vartheta \right) + B_1 \left(-\sin \vartheta + \frac{1}{2} \sin 2\vartheta \right) + \\ & + \frac{1}{2} \left(\sum_{i=2}^N B_i \left(\frac{\sin((i-1)\vartheta)}{i-1} - \frac{\sin((i+1)\vartheta)}{i+1} \right) \right). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Mittels Koeffizientenvergleich zwischen den Gleichungen (3.27) und (3.29) können die Koeffizienten B_i mithilfe der Fourierkoeffizienten b_i und der bekannten Koeffizienten B_1 und B_2 (siehe Gleichungen (3.25) und (3.26)) bestimmt werden:

$$B_2 = 2(b_1 - B_0 + B_1) \quad (3.30)$$

$$B_3 = 2(2b_2 - B_0 + B_1) \quad (3.31)$$

$$B_i = (i-1) \left(2b_{i-1} + \frac{1}{i-1} B_{i-2} \right) \text{ für } i = 4, \dots, N. \quad (3.32)$$

Die von der Quellverteilung auf der Sehne induzierte Längsgeschwindigkeit aus Gleichung (3.21) lautet in Winkelkoordinaten

$$u_q(\vartheta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \frac{q(\tau)}{(\cos \vartheta - \cos \tau)} \sin \tau d\tau. \quad (3.33)$$

Mit dem Ansatz für die Quellstärke aus Gleichung (3.24) ergibt sich

$$\frac{u_q(\vartheta)}{u_\infty} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \frac{B_0(\cos \tau + \cos 2\tau) + B_1(\cos \tau - \cos 2\tau) + \sum_{i=2}^N B_i \sin i\tau \sin \tau}{(\cos \vartheta - \cos \tau)} d\tau. \quad (3.34)$$

Das Integral ist ähnlich zu dem für die Berechnung der quer induzierten Geschwindigkeit einer Wirbelverteilung. Es lässt sich somit ebenfalls auf das Glauert'sche Integral

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos n\tau}{\cos \vartheta - \cos \tau} d\tau = -\frac{\sin n\vartheta}{\sin \vartheta} \quad (3.35)$$

zurückführen und auf diese Weise lösen. Für die von der Quellverteilung auf der Sehne induzierte Längsgeschwindigkeit gilt somit

$$\begin{aligned} \frac{u_q(\vartheta)}{u_\infty} = & B_0(2 \cos \vartheta + 1) + B_1(2 \cos \vartheta - 1) + \left(\sum_{i=2}^N B_i \cos i\vartheta \right) - \\ & - B_{N-1} \frac{\sin(N\vartheta)}{\sin(\vartheta)} - B_N \frac{\sin((N+1)\vartheta)}{\sin(\vartheta)} \end{aligned} \quad (3.36)$$

oder ausgedrückt mit den Fourierkoeffizienten

$$\frac{u_q(\vartheta)}{u_\infty} = B_0(2 \cos \vartheta + 1) + B_1(2 \cos \vartheta - 1) + \sum_{j=2}^M j b_j \frac{\sin j\vartheta}{\sin \vartheta}. \quad (3.37)$$

3.1.3. Geschwindigkeits- und Druckverteilung

Die Geschwindigkeitsverteilung auf der Profilloberfläche und somit auch die Druckverteilung auf dem Profil wird von Helmbold und Keune [116] und Riegels [118] hergeleitet. Formal muss die Tangentialgeschwindigkeit auf der Oberfläche, also der Kontur (Index $(\cdot)_K$) des Profils bestimmt werden. Diese ergibt sich aus dem Beitrag der Zuströmung und der induzierten Geschwindigkeiten

$$u_T = \sqrt{(u_\infty + u_K)^2 + v_K^2}. \quad (3.38)$$

Für schlanke Profile kann die Vereinfachung getroffen werden, dass die Geschwindigkeit nicht auf der Kontur, sondern auf der Sehne bestimmt wird. Dieser Vereinfachung liegt zugrunde, dass die Quergeschwindigkeit, außer an der Vorderkante, klein ($v_K \ll u_\infty + u_K$) ist. Demnach kann diese näherungsweise auf der Sehne bestimmt werden. Da die getroffene Näherung der geringen Quergeschwindigkeit nicht an der Vorderkante erfüllt wird, führt dies dort zu einer theoretischen unendlich großen Geschwindigkeit. Um diese Unzulänglichkeit zu umgehen, wird

der Riegelsfaktor für unsymmetrische Profile [118]

$$\varkappa = \sqrt{1 + \left(\frac{dy_S(x)}{dx} \pm \frac{dy_D(x)}{dx} \right)^2}, \quad (3.39)$$

eingeführt. Mit diesem Faktor ergibt sich somit die Tangentialgeschwindigkeit aus den Beiträgen der Quell-Senken-Verteilung (siehe Gleichung (3.36)) und der Wirbelverteilung (siehe Gleichung (3.14)) zu

$$\frac{u_T}{u_\infty} = \frac{1}{\varkappa} \left(1 + \frac{u_q}{u_\infty} \pm \frac{u_\gamma}{u_\infty} \right). \quad (3.40)$$

Hieraus kann der für spätere Berechnungen wichtige vordere Staupunkt ϑ_{SP} , für den

$$u_T(\vartheta_{SP}) = 0 \quad (3.41)$$

gilt, bestimmt werden. Für kleine Anstellwinkel ungleich Null ergibt sich linearisiert

$$\vartheta_{SP} = \frac{2A_0}{1 + 3B_0 + B_1 - \sum_{i=1}^N B_i}. \quad (3.42)$$

Diese Kleinwinkelnäherung liefert nur für sehr kleine Anstellwinkel ($|\beta| < 2^\circ$) den Staupunkt mit für diese Anwendung ausreichender Genauigkeit. Gerade bei den später thematisierten Grenzschichtrechnungen ist eine genaue Kenntnis der Lage des Staupunktes notwendig. Für größere Anstellwinkel kann Gleichung (3.41) iterativ gelöst werden, wobei die Kleinwinkelnäherung aus Gleichung (3.42) als Startwert verwendet werden kann.

Die Druckverteilung auf der Oberfläche ergibt sich schließlich aus der in die Bernoulligleichung eingesetzten Tangentialgeschwindigkeit:

$$c_p = 1 - \left(\frac{u_T}{u_\infty} \right)^2. \quad (3.43)$$

3.2. Stationäre Traglinienmethode

Die stationäre Traglinientheorie wurde von Prandtl [119] begründet und basiert auf der Potenzialtheorie. Die Theorie berücksichtigt im Gegensatz zur zuvor vorgestellten Profiltheorie die Ausdehnung eines Tragflügels in Spannweitenrichtung. In Sehnenrichtung wird die Ausdehnung vereinfachend vernachlässigt, wodurch ein Tragflügel im Rahmen der Theorie als Linie diskretisiert wird. Zunächst wird die Theorie in Abschnitt 3.2.1 für den allgemeinen Tragflügel beschrieben. Dieser Fall kann hier auf die Berechnung eines angestellten Ruders

in homogener Zugströmung übertragen werden. Auf die Besonderheiten und Erweiterungen zur Berechnung des Propellers mit der Traglinienmethode wird in Abschnitt 3.2.2 eingegangen. Abschließend wird in Abschnitt 3.2.3 ein Verfahren zur Berechnung von miteinander interagierenden Mehrkomponenten-Propulsoren beschrieben.

3.2.1. Traglinienverfahren des Tragflügels

Die stationäre Traglinientheorie wurde von Prandtl [119] für ungepfeilte Tragflügel unendlicher Spannweite aufgestellt, wobei sie sich auf Flügel großer Streckung ($\Lambda > 3$) übertragen lässt. Die Theorie bildet den Einstieg in die Beschreibung dreidimensionaler Strömungen und ist ausführlich in Lehrbüchern beschrieben [112, 120]. In der Traglinientheorie wird als elementare Lösung der Laplace-Gleichung (3.5) ein Stabwirbel für die Auftriebserzeugung verwendet. Die gesamte Flügelgeometrie wird durch einen solchen gebundenen Stabwirbel („tragende Linie“ [119, S. 25]) im Schwerpunkt der Wirbelverteilung in Sehnenrichtung ersetzt. In der Praxis wird anstelle des exakten Schwerpunktes der Viertelpunkt der Sehne verwendet. Nach der Grundgleichung der Traglinientheorie nach Prandtl setzt sich der geometrische Anstellwinkel, also der Winkel zwischen der Anströmung und der Nullauftriebsrichtung des Flügelschnitts, am Tragflügel folgendermaßen zusammen:

$$\alpha_g = \alpha_e + \alpha_i, \quad (3.44)$$

wobei α_e den effektiven und α_i den induzierten Anstellwinkel beschreiben.

Der effektive Anstellwinkel steht im Zusammenhang mit dem Auftrieb. Für den Auftrieb L an einem Flügelschnitt der Breite dy am Ort y gilt

$$dL(y) = \frac{\rho}{2} U^2 c(y) c_L(y) dy, \quad (3.45)$$

wobei $c(y)$ die Sehnenlänge und c_L den lokalen Auftriebsbeiwert beschreiben. Der Auftriebsbeiwert kann für kleine Winkel linearisiert werden

$$c_L = \left(\frac{dc_L}{d\alpha} \right)_{\infty} \alpha_e = c'_{L\infty} \alpha_e. \quad (3.46)$$

Dabei ist $c'_{L\infty}$ der Auftriebsanstieg eines Tragflügels unendlicher Spannweite. Nach dem Satz von Kutta und Joukowsky besteht für einen Flügelschnitt der Breite dy zwischen dem Auftrieb und der Zirkulation folgender Zusammenhang:

$$dL = \rho U \Gamma dy. \quad (3.47)$$

Die Gleichungen (3.45) und (3.47) lassen sich für den effektiven Anstellwinkel folgendermaßen

zusammenfassen:

$$\alpha_e = \frac{2\Gamma(y)}{Uc(y)c'_{L\infty}}. \quad (3.48)$$

Von der tragenden Linie gehen, aufgrund der Helmholtz'schen Sätze, freie Wirbelfäden ab, die Stromlinien sind. Die Elemente der freien Wirbel $d\vec{s}$ induzieren nach dem Gesetz von Biot-Savart eine Geschwindigkeit

$$d\vec{w}_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{\vec{r} \times d\vec{s}}{r^3}, \quad (3.49)$$

wobei \vec{r} der Aufpunktvektor vom Wirbelelement zum Punkt, an dem die induzierte Geschwindigkeit berechnet wird, und r dessen Länge ist. Die am Ort der tragenden Linie senkrecht zur Ebene der freien Wirbel induzierte Geschwindigkeit aller abgehenden freien Wirbel ergibt sich durch Integration zu:

$$u_i = \frac{1}{4\pi} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{d\Gamma}{dy'} \frac{dy'}{y - y'}, \quad (3.50)$$

wobei b die Spannweite des Flügels, der Term $\frac{d\Gamma}{dy'}$ die Stärke des abgehenden freien Wirbels und y die Koordinate entlang des Flügels beschreibt. Mit der Näherung für kleine Winkel ergibt sich für den induzierten Anstellwinkel

$$\alpha_i = \frac{u_i}{U} = \frac{1}{4\pi U} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{d\Gamma}{dy'} \frac{dy'}{y - y'}. \quad (3.51)$$

Durch Einführung der dimensionslosen Koordinate

$$\xi = \frac{2y}{b}, \quad (3.52)$$

der dimensionslosen Zirkulation

$$\gamma = \frac{\Gamma}{bU_\infty} \quad (3.53)$$

und Einsetzen von (3.48) und (3.51) in (3.44) ergibt sich die Prandtl'sche Integralgleichung

$$\alpha_g(\xi) = \frac{2b\gamma(\xi)}{c'_{L\infty}(\xi)c(\xi)} + \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{d\gamma(\xi')}{d\xi'} \frac{d\xi'}{\xi - \xi'}. \quad (3.54)$$

Für den Fall, dass der geometrische Anstellwinkel α_g und die Flügelgeometrie, bestehend aus der Sehnenlänge $c(\xi)$ und dem Auftriebsbeiwert des Profilschnitts $c'_{L\infty}(\xi)$, bekannt sind, kann die Gleichung mit Fourier-Polynomen gelöst werden [121, 122]. Mit der Koordinatentransformation

$$\cos \vartheta = \xi \quad (3.55)$$

kann die Zirkulationsverteilung als Fourier-Polynom geschrieben werden:

$$\gamma(\vartheta) = 2 \sum_{i=1}^M a_i \sin i\vartheta. \quad (3.56)$$

Gleichung (3.54) kann auf das Glauert'sche Integral (siehe Gleichung (3.35)) zurückgeführt werden. Die Fourier-Koeffizienten a_i können dann aus dem darauf aufbauenden Gleichungssystem bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \alpha_g \sin \vartheta &= \frac{4b}{c'_{L\infty}(\xi) c(\xi)} \sum_{i=1}^M a_i \sin i\vartheta + \sum_{i=1}^M i a_i \frac{\sin i\vartheta}{\sin \vartheta} \\ &= \sum_{i=1}^M a_i \left(\frac{4b}{c'_{L\infty}(\xi) c(\xi)} \sin \vartheta + i \right) \sin i\vartheta. \end{aligned} \quad (3.57)$$

3.2.2. Traglinienverfahren des Schraubenpropellers

Die hier verwendete Traglinienmethode für die Berechnung des Schraubenpropellers wird ausführlich in Isay [123] beschrieben. Krüger und Abels [124] haben die Theorie für die Berechnung moderner Propellergeometrien angepasst.

Analog zum zuvor beschriebenen Traglinienverfahren des Tragflügels werden die einzelnen Propellerflügel des Propellers durch Stabwirbel ersetzt. Von diesen gehen freie Querwirbel ab, die am Ort der tragenden Linie Geschwindigkeiten induzieren [123, S. 11]:

$$u_Q(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{Z-1} \int_{R_i}^{R_a} \frac{d\Gamma(s)}{ds} \int_0^\infty \frac{r \cos\left(\zeta + \frac{2\pi n}{Z}\right) - s}{\left(k_0^2 \zeta^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos\left(\zeta + \frac{2\pi n}{Z}\right)\right)^{\frac{3}{2}}} s d\zeta ds \quad (3.58)$$

$$v_Q(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{Z-1} \int_{R_i}^{R_a} \frac{d\Gamma(s)}{ds} \int_0^\infty \frac{s \cos\left(\zeta + \frac{2\pi n}{Z}\right) - r + s\zeta \sin\left(\zeta + \frac{2\pi n}{Z}\right)}{\left(k_0^2 \zeta^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos\left(\zeta + \frac{2\pi n}{Z}\right)\right)^{\frac{3}{2}}} k_0 d\zeta ds, \quad (3.59)$$

wobei u_Q die axial induzierten und v_Q die tangential induzierten Geschwindigkeiten beschreiben. Die radial induzierten Geschwindigkeiten werden wegen des geringen Einflusses vereinfachend vernachlässigt. In den Gleichungen ist Z die Anzahl der Propellerflügel, r die radiale Koordinate, s die radiale Integrationsvariable, ζ die Integrationsvariable für Winkel in Zylinderkoordinaten¹ und k_0 die Steigung der abgehenden freien Querwirbel.

Die Integrale in den Gleichungen (3.58) und (3.59) werden singular, wenn die induzierten Geschwindigkeiten am Ort eines Wirbels ausgewertet werden. Zur Lösung der Gleichungen führt Goldstein [81] deshalb einen Propeller mit unendlicher Flügelzahl ein, der die gleiche

¹In der Originalarbeit [123] wird diese Variable mit ψ bezeichnet. Um eine Mehrfachverwendung von Variablen innerhalb dieser Arbeit zu vermeiden, wird hier jedoch auf die Variable ζ gewechselt.

Gesamtzirkulation besitzt:

$$Z\Gamma = \kappa(r, k_0, Z) \cdot (Z\Gamma)_\infty, \quad (3.60)$$

wobei κ der Goldsteinfaktor ist, welcher vom lokalen Radius r , der Steigung der freien Wirbel k_0 und der Propellerflügelanzahl Z abhängt. Der Goldsteinfaktor kann mit den genannten Abhängigkeiten universell berechnet werden (siehe [125] oder auch beispielhaft Abbildung 3.3). Die freien Wirbel gehen für den Propeller unendlicher Flügelanzahl über in eine räumlich kontinuierliche Wirbelverteilung, wodurch sich nun die Gleichungen der induzierten Geschwindigkeiten (3.58) und (3.59) vereinfachen

$$u_Q = \frac{r}{k_0} \frac{Z\Gamma}{4\pi r} \frac{1}{\kappa(r, k_0, Z)} \quad (3.61)$$

$$v_Q = -\frac{Z\Gamma}{4\pi r} \frac{1}{\kappa(r, k_0, Z)}. \quad (3.62)$$

Die Strömung am Flügel setzt sich, wie beim Tragflügel, aus einem geometrischen Anteil und einem induzierten Anteil zusammen:

$$U \sin \beta_i = u_\infty + u_Q \quad (3.63)$$

$$U \cos \beta_i = \omega r + v_Q. \quad (3.64)$$

Die Steigung der freien Wirbel lässt sich nun schreiben als:

$$k_0 = r \tan \beta_i = r \frac{u_\infty + u_Q}{\omega r + v_Q}. \quad (3.65)$$

Aus den Gleichungen (3.61), (3.62), (3.63) und (3.64) kann eine Beziehung für die Zirkulation abgeleitet werden:

$$\Gamma(r) = \frac{\omega r \tan \delta_0 - u_\infty}{\frac{2}{c_L^\infty} \frac{1}{c \cos \delta_0} + \frac{Z}{4\pi r \kappa} \left(\tan \delta_0 + \frac{r}{k_0} \right)}. \quad (3.66)$$

Die voneinander abhängigen Gleichungen (3.61), (3.62), (3.65) und (3.66) können iterativ gelöst werden. In der ersten Iteration werden die unbekannt induzierten Geschwindigkeiten $u_Q = 0$ und $v_Q = 0$ gesetzt. Auf diese Weise können der induzierte Winkel β_i in (3.65) und anschließend die Zirkulation in Gleichung (3.66) bestimmt werden. Daraufhin können im nächsten Iterationsschritt die Ergebnisse der ersten Iteration für die Berechnung der induzierten Geschwindigkeiten (3.61), (3.62) verwendet werden. Erfahrungsgemäß konvergiert dieses Verfahren schnell und robust.

3.2.3. Traglinienverfahren für Mehrkomponenten-Propulsoren

Für den Fall, dass sich mehrere Komponenten in einer Stromröhre befinden, gestaltet sich die Berechnung komplizierter, da die einzelnen Komponenten in gegenseitiger Wechselwirkung stehen. Bereits bei typischen Propeller-Ruder-Anordnungen, bei welchen sich das Ruder im Propellerstrahl befindet, tritt eine solche gegenseitige Wechselwirkung auf. Beispielhaft sind die Strömungsanteile auf einem Höhenschnitt für die Propeller-Ruder-Anordnung in Abbildung 3.2 dargestellt. Das sich so ergebende Strömungsproblem kann als zweifach simultanes Randwertproblem aufgefasst werden (vgl. [126, S. 67 ff.] und [86]). Aufgrund der Art des Problems wird von Isay [126] zur Lösung ein iteratives Verfahren vorgeschlagen. Durch Einbeziehung weiterer Komponenten, wie beispielsweise Ruderfinnen, Propellernabekappenflossen oder Schiffsrumpf, erhöht sich die Ordnung des simultanen Randwertproblems.

Für Mehrkomponenten-Propulsoren stellt Krüger [82] einen validierten iterativen Lösungsansatz vor, der auf der stationären Traglinienmethode basiert. Dazu werden die Literaturwerte [125] für den Goldsteinfaktor [81] in der Propellerebene für Ein- bis Achtflügler und für sehr kleine und sehr große Steigungen der freien Wirbel erweitert. Dies geschieht durch einmalige numerische Integration der Gleichungen (3.58) und (3.59), in deren Lösungen, bei der späteren Anwendung des Verfahrens, lediglich interpoliert werden muss. Die Erweiterung hinsichtlich der Anzahl der Flügel ist notwendig zur Berücksichtigung gängiger ESDs, wie beispielsweise Ruder, Ruderfinnen oder Propellernabekappenflossen. Die Erweiterung für sehr große Steigungen der freien Wirbel ist für nicht drehende Propulsionsorgane (bspw. Ruder) notwendig. Sehr kleine Steigungen werden für Anwendungsfälle mit sehr hohen Schubbelastungsgraden benötigt. Die berechneten erweiterten Goldsteinfaktoren sind beispielhaft für einen Vierflügler in Abbildung 3.3 dargestellt. Im Bereich mittlerer Steigungen sind die Faktoren identisch zu den Literaturwerten nach Goldstein [81].

Zur Berechnung der Interaktion zwischen verschiedenen Propulsoren wird von Krüger [82] darüber hinaus eine zusätzliche Erweiterung der bestehenden Theorie vorgenommen. Zur Berücksichtigung der induzierten Geschwindigkeiten der Propulsoren stromauf und stromab werden analog zum Vorgehen von Lerbs [125] Induktionsfaktoren eingeführt. Diese werden ebenfalls durch einmalige numerische Integration der Gleichungen (3.58) und (3.59) erzeugt und tabellarisch hinterlegt. Eine beispielhafte Darstellung der axialen und tangentialen Induktionsfaktoren vor der Propellerebene findet sich in Abbildung 3.4. Die Induktionsfaktoren sind dabei auf die induzierte Geschwindigkeit in der Propellerebene bei $r/R_a = 0,6$ bezogen. Die axialen und tangentialen Induktionsfaktoren hinter dem Propeller, also im Propellerstrahl, sind in Abbildung 3.5 beispielhaft für den Radius $r/R_a = 0,7$ dargestellt.

Zur Lösung des Strömungsproblems von Mehrkomponenten-Propulsoren nach dem Ansatz von Krüger [82] wird in der Iteration zunächst ein freifahrender Propeller nach der in Abschnitt

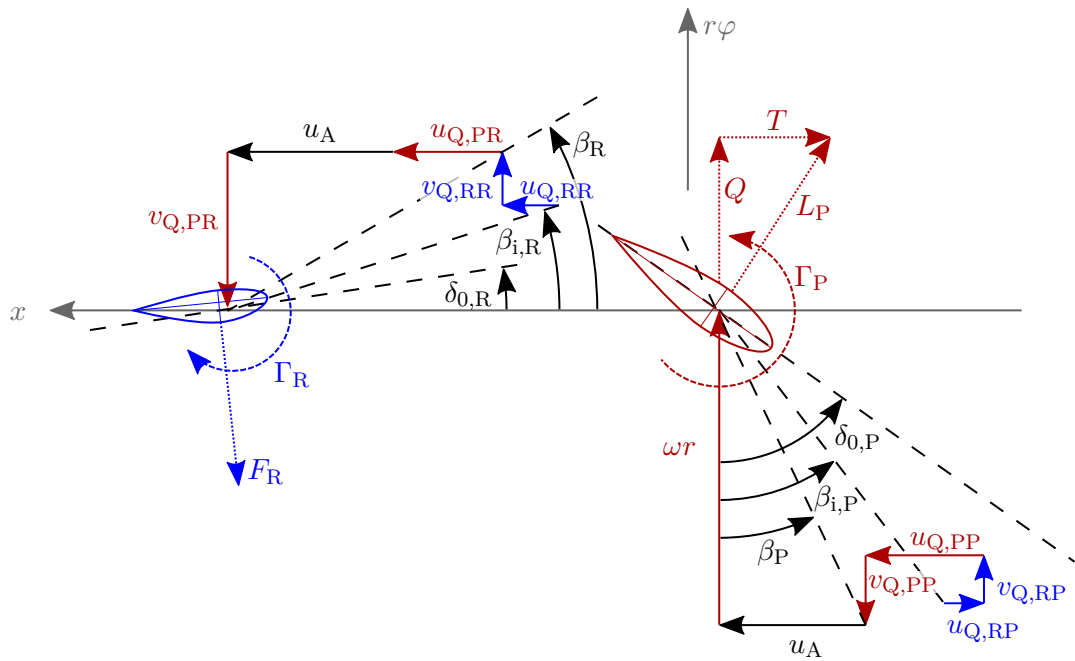


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung der Strömungsverhältnisse auf einem Höhenschnitt für das gekoppelte Propeller-Ruder-System.

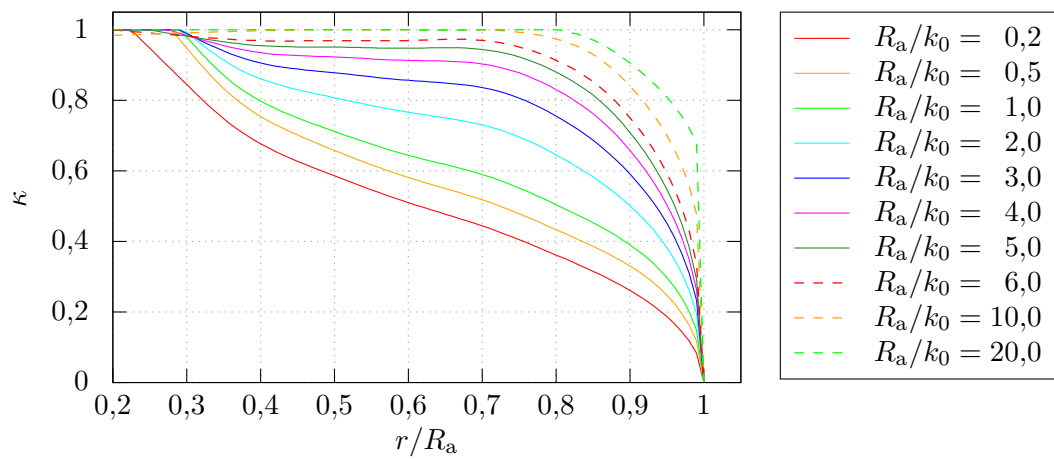


Abbildung 3.3.: Beispielhafte Darstellung der Goldsteinfaktoren in der Propellerebene für einen vierflügeligen Propeller.

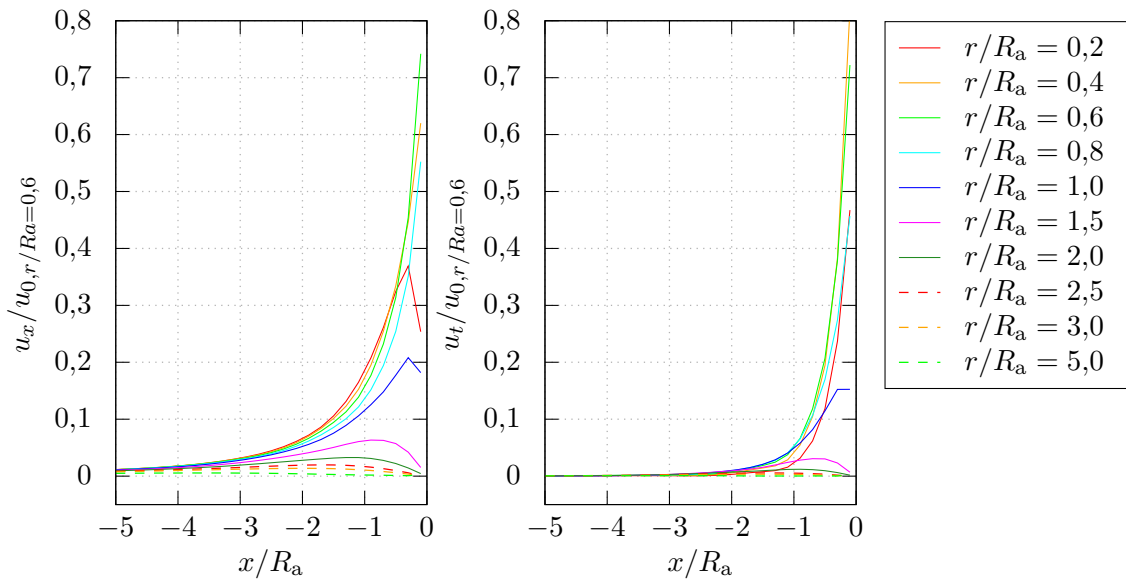


Abbildung 3.4.: Beispielhafte Darstellung der Induktionsfaktoren in axialer (links) und tangentialer (rechts) Richtung vor der Propellerebene bezogen auf den Radius $r/R_a = 0,6$.

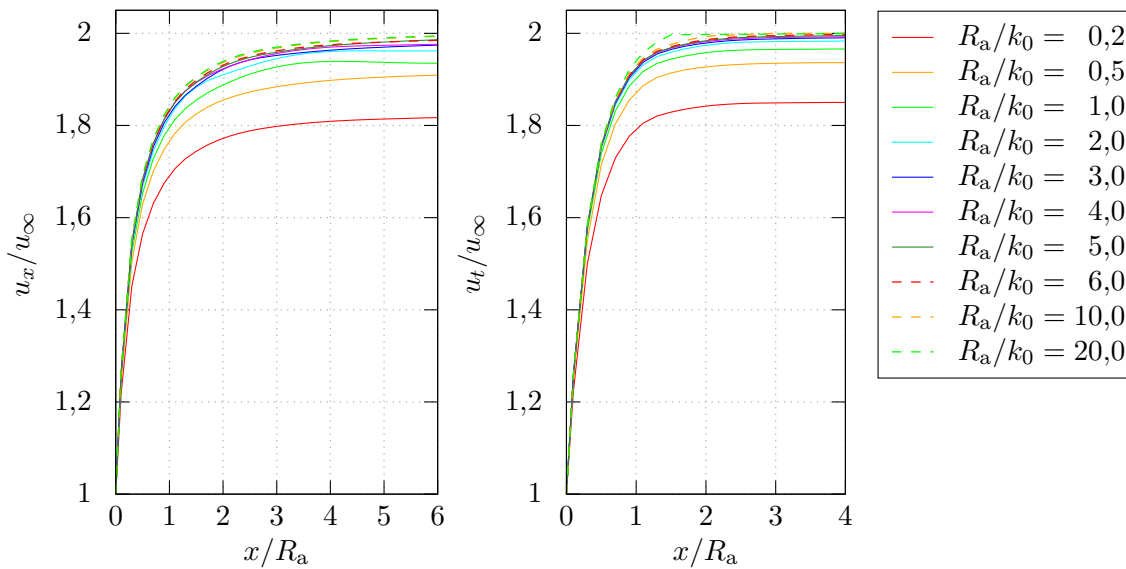


Abbildung 3.5.: Beispielhafte Darstellung der Induktionsfaktoren in axialer (links) und tangentialer (rechts) Richtung im Nachlauf des Propellers für den Radius $r/R_a = 0,7$.

3.2.2 vorgestellten Theorie berechnet. In Bezug auf Abbildung 3.2 sind dann die induzierten Geschwindigkeiten $u_{Q,PP}$ und $v_{Q,PP}$ bekannt. Mit den erweiterten Goldstein- und Induktionsfaktoren werden anschließend die induzierten Geschwindigkeiten am Ort der anderen Propulsoren berechnet, was in Abbildung 3.2 die Geschwindigkeiten $u_{Q,PR}$ und $v_{Q,PR}$ sind. Daraufhin werden nacheinander alle beteiligten Propulsoren analog zur in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Theorie berechnet, nur dass zusätzlich zu den selbstinduzierten Geschwindigkeiten die fremdinduzierten Geschwindigkeiten addiert werden. Im Beispiel aus Abbildung 3.2 werden also die selbstinduzierten Geschwindigkeiten des Ruders $u_{Q,RR}$ und $v_{Q,RR}$ bestimmt und anschließend die vom Ruder am Ort des Propellers induzierten Geschwindigkeiten $u_{Q,RP}$ und $v_{Q,RP}$ berechnet. Wenn alle Propulsoren berechnet wurden, wird in dem nächsten Iterationsschritt der Propeller mit den zusätzlich fremdinduzierten Geschwindigkeiten des vorherigen Iterationsschritts neu berechnet.

Die Iteration konvergiert nach circa fünf Durchläufen. Jeder Iterationsschritt für sich benötigt praktisch keine Rechenzeit, da die rechenintensiven Schritte in einfache Interpolationen überführt wurden. In Kombination mit der schnellen Konvergenz ist das Verfahren somit sehr zeitsparend.

3.3. Grenzschichttheorie

Die Grenzschichttheorie wurde von Prandtl [127] begründet. Ein umfangreicher Überblick des Themengebiets der Grenzschichttheorie, das sich seit der Begründung Prandtls gebildet hat, wird von Schlichting [128], oder um aktuelle Entwicklungen erweitert von Schlichting und Gersten [129], gegeben. In dieser Theorie wird die Strömung in einen äußeren Bereich und in einen oberflächennahen Bereich eingeteilt (siehe Abbildung 3.6). Der äußere Bereich ist dabei rotationsfrei und es gelten die Annahmen der Potenzialtheorie. In dem oberflächennahen Bereich ist die Strömung rotationsbehaftet und es treten viskose Effekte in nicht zu vernachlässigender Größe auf. Die Grenzschichtdicke δ definiert dabei den Übergang vom inneren zum äußeren Bereich. Per Definition wird diese zu

$$u(x, y = \delta) = 0,99u_\infty(x) \quad (3.67)$$

gesetzt.

Im Folgenden werden hier nur stationäre zweidimensionale Grenzschichtströmungen behandelt. Aus dieser Annahme folgt, dass die Strömungsrichtung des äußeren Bereichs am Grenzschicht- rand der an der Körperoberfläche im inneren Bereich entspricht. Darüber hinaus wird sich auf die integralen Formulierungen der Grenzschichttheorie beschränkt, da eine diskrete Auflösung der Grenzschicht einen erheblichen numerischen Aufwand für die Vergitterung mit sich bringt, der der in Abschnitt 1.2.1 aufgestellten Forderung nach einem schnellen und robusten Verfahren entgegensteht.

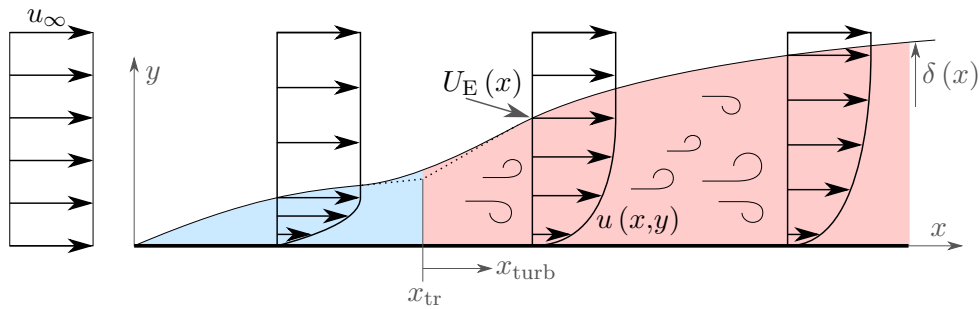


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung der Plattengrenzschicht und dazugehöriger Geschwindigkeitsverteilung mit farblicher Hervorhebung des viskosen inneren Bereichs. Der laminare Bereich ist in hellblau und der turbulente Bereich in hellrot dargestellt.

Die Grenzschicht kann für den ungekrümmten Fall beispielsweise durch die Impulsgleichung

$$\frac{d}{dx} (U_e^2 \delta_2) + \delta^* U_e \frac{dU_e}{dx} = \frac{c_F}{2} u_\infty^2 = \frac{\tau_W(x)}{\rho} \quad (3.68)$$

beschrieben werden. Am Übergang vom inneren zum äußeren Bereich wird die Geschwindigkeit mit U_e bezeichnet. Die ortsabhängige Geschwindigkeit im inneren Bereich wird mit u beschrieben (siehe auch Abbildung 3.6). c_F ist der lokale dimensionslose Wandreibungskoeffizient, für den

$$c_F(x) = \frac{\tau_W(x)}{\frac{\rho}{2} u_\infty^2} \quad (3.69)$$

gilt, wobei τ_W die Wandschubspannung ist.

In den Grenzschichtgleichungen werden verschiedene Dicken zur Charakterisierung und Beschreibung der Grenzschicht verwendet. Die Verdrängungsdicke

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (3.70)$$

ist anschaulich die Verschiebung der Stromlinien nach außen durch die Grenzschicht, wenn eine reine Potenzialströmung vorliegen würde. Darüber hinaus wird die Impulsverlustdicke

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (3.71)$$

eingeführt.

3.3.1. Laminare Grenzschicht

Die Grenzschichtgleichungen können für den laminaren Bereich mithilfe des Ansatzes von von Kármán [130] und Pohlhausen [131] berechnet werden. Hierbei wird die Geschwindigkeitsverteilung senkrecht zur Wand durch ein Polynom

$$\frac{u}{U_e} = \begin{cases} a_1\eta + a_2(\eta)^2 + a_3(\eta)^3 + a_4(\eta)^4 + a_5(\eta)^5 & \text{für } \frac{dp}{dx} > 0 \\ a_1\eta + a_2(\eta)^2 + a_3(\eta)^3 + a_4(\eta)^4 & \text{für } \frac{dp}{dx} < 0 \end{cases} \quad (3.72)$$

mit der dimensionslosen Koordinate

$$\eta = \frac{y}{\delta} \quad (3.73)$$

beschrieben. Der Grad des verwendeten Polynoms hängt vom Druckgradienten ab. Für einen negativen Druckgradienten wird die Formulierung von von Kármán [130] und Pohlhausen [131] verwendet. Für die verzögerte Strömung mit einem positiven Druckgradienten wird die Erweiterung von Marzi [132] angewendet. Die Polynomkoeffizienten a_i werden aus der Geschwindigkeit, dem Druckgradienten und der Grenzschichtdicke bestimmt. Im Falle eines positiven Druckgradienten gilt für die Polynomkoeffizienten

$$a_1 = \frac{5}{3} + \frac{\lambda}{6}, \quad a_2 = -\frac{\lambda}{2}, \quad a_3 = 0, \quad a_4 = -\frac{5}{3} + \frac{\lambda}{2}, \quad a_5 = 1 - \frac{\lambda}{4}. \quad (3.74)$$

und für den Fall eines negativen Druckgradienten gilt

$$a_1 = 2 + \frac{\lambda}{6}, \quad a_2 = -\frac{\lambda}{2}, \quad a_3 = -2 + \frac{\lambda}{2}, \quad a_4 = 1 - \frac{\lambda}{6} \quad (3.75)$$

Hierbei ist der Formparameter folgendermaßen definiert:

$$\lambda(x,t) = \frac{\delta^2}{\nu} \left(\frac{1}{U_e} \frac{\partial U_e}{\partial t} + \frac{\partial U_e}{\partial x} \right) = -\frac{1}{\rho \nu U_e} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (3.76)$$

Mithilfe des polynomialen Ansatzes für die Geschwindigkeitsverteilung aus Gleichung (3.72), der Verdrängungsdicke aus Gleichung (3.70) und der Impulsverlustdicke aus Gleichung (3.71) kann die Impulsgleichung (3.68) in folgende Form gebracht werden²:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U_e \delta_2^2}{\nu} \right) + \frac{U_e \delta_2^2}{\nu} \left(\frac{\partial}{\partial x} \ln U_e^5 + \frac{2}{U_e^2} \frac{\partial U_e}{\partial t} \right) \\ = 0,47 - f_1(K(x,t)) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta_2^2}{\nu} \right) - 2 \frac{\delta_2^2}{\nu} \frac{\partial f_1(K(x,t))}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3.77)$$

²Die ausführliche Herleitung findet sich in [133, S. 11 ff.].

Hierbei wird der weitere Formparameter

$$K(x,t) = \frac{-1}{\rho} \frac{\delta_2}{\nu U_e} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.78)$$

eingeführt. Darüber hinaus wird die vom Formparameter K abhängige Funktion f_1 verwendet, auf die an dieser Stelle nicht näher eingegangen wird.

Gleichung (3.77) ist eine inhomogene Differentialgleichung in $U_e \delta_2^2 / \nu$, deren Lösung für den hier betrachteten stationären Fall

$$\frac{U_e \delta_2^2}{\nu} = \frac{1}{(U_e(x))^5} \int_{x_{SP}}^x 0,47 (U_e(x'))^5 dx' \quad (3.79)$$

lautet. Wenn der Startwert im Staupunkt für $U_e \delta_2^2 / \nu$ bekannt ist, kann die Impulsverlustdicke somit durch einfache Integration bestimmt werden.

Zur Bestimmung des Startwertes im Staupunkt kann analog zur Vorderkantennäherung aus Gleichung (3.42) eine Kleinwinkelnäherung für die Potenzialströmung in der Nähe des Staupunktes aus der Gleichung (3.36) hergeleitet werden. Wird diese Näherung nun in Gleichung (3.79) eingesetzt, ergibt sich

$$\frac{2U_e \delta_2^2}{c\nu} = \frac{0,47 (\vartheta^2 + 4B_0^2)^3}{(1 + 3B_0) (\vartheta + \vartheta_{SP})^6} \int_{-\vartheta_{SP}}^{\vartheta} \frac{(\tau + \vartheta_{SP})^5}{(\tau^2 + 4B_0^2)^2} d\tau \quad (3.80)$$

mit der elementaren Auswertung des darin enthaltenen Integrals

$$\begin{aligned} \int_{-\vartheta_{SP}}^{\vartheta} \frac{(\tau + \vartheta_{SP})^5}{(\tau^2 + 4B_0^2)^2} d\tau &= \frac{-\frac{1}{2}\vartheta^4 - \frac{5}{2}\vartheta_{SP}\vartheta^3 - 5\vartheta_{SP}^2\vartheta^2 - 5\vartheta_{SP}^3\vartheta - \frac{5}{2}\vartheta_{SP}^4}{\vartheta^2 + 4B_0^2} \\ &+ \frac{\frac{1}{2}\vartheta_{SP}^4}{\vartheta_{SP}^2 + 4B_0^2} + \frac{\vartheta_{SP}^5\vartheta}{8B_0^2(\vartheta^2 + 4B_0^2)} + \frac{\vartheta_{SP}^6}{8B_0^2(\vartheta_{SP}^2 + 4B_0^2)} \\ &+ \left(\frac{\vartheta_{SP}^5}{16B_0^3} + \frac{10\vartheta_{SP}^3}{4B_0} - 15\vartheta_{SP}B_0 \right) \left(\arctan \frac{\vartheta}{2B_0} + \arctan \frac{\vartheta_{SP}}{2B_0} \right) \\ &+ \left(5\vartheta_{SP} - 4B_0^2 \right) \ln \left| \frac{\vartheta^2 + 4B_0^2}{\vartheta_{SP}^2 + 4B_0^2} \right| + \vartheta^2 + \frac{15}{2}\vartheta\vartheta_{SP} - \frac{13}{2}\vartheta_{SP}^2. \end{aligned} \quad (3.81)$$

Mit Gleichung (3.80) können nun der Anfangswert im Staupunkt für $U_e \delta_2^2 / \nu$ berechnet und anschließend der weitere Verlauf stromabwärts mit der Gleichung (3.79) bestimmt werden.

Abschließend kann auf Grundlage der so bestimmten Werte geprüft werden, ob eine laminare Ablösung vorliegt. Für den stationären Fall liegt eine laminare Ablösung vor, wenn folgende

Bedingungen für den Formparameter aus Gleichung (3.78) erfüllt sind:

$$K(x) < -0,0886 \quad (3.82)$$

$$\frac{dK(x)}{dx} < 0. \quad (3.83)$$

3.3.2. Transition

Der Ort der Transition von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung wird mittels eines vereinfachten e^N -Verfahrens nach Krüger [133, S. 39 ff.] bestimmt. An dieser Stelle soll dabei nur eine Zusammenfassung des Verfahrens gegeben werden. Für weitere Details und die genaue Herleitung wird auf die Originalliteratur verwiesen. Da die laminare Grenzschicht immer eine mögliche Lösung der Navier-Stokes-Gleichung darstellt, die nur nicht überall stabil ist, muss der Punkt bestimmt werden, ab dem die Lösung instabil wird und in eine turbulente Strömung umschlägt. Ausgangspunkt für diese Stabilitätsanalyse bildet eine zweidimensionale Strömung

$$u(x, y, t) = \bar{u}(y) \quad (3.84)$$

$$v(x, y, t) = 0 \quad (3.85)$$

$$p(x, y, t) = \bar{p}(x, y), \quad (3.86)$$

in der nur eine Längskomponente und keine Querströmung vorliegt. Darüber hinaus wird angenommen, dass die Längsgeschwindigkeit u sich in x -Richtung nur langsam verändert und somit in der unmittelbaren Nähe eines Punktes x unabhängig von x ist. Dieser Grundströmung wird nun eine Störung überlagert, sodass die Strömung folgendermaßen beschrieben werden kann:

$$u(x, y, t) = \bar{u}(y) + u'(x, y, t) \quad (3.87)$$

$$v(x, y, t) = v'(x, y, t) \quad (3.88)$$

$$p(x, y, t) = \bar{p}(x, y) + p'(x, y, t). \quad (3.89)$$

Die überlagerte Störung wird als sich in x fortbewegende Welle angesetzt, die durch die Stromfunktion

$$\Psi(x, y, t) = \phi(y) e^{i(\mathbf{a}x - \mathbf{b}t)} \quad (3.90)$$

beschrieben werden kann. ϕ ist dabei die Amplitudenfunktion. Die räumliche Anfachung wird durch \mathbf{a} und die zeitliche Anfachung durch \mathbf{b} beschrieben. Für die Stabilitätsbetrachtung einer laminaren Strömung wird das zeitliche Anfachungsproblem gelöst, bei dem \mathbf{a} reell und \mathbf{b} komplex ist. Der Realteil von \mathbf{b} beschreibt die Kreisfrequenz der Störung und der Imaginärteil die zeitliche

Anfängung. Aus der Stromfunktion in Gleichung (3.90) ergeben sich die Störgeschwindigkeiten

$$u' = \frac{\partial \phi}{\partial y} e^{i(ax-bt)} \quad (3.91)$$

$$v' = -i\mathbf{a}\phi e^{i(ax-bt)}. \quad (3.92)$$

Durch Einsetzen dieses Ansatzes in die zweidimensionale Navier-Stokes-Gleichung ergibt sich nach Linearisierung und Eliminierung des Drucks die Orr-Sommerfeld-Gleichung

$$\nu \left(\frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} - 2\mathbf{a}^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \mathbf{a}\phi \right) - i(\mathbf{a}u - \mathbf{b}) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \mathbf{a}^2 \phi \right) + i\mathbf{a}\phi \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0. \quad (3.93)$$

Zur Lösung der Orr-Sommerfeld-Gleichung wird die Amplitudenfunktion durch den Reihenansatz

$$\phi(y) = \sum_{m=1}^M D_m \phi_m(y) \quad (3.94)$$

beschrieben. Als Randbedingung wird, wie für eine Grenzschichtströmung, angesetzt, dass die Störgeschwindigkeiten im Unendlichen und auf der Körperwand verschwinden. Wird der Reihenansatz aus Gleichung (3.94) in die Orr-Sommerfeld-Gleichung (3.93) eingesetzt, ergibt sich das Gleichungssystem

$$\sum_{m=1}^M D_m \left(A_{km} + 2\mathbf{a}^2 \delta^2 B_{km} + \mathbf{a}^4 \delta^4 C_{km} + i\mathbf{a}\delta \frac{U_e \delta}{\nu} (U_{km} - V_{mk}) + i\mathbf{a}^3 \delta^3 \frac{U_e \delta}{\nu} W_{km} - i \frac{\mathbf{b}\delta^2}{\nu} B_{km} - i \frac{\mathbf{b}\delta^2}{\nu} \mathbf{a}^2 \delta^2 C_{km} \right) = 0 \quad \text{für } k = 1 \dots M \quad (3.95)$$

mit den Beiträgen

$$\frac{1}{\delta^4} A_{km} = \frac{1}{\delta^4} \int_0^\infty \frac{d^2 \phi_k}{d\eta^2} \frac{d^2 \phi_m}{d\eta^2} d\eta \quad (3.96)$$

$$\frac{1}{\delta^2} B_{km} = \frac{1}{\delta^2} \int_0^\infty \frac{d\phi_k}{d\eta} \frac{d\phi_m}{d\eta} d\eta \quad (3.97)$$

$$C_{km} = \int_0^\infty \phi_k \phi_m d\eta \quad (3.98)$$

$$\frac{U_e}{\delta^2} U_{km} = \frac{1}{\delta^2} \int_0^\infty \frac{d\phi_k}{d\eta} \frac{d\phi_m}{d\eta} u d\eta \quad (3.99)$$

$$\frac{U_e}{\delta^2} V_{km} = \frac{1}{\delta^2} \int_0^\infty \phi_k \frac{d\phi_m}{d\eta} \frac{du}{d\eta} d\eta \quad (3.100)$$

$$U_e W_{km} = \int_0^\infty \phi_k \phi_m u d\eta. \quad (3.101)$$

Aus dem Gleichungssystem lässt sich das komplexe Eigenwertproblem

$$\mathbf{P}\vec{D} - \frac{\mathfrak{b}\delta^2}{\nu}\mathbf{Q}\vec{D} = 0 \quad (3.102)$$

für $\mathfrak{b}\delta^2/\nu$ aufstellen. Aus der Lösung dieses Eigenwertproblems ergeben sich M Eigenwerte für festgelegte Kombinationen aus normierter Wellenzahl $\mathfrak{a}\delta$ und der auf die Grenzschichtdicke bezogenen Reynoldszahl

$$Re_\delta = \frac{U_e\delta}{\nu}. \quad (3.103)$$

Der Imaginärteil des Eigenwertes für $\mathfrak{b}\delta^2/\nu$ beschreibt die Anfachung oder Dämpfung der dazugehörigen Mode. Im Neutralpunkt einer Mode ist der Eigenwert reell und der Imaginärteil verschwindet.

Für die Lösung des Problems werden im Reihenansatz (3.94) folgende Ansatzfunktionen verwendet:

$$\phi_m(\eta) = (\cos 2m\eta - \cos(2m+1)\eta) e^{-\mathfrak{a}\delta\eta} \quad \text{mit } (2m-1) = 1, 2, \dots, M. \quad (3.104)$$

Aufbauend auf dem fünfgliedrigen polynomialen Ansatz aus Gleichung (3.72) kann die Geschwindigkeit in der Grenzschicht folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\frac{u}{U_e} = 1 - 5\eta e^{-\frac{40}{9}\eta} - e^{-\frac{20}{3}\eta} + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{\eta}{2} + \eta^2 \right) e^{-4\eta}. \quad (3.105)$$

Durch diese Darstellung des Geschwindigkeitsprofils der Grenzschicht und der Ansatzfunktion können die Integrale der Beiträge aus den Gleichungen (3.96) bis (3.101) im Gleichungssystem (3.95) analytisch bestimmt werden. Auf diese Weise kann nun der Instabilitätspunkt bestimmt werden als der Punkt, an dem die Eigenwerte aus dem Eigenwertproblem (3.102) rein reell sind.

Zur Berechnung des Transitionspunktes muss anschließend das Anfachungsverhalten beurteilt werden. Hierzu wird das räumliche Anfachungsproblem betrachtet³. Für den räumlichen Anfachungsfaktor gilt:

$$\ln A(x) = \int_{x_1}^x \mathfrak{a}_3(x) dx. \quad (3.106)$$

Das nur sehr aufwendig lösbare räumliche Anfachungsproblem kann näherungsweise in das

³Siehe Gleichung (3.90), die zuvor durch die Beschränkung auf reelle Werte für \mathfrak{a} die Grundlage für das zeitliche Anfachungsproblem bildet.

zeitliche Anfachungsproblem durch die Transformation

$$\mathbf{a}_{\mathfrak{J}} \simeq \frac{\mathbf{b}_{\mathfrak{J}}}{v_{\text{Gr}}} \quad (3.107)$$

$$v_{\text{Gr}} = \frac{\partial \mathbf{b}_{\mathfrak{R}}}{\partial \mathbf{a}} \approx v_{\text{Ph}} \quad (3.108)$$

überführt werden. Dabei ist v_{Gr} die Gruppengeschwindigkeit der jeweiligen Störung. Da deren Berechnung jedoch sehr rechenintensiv ist, wird hier die Phasengeschwindigkeit verwendet, die überschlägig mit der Gruppengeschwindigkeit gleichgesetzt werden kann. Der Fehler, der durch diese Annahme entsteht, wird durch eine nachträgliche Kalibrierung des Rechenverfahrens an Messungen ausgeglichen.

Das so aufgebaute Verfahren zur Berechnung des Transitionspunktes wird e^n -Methode genannt. In Abbildung 3.7 ist das Verfahren grafisch nach Krüger [133, S. 47] veranschaulicht. Auf der linken Seite der Abbildung ist die Neutralkurve mit $\mathbf{b}_{\mathfrak{J}} = 0$ dargestellt mit dem Instabilitätspunkt als dem am weitesten links liegenden Punkt auf der Kurve. Von dem Instabilitätspunkt aus teilt sich die Neutralkurve in einen oberen Ast (\mathbf{a}_{o}) und einen unteren Ast (\mathbf{a}_{u}). Da die Reynoldszahl, über der aufgetragen ist, auch als Lauflänge verstanden werden kann, kann die Anfachung beginnend von einem Punkt auf dem unteren Ast der Neutralkurve aufgetragen werden (beispielsweise $\mathbf{a} = \mathbf{a}_1$ oder $\mathbf{a} = \mathbf{a}_2$). Diese Anfachungen sind in der Abbildung auf der rechten Seite zu sehen. Es findet zunächst eine steigende Anfachung statt, bis es am oberen Ast der Neutralkurve zur Dämpfung kommt. Zur Berechnung der Transition muss eine Vielzahl von Anfachungen berechnet werden, die dann zu der auf der rechten Seite gestrichelt dargestellten n -Kurve führen. Die Kurve, bei der $n = 9$ gilt, führt letztlich zum Umschlag in die turbulente Strömung.

Da die Berechnung einer Vielzahl von Anfachungen zur Bestimmung derjenigen, die zur Transition führt, sehr rechenintensiv ist, stellt Krüger [133] eine Vereinfachung des Verfahrens vor. In dieser Vereinfachung wird nicht wie zuvor (siehe Gleichung (3.106)) die Anfachung für jede Störwelle einzeln berechnet, sondern integral über alle Störungen. Für die integrale Anfachung gilt für einen Punkt stromabwärts vom Instabilitätspunkt:

$$\begin{aligned} \ln A^*(x) &= \int_{x_1}^x \frac{1}{\mathbf{a}_{\text{o}}(x) - \mathbf{a}_{\text{u}}(x)} \int_{\mathbf{a}_{\text{u}}(x)}^{\mathbf{a}_{\text{u}}(x)} \mathbf{a}_{\mathfrak{J}}(x) \, d\mathbf{a} \, dx \\ &\simeq \int_{x_1}^x \frac{1}{\mathbf{a}_{\text{o}}(x) - \mathbf{a}_{\text{u}}(x)} \int_{\mathbf{a}_{\text{u}}(x)}^{\mathbf{a}_{\text{u}}(x)} \frac{\mathbf{b}_{\mathfrak{J}}(x) \mathbf{a}(x)}{\mathbf{b}_{\mathfrak{R}}(x)} \, d\mathbf{a} \, dx \end{aligned} \quad (3.109)$$

Aus Messungen haben Cebeci und Bradshaw [134, S. 153] im Umschlagspunkt einen empirischen Zusammenhang zwischen der Impulsverlustdicke $\delta_{2,\text{Tr}}$ und der Lauflänge vom Staupunkt

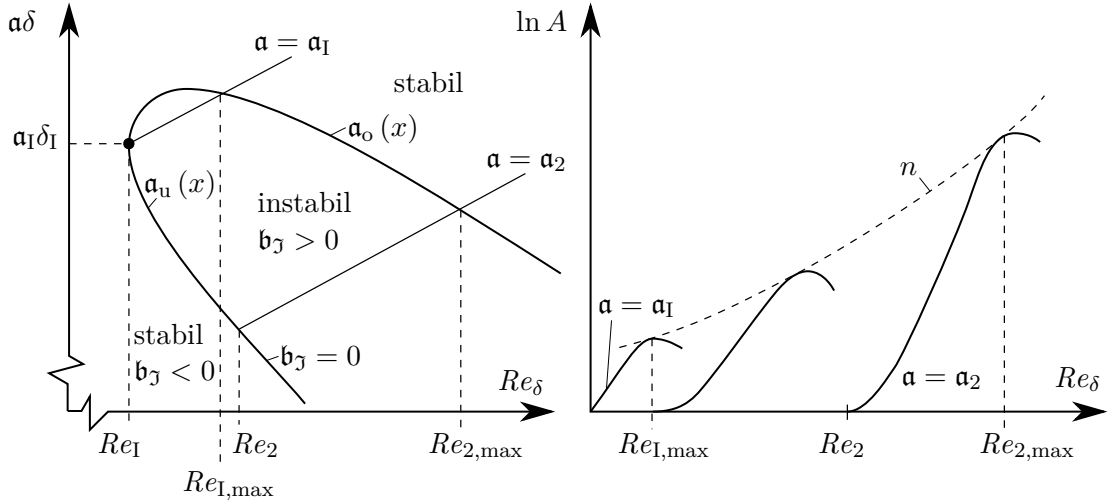


Abbildung 3.7.: Bestimmung der Anfachungsrate für eine Grenzschichtströmung in eigener Darstellung nach [133, S. 47].

x_{Tr} abgeleitet:

$$\left(\frac{U_e \delta_2}{\nu}\right)_{Tr} = 1,174 \left(1 + 22400 \frac{\nu}{U_e x_{Tr}}\right) \left(\frac{U_e x}{\nu}\right)_{Tr}^{0,46} \quad (3.110)$$

Aus diesem Zusammenhang kann mit der integralen Anfachungsrate aus Gleichung (3.109) und der Lage des Instabilitätspunktes x_I folgende Beziehung aufgestellt werden:

$$\left(\frac{U_e \delta_2}{\nu}\right)_{Tr} = \left(\frac{U_e \delta_2}{\nu}\right)_I \left(\frac{1}{1 - \sqrt{\frac{Re_0}{1 \cdot 10^6 \ln A^*}}}\right) \quad (3.111)$$

Hierbei ist

$$Re_0 = \frac{u_\infty c}{\nu} \quad (3.112)$$

die Reynoldszahl des Profils für die Außenströmung. Der Umschlagpunkt kann nun recheneffizient aus Gleichung (3.111) bestimmt werden.

3.3.3. Turbulente Grenzschicht

Im Rahmen der hier verwendeten Theorie wird vereinfachend davon ausgegangen, dass ab dem Ort der Transition die Strömung schlagartig turbulent ist. Für die Berechnung der turbulenten Grenzschicht wird die Theorie von Gruschwitz [135] in der Formulierung von von Doenhoff und Tetervin [136] in der von Gasau [137] umgeschriebenen Form verwendet. Die turbulente Grenzschicht wird durch zwei simultane Differenzialgleichungen beschrieben. Eine beschreibt

den Formparameter

$$\frac{dH}{dx} = - e^{4,68(H-2,975)} \left(\frac{2}{c_F} \frac{1}{1+c_p} \frac{dc_p}{dx} + \frac{2,035}{\Theta} (H - 1,286) \right) \quad (3.113)$$

und die andere die dimensionslose Impulsverlustdicke

$$\frac{d\Theta}{dx} = \frac{c_F}{2} - \left(1 + \frac{H}{2} \right) \frac{\Theta}{1+c_p} \frac{dc_p}{dx}. \quad (3.114)$$

Der Formparameter H ist dabei das Verhältnis aus der Verdrängungsdicke und der Impulsverlustdicke:

$$H = \frac{\delta^*}{\delta_2}. \quad (3.115)$$

In Gleichung (3.114) ist weiterhin c_F der dimensionslose Wandreibungskoeffizient (siehe auch Gleichung (3.69)), der sich nach Ludwig und Tillmann [138] wie folgt näherungsweise berechnen lässt:

$$c_F = 0,246 \cdot 10^{-0,678H} Re_{\delta_2} \quad (3.116)$$

mit der auf die Impulsverlustdicke bezogenen Reynoldszahl

$$Re_{\delta_2} = \frac{u\delta_2}{\nu}. \quad (3.117)$$

Für die dimensionslose Impulsverlustdicke gilt der Zusammenhang

$$\Theta = \frac{\delta_2}{c}. \quad (3.118)$$

Die Gleichungen (3.113) und (3.114) können mit Methoden zur Lösung von Anfangswertproblemen, wie beispielsweise einem Runge-Kutta-Verfahren, gelöst werden. Am Transitionspunkt x_{Tr} gilt dabei $H = 1,286$ und der Anfangswert für Θ kann aus der laminaren Strömung übernommen werden. Mithilfe dieses Verfahrens wird die Grenzschicht bis zur Hinterkante der Körperoberfläche oder bis zur Strömungsablösung bei $H > 2,4$ berechnet. Der exakte Wert für den Formparameter H als Kriterium der Strömungsablösung spielt dabei eine untergeordnete Rolle, da der Formparameter im Bereich der Ablösung einen sehr großen Gradienten aufweist.

Abschließend kann der viskose Widerstand

$$c_D(z) = \frac{D_s(z)}{0,5\rho U_\infty^2 c} = 2 \frac{\delta_{2,TE}}{c} \left(\frac{u_{TE}}{U_\infty} \right)^{\frac{5+H_{TE}}{2}} \quad (3.119)$$

nach Squire und Young [139] bestimmt werden. Hierbei wird der Widerstand eines Höhenchnittes aus der Impulsverlustdicke weit hinter dem Profil bestimmt. Da die Berechnung

der Impulsverlustdicke an diesem Ort jedoch nur schwer möglich ist, wird ein Zusammenhang zwischen der Impulsverlustdicke weit hinter dem Profil zu den Grenzschichtgrößen an der Hinterkante auf der Ober- und Unterseite des Profils hergestellt. Diese bilden dann die Grundlage für die Berechnung in Gleichung (3.119). Die angegebene Gleichung stellt dabei einen Zusammenhang zwischen dem Widerstand pro Länge D_s und dem Formparameter H , der Geschwindigkeit U und der Impulsverlustdicke δ_2 her. Der Index $(\cdot)_{TE}$ steht in der Gleichung dafür, dass die jeweilige Größe an der Hinterkante (engl. trailing edge) des Profils ausgewertet wird. Die Impulsverlustdicke und der Formparameter sind aus der Berechnung der turbulenten Grenzschicht bekannt. Der Gesamtwiderstand wird durch Integration der Widerstände der einzelnen Schnitte über der Spannweite bestimmt:

$$D = \int_0^h c_D(z) \cdot (0.5\rho U_\infty^2 c(z)) dz. \quad (3.120)$$

3.4. Paneelverfahren

Die verwendete Paneelmethode baut auf der Arbeit von Söding [90, 91] auf und ist eine desingularisierte, direkte Methode. In der Methode wird direkt nach dem Potenzial gelöst und die Desingularisierung wird durch die Anordnung der Kollokationspunkte innerhalb des Körpers erreicht. Aus dem zweiten Green'schen Satz wird die zugrundeliegende Integralgleichung des Paneelverfahrens hergeleitet:

$$\int_{S_K+S_N} \Phi(\vec{x}) \frac{\partial}{\partial n} G(\vec{x}, \vec{x}_0) dS = \int_{S_K} \vec{U} \cdot \vec{n} G(\vec{x}, \vec{x}_0) dS, \quad (3.121)$$

wobei G die Greensche Funktion ist, die einer Quelle der Stärke 4π entspricht:

$$G(\vec{x}, \vec{x}_0) = \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}_0|}. \quad (3.122)$$

In Gleichung (3.121) stellen S_K die Oberfläche des Körpers und S_N die Oberfläche des Nachlaufs dar. $\Phi(\vec{x})$ ist das Potenzial am Punkt \vec{x} . Die Zuströmung wird durch \vec{U} und der Normalenvektor eines Paneels durch \vec{n} beschrieben. Der Vektor \vec{x}_0 zeigt auf die Kollokationspunkte.

Die Zuströmung zum Ruder \vec{U} wird im Propellerstrahl aus dem in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Traglinienverfahren bestimmt. Dabei werden innerhalb des Propellerstrahls die vom Propeller am Ort \vec{x} induzierten Geschwindigkeiten vorgegeben. Außerhalb des Propellerstrahls herrscht eine homogene Strömung. Durch dieses Vorgehen wird die Voraussetzung der Rotationsfreiheit (vgl. Gl. (3.2)) verletzt und der Propellerstrahl wird nicht als Strahl, sondern als quasi

homogenes Strömungsfeld in der Berechnung berücksichtigt [90, 91]. Die Auswirkungen dieser Unzulänglichkeiten in der Modellierung sind jedoch klein, sodass trotzdem gute Ergebnisse erzielt werden können [90].

Für die Berechnung der Integralgleichung (3.121) wird die Oberfläche, über die integriert wird, durch ein strukturiertes Gitter mit drei- und viereckigen Paneelen diskretisiert (siehe Abbildung 3.8). Jedes Paneel besitzt einen Kollokationspunkt im Flächenschwerpunkt, an dem die Randbedingungen erfüllt werden. Bei Körperpaneelen ist dieser entlang der Normalen zur Desingularisierung etwas in das Körperinnere verschoben. Zur Erfüllung der Kutta-Bedingung an der Hinterkante und der Ober- und Unterseite werden, an den jeweiligen Kanten beginnend, entlang von Stromlinien Nachlaufpaneele angeordnet (siehe auch Abbildung 3.11). Von jeder Paneelreihe geht eine Nachlaufreihe ab. Zur Auflösung der Nachlaufgeometrie setzt sich jede Reihe des Nachlaufs in Strömungsrichtung aus mehreren Paneelen zusammen. Viereckige Paneele werden durch zwei untergeordnete Dreieckpaneele angenähert, die sich einen Kollokationspunkt teilen. Die Unterteilung wird so gewählt, dass die Dreiecke eine Ebene formen oder einen konvexen Winkel haben. Für die Diskretisierung werden N_K Körperpaneele und N_N Nachlaufpaneele verwendet. Als Singularitäten werden innerhalb der Methode dreieckige flächige Quell-Senken und Dipole verwendet. Die Nachlaufflächen werden ausschließlich durch Dipolflächen abgebildet⁴.

Die Integralgleichung (3.121) geht nach Diskretisierung in das Gleichungssystem

$$\sum_{j=1}^{N_K} D_{ij} \Phi_j + \sum_{m=1}^{N_N} N_{im} (\Delta\Phi)_m = \sum_{j=1}^{N_K} S_{ij} \vec{U}_j \cdot \vec{n}_j \quad \text{mit } i = 1, \dots, N_K \quad (3.123)$$

über mit dem Potenzial der Paneele Φ als Unbekannte. In der Gleichung ist D_{ij} das induzierte Potenzial des j -ten Dipols des Körpers auf den i -ten Kollokationspunkt. N_{im} ist das induzierte Potenzial des j -ten Dipols des Nachlaufs auf den i -ten Kollokationspunkt und S_{ij} ist das induzierte Potenzial der j -ten Quelle des Körpers auf den i -ten Kollokationspunkt. Somit ergibt sich eine $N_K \times N_K$ große, dicht besetzte Matrix zur Bestimmung des Potenzials. Die Quellstärken der Paneele stehen dabei als Bekannte auf der rechten Seite. Das Potenzial auf den Nachlaufflächen geht nicht als Unbekannte in das Gleichungssystem ein, da die Einhaltung der Kutta-Bedingung an der Hinterkante über die Potenzialdifferenz an der Hinterkante $\Delta\Phi$ ausgedrückt werden kann. Hierbei wird an der Hinterkante zur Steigerung der Genauigkeit eine lineare Extrapolation vom Kollokationspunkt auf die Hinterkante angewendet, wodurch sich die Potenzialdifferenz als

$$(\Delta\Phi)_{\text{HK},m} = \left(1,5 \Phi_{T_1(m)} + 0,5 \Phi_{T_1(m)+1} - 1,5 \Phi_{T_2(m)} - 0,5 \Phi_{T_2(m)-1} \right) \quad (3.124)$$

⁴Dies gilt nur für das reine nicht-viskose Paneelverfahren. Im Falle der Kopplung mit dem Grenzschichtverfahren werden ebenfalls flächige Quell-Senken-Elemente auf dem Nachlauf angeordnet. Siehe hierzu Abschnitt 3.5.

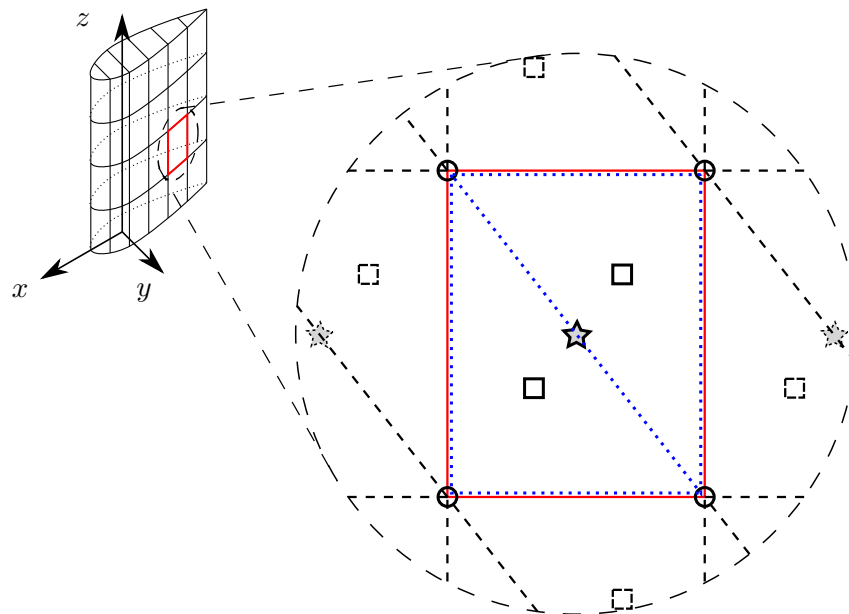


Abbildung 3.8.: Gittertopologie des Ruders im Paneelverfahren. In Rot ist ein Viereckpaneel hervorgehoben, welches sich aus zwei untergeordneten Dreieckspaneele (blau gepunktet) zusammensetzt. Die Stützstellen an den Paneelecken sind mit schwarzen Kreisen und die Schwerpunkte der Dreieckspaneele mit schwarzen Vierecken hervorgehoben. Die Kollokationspunkte der Paneele sind als Sterne eingezeichnet.

ergibt. Die Extrapolation findet hierbei über die hinteren beiden Paneele einer Reihe statt. An der Ober- und Unterkante wird auf die Extrapolation verzichtet und die Wirbelstärke empirisch abgeschwächt, wodurch dort für die Potenzialdifferenz

$$(\Delta\Phi)_{OU,m} = 0,25 \Phi_{T_1(m)} - 0,25 \Phi_{T_2(m)} \quad (3.125)$$

gilt. Hierbei sind $T_1(m)$ und $T_2(m)$ numerische Funktionen, die die zur Nachlaufreihe des Nachlaufpaneels m gehörige Adresse des Kantenpaneels auf dem Körper für Druck- (Index 1) und Saugseite (Index 2) angeben. In Gleichung (3.123) werden die induzierten Potenziale der Flächen-Dipole konstanter Stärke, also D_{ij} und N_{im} , über den Raumwinkel berechnet [140, S. 115 ff.]. Das von der konstanten Flächen-Quell-Senke induzierte Potenzial S_{ij} wird nach Hess und Smith [141, 49 ff.] berechnet. Für weit entfernte Kollokationspunkte werden als Näherung die Beiträge über Punkt-Singularitäten bestimmt (siehe auch [76, S. 247 und 249]). Dies spart, verglichen mit der eigentlichen Auswertung der Flächen-Singularitäten, Rechenzeit.

Gleichung (3.123) stellt zunächst den Ausgangspunkt für die Berechnungen dar. Im Rahmen der später in Unterabschnitt 3.4.2 vorgestellten Spitzenwirbelkorrektur und der in Unterabschnitt 3.5 thematisierten Kopplung mit der Grenzschichttheorie werden noch Anpassungen an den Einträgen vorgenommen.

Nach Lösung des Gleichungssystems (3.123) wird das Potenzial auf den Paneelecken Φ_E bestimmt (siehe Kreise in Abbildung 3.8). In dem ursprünglichen Verfahren nach Söding [90] wird hierzu eine Mittelwertbildung über alle zu einer Ecke benachbarten Punkte angewendet. Dem unterliegt die Annahme, dass das Potenzial auf einem Paneel konstant ist und an den Ecken für das Potenzial der Mittelwert der benachbarten Paneele gilt. Für ungünstig konditionierte Gitter wird dieser Ansatz so angepasst, dass zur Bestimmung des Potenzials auf den Paneelecken Φ_E nicht der Mittelwert der benachbarten Paneele, sondern eine inverse Distanzgewichtung

$$\Phi_{E,i} = \frac{\sum_j^{(\text{Nachbarn})_i} \frac{\Phi_j}{\|\vec{r}_{ij}\|^3}}{\sum_j^{(\text{Nachbarn})_i} \frac{1}{\|\vec{r}_{ij}\|^3}} \quad (3.126)$$

verwendet wird. Darin werden die Summen über alle an eine Paneelecke angrenzenden Paneele gebildet. Der Vektor \vec{r}_{ij} beschreibt den Abstand vom Flächenschwerpunkt des j -ten Paneels zur i -ten Ecke. Für ein günstig konditioniertes Gitter, bei dem alle benachbarten Paneelmittelpunkte gleich weit von der gemeinsamen Ecke entfernt sind, geht dieser Ansatz in die bislang verwendete Mittelwertbildung über. Gerade an den Enden des Körpers ist das Gitter jedoch bei sehr dicken Geometrien ungünstig konditioniert, da die Deckel in Querrichtung nur aus einem Paneel bestehen. Somit sind dann die Deckelpaneele deutlich größer als die benachbarten Paneele auf der Körperseite.

Anschließend kann in einem weiteren Schritt der Druck mithilfe der Bernoulli Gleichung

$$p - p_0 = -0,5\rho \left(\left(\vec{U} + \vec{\nabla}\Phi(\vec{x}_0) \right)^2 - \vec{U}_\infty^2 \right), \quad (3.127)$$

bestimmt werden [90, S. 5]. Das Potenzial kann wie in Gleichung (3.126) an den Paneelecken berechnet werden. Zur Bestimmung des Drucks auf der Oberfläche muss die örtliche Ableitung des Potenzials gebildet werden. In dem zugrundeliegenden Verfahren wird die örtliche Ableitung im Schwerpunkt eines Dreieckspaneels über einen baryzentrischen Ansatz gelöst [142]. Die Ableitung des Potenzials im Schwerpunkt eines Dreiecks, das durch die Punkte A , B und C beschrieben wird, kann folgendermaßen berechnet werden:

$$\vec{u}_{ABC} = \vec{\nabla}\Phi = \frac{\Phi_{E,A} - \Phi_{E,C}}{\vec{b} \cdot \vec{n}_{AB}} \cdot \vec{n}_{AB} + \frac{\Phi_{E,B} - \Phi_{E,A}}{\vec{c} \cdot \vec{n}_{AB}} \cdot \vec{n}_{AC}. \quad (3.128)$$

Dabei steht der Index am Potenzial für den Punkt, an dem dieses ausgewertet wird. Der Vektor \vec{b} stellt die Verbindung zwischen den Punkten A und C dar, wohingegen der Vektor \vec{c} die Verbindung zwischen den Punkten A und B darstellt. Der Normalenvektor auf der Verbindung zwischen den Punkten A und B wird mit \vec{n}_{AB} und der Normalenvektor auf der Verbindung zwischen den Punkten A und C wird mit \vec{n}_{AC} bezeichnet. Der Vorteil dieses Ansatzes liegt darin, dass sich die Ableitung des Potenzials auf der Oberfläche mit geringem Rechenaufwand an bestimmten Punkten bestimmen lässt. Die auf einen Körper wirkende Kraft ergibt sich nun zu:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^{N_K} \sum_{j=1}^{N_{Dr}(i)} (p - p_0)_{i,j} \vec{n}_{i,j} A_{Dr,i,j}, \quad (3.129)$$

wobei der Index $(\cdot)_{i,j}$ in dieser Gleichung nicht als Matrixnotation zu verstehen ist, sondern als Adressierung des j -ten Dreiecks im i -ten Paneel. Die Fläche des Dreiecks ist mit A_{Dr} bezeichnet und N_{Dr} gibt die Anzahl der einem Paneel untergeordneten Dreiecke an. Für den Fall, dass Kavitation berücksichtigt werden soll, kann der Druck eines Paneels bei Unterschreiten des Dampfdrucks auf diesen begrenzt werden.

Da in der Potenzialtheorie ohne Kopplung zur Grenzschichttheorie keine viskosen Effekte abgebildet werden können (siehe Gleichung (3.4)), wird die Reibung F_r für diesen Fall über die Korrelationslinie der ITTC [143] berücksichtigt:

$$F_r = 0,5\rho u_{x,0}^2 S_R \frac{0,075}{(\log Re - 2)^2}. \quad (3.130)$$

Hierbei sind $v_{x,0}$ die axiale Anströmgeschwindigkeit und S_R die benetzte Oberfläche des Ruders. Die Reynoldszahl Re wird mit einer gemittelten Geschwindigkeit berechnet, bei der die Geschwindigkeit über die Paneelfläche und mittlere Sehnenlänge gewichtet wird.

Für hohe Schubbelastungsgrade des Propellers werden die auf die beschriebene Weise berechneten Kräfte überschätzt. Dies liegt vor allem an der eingangs erläuterten Verletzung der Rotationsfreiheit im Propellerstrahl. Die korrekte Erfassung ist prinzipiell durch Anordnung von Singularitäten auf der Propellerstrahlengrenze möglich. Dies ist jedoch sehr rechenintensiv und numerisch anspruchsvoll, da das zuvor bereits geschilderte Durchdringungsproblem von Singularitäten gelöst werden muss. Aus diesem Grund wird hier zur Abschätzung des Effekts ein stark vereinfachtes Verfahren von Söding [144, S. 8 ff.] verwendet. Mit diesem Verfahren kann eine Korrektur der Ruderkräfte aufgrund des Propellerstrahls berechnet werden. Für die Herleitung der Korrektur wird das Problem als ebenes (zweidimensionales) Problem betrachtet. Die Strömung wird dabei durch zwei Gebiete beschrieben: das Gebiet innerhalb des Propellerstrahls und das Gebiet der Außenströmung. Innerhalb des Propellerstrahls ist die Strömung homogen und hat die Geschwindigkeit u_i . Ebenso ist die Außenströmung homogen mit der Geschwindigkeit u_e . Das Ruder wird durch eine konstante Wirbelverteilung ersetzt und die Ruderwinkel werden als klein angenommen (Kleinwinkelnäherung). Die Grenze des Propellerstrahls wird durch eine Quellen-Senken-Verteilung modelliert. Der Korrekturfaktor des Auftriebsbeiwertgradienten ergibt sich aus der Lösung nach der inneren Zirkulation. In guter Näherung kann der Zusammenhang im Bereich $0 \leq d/c \leq 1$ und $0,25 \leq u_e/u_i \leq 1,5$ durch

$$\frac{dc_L}{d\delta_R} = 2\pi \left(\frac{u_e}{u_i} \right)^2 \left(\frac{2}{2+d_{\text{eq}}/c} \right)^8 \quad (3.131)$$

beschrieben werden, wobei c die Sehnenlänge des Ruders und d_{eq} der äquivalente quadratische Strahldurchmesser

$$d_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \cdot r(x) \quad (3.132)$$

sind. In Gleichung (3.131) ist auf der rechten Seite 2π der theoretische, unkorrigierte Auftriebsbeiwertgradient. Der Rest der rechten Seite ist die Korrektur, welche so auch auf die nach Gleichung (3.129) berechneten Kräfte angewendet werden kann.

Für die später betrachtete Interaktion zwischen Propeller und Ruder werden nicht nur die Geschwindigkeiten auf der Körperoberfläche, sondern auch die vom Ruder im Fluid induzierten Geschwindigkeiten benötigt. Hierfür kann zunächst das Potenzial am Ort \vec{x} folgendermaßen berechnet werden:

$$\Phi(\vec{x}) = \sum_{i=1}^{N_K+N_N} \left(\Phi_i \int \vec{\nabla} G(\vec{x}, \vec{x}_0) \vec{n} dS - \vec{\nabla} \Phi_i \vec{n} \int G(\vec{x}, \vec{x}_0) dS \right) / 4\pi, \quad (3.133)$$

wobei Φ_i die Lösung des Gleichungssystems aus (3.123) für das i -te Paneel darstellt. Die Geschwindigkeit im Strömungsfeld kann numerisch aus Gleichung (3.1) mittels zentraler Differenzen

bestimmt werden:

$$\vec{u} = \vec{\nabla}\Phi(\vec{x}) = \frac{1}{2\epsilon} \begin{pmatrix} \Phi(x + \epsilon, y, z) - \Phi(x - \epsilon, y, z) \\ \Phi(x, y + \epsilon, z) - \Phi(x, y - \epsilon, z) \\ \Phi(x, y, z + \epsilon) - \Phi(x, y, z - \epsilon) \end{pmatrix} + O(\epsilon^2). \quad (3.134)$$

Hierbei kann das Potenzial Φ am entsprechenden Ort nach Gleichung (3.123) berechnet werden, wenn die induzierten Potenziale nicht an den Kollokationspunkten, sondern am Ort \vec{x} ausgewertet werden. ϵ beschreibt einen kleinen Abstand und O ist der numerische Fehler, der mit dem gewählten Abstand quadratisch skaliert.

3.4.1. Berechnung von Trajektorien auf der Körperoberfläche

Der für die Geschwindigkeitsauswertung verwendete Ansatz aus Gleichung (3.128) wird für die Druck- und somit die Kraftberechnung verwendet. Dieser Ansatz hat jedoch den Nachteil, dass sich die Geschwindigkeiten nur an bestimmten Punkten auswerten lassen. Die Punkte, in denen die Geschwindigkeit nach dem Ansatz berechnet wird, sind die Flächenschwerpunkte der untergeordneten Dreieckspaneele, welche als Vierecke in Abbildung 3.8 eingezeichnet sind. Im Weiteren werden jedoch die Geschwindigkeiten an jedem beliebigen Ort der Oberfläche benötigt. Für eine einfache Interpolation der Geschwindigkeiten sind die Orte bekannter Geschwindigkeiten ungünstig verteilt.

Aus diesem Grund wird hier für die Interpolation der Geschwindigkeit auf der Körperoberfläche ein Ansatz entwickelt, der auf der Arbeit von Zingg und Yarrow [145] aufbaut. In ihrer Arbeit wird die Transformation von Koordinaten und Ableitungen von einem zweidimensionalen gekrümmten Koordinatensystem (physikalischer Raum) zu einem rechtwinkligen einheitlichen zweidimensionalen Koordinatensystem (Berechnungsraum) und zurück beschrieben. Dieser Ansatz wird hier dahingehend angepasst und erweitert, dass das gekrümmte Koordinatensystem zwar als Oberfläche zweidimensional ist, aber in einem dreidimensionalen Raum liegt. Die Koordinatentransformation auf der Oberfläche der Koordinaten des Berechnungsraums χ und ψ in die dreidimensionalen Koordinaten des physikalischen Raums x, y, z kann allgemein durch

$$\chi = \chi(x, y, z) \quad (3.135)$$

$$\psi = \psi(x, y, z) \quad (3.136)$$

ausgedrückt werden. Hierbei wird anschaulich jeder Eckpunkt des dreidimensionalen Gitters auf seinen Index transformiert. Die Transformation ist beispielhaft in Abbildung 3.9 dargestellt.

Die Ableitungen können vom physikalischen Raum zum Berechnungsraum folgendermaßen

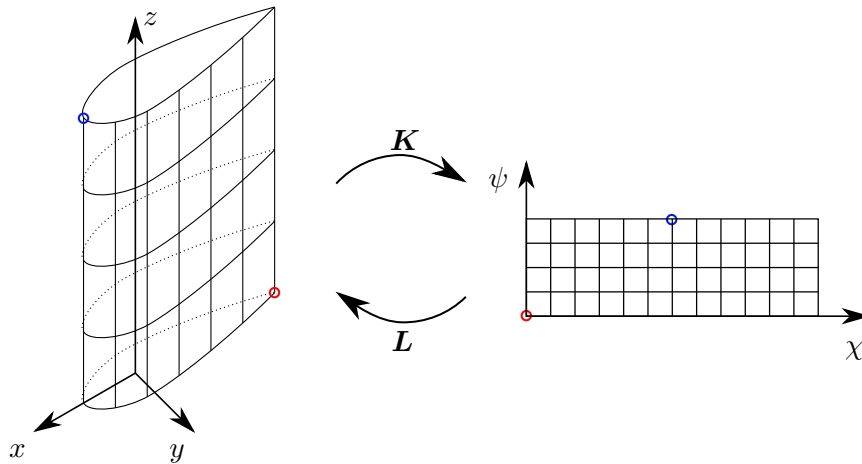


Abbildung 3.9.: Koordinatensystem und Gitter des physikalischen Raums (links) und des Berechnungsraums (rechts) mit den dazugehörigen Transformationen. Beispielhaft sind zwei transformierte Punkte (blaue und rote Kreise) eingezeichnet.

transformiert werden:

$$\vec{\partial}_{\chi\psi} = \begin{pmatrix} \partial_\chi \\ \partial_\psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_\chi & y_\chi & z_\chi \\ x_\psi & y_\psi & z_\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial_x \\ \partial_y \\ \partial_z \end{pmatrix} = \mathbf{K} \vec{\partial}_{XYZ}, \quad (3.137)$$

wobei die Indices in der hier verwendeten Notation die partielle Ableitung darstellen (z.B. $\partial_\chi = \partial/\partial\chi$). Die Einträge der Transformationsmatrix \mathbf{K} hängen nur vom Gitter im physikalischen Raum ab und können mit finiten Differenzen berechnet werden.

Andersherum, also vom Berechnungsraum zum physikalischen Raum, können die Ableitungen auf folgende Weise transformiert werden:

$$\vec{\partial}_{XYZ} = \begin{pmatrix} \chi_x & \psi_x \\ \chi_y & \psi_y \\ \chi_z & \psi_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial_\chi \\ \partial_\psi \end{pmatrix} = \mathbf{L} \vec{\partial}_{\chi\psi}. \quad (3.138)$$

Bei dieser Transformation sind die Einträge der \mathbf{L} -Matrix jedoch nicht so einfach zu berechnen wie bei der vorherigen Transformation, da die Transformationsmatrix nun Ableitungen bezüglich des physikalischen Raums beinhaltet. Für Tragflügel werden mindestens die Einträge χ_x und ψ_x an der Vorderkante singulär, da hier $\partial_x = 0$ gilt. Aus diesem Grund wird die Matrix nicht

direkt, sondern über die Moore–Penrose Inverse (Pseudoinverse) von \mathbf{K} bestimmt:

$$\mathbf{L} = \mathbf{K}^+ = \frac{1}{T} \begin{pmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \\ L_{31} & L_{32} \end{pmatrix} \quad (3.139)$$

$$L_{11} = -x_\psi(y_\chi y_\psi + z_\chi z_\psi) + x_\chi(y_\psi^2 + z_\psi^2) \quad (3.140)$$

$$L_{12} = -x_\chi x_\psi y_\psi + x_\psi^2 y_\chi + y_\chi z_\psi^2 - y_\psi z_\chi z_\psi \quad (3.141)$$

$$L_{21} = -x_\chi x_\psi z_\psi + x_\psi^2 z_\chi - y_\chi y_\psi z_\psi + y_\psi^2 z_\chi \quad (3.142)$$

$$L_{22} = -x_\chi(y_\chi y_\psi + z_\chi z_\psi) + x_\psi(y_\chi^2 + z_\chi^2) \quad (3.143)$$

$$L_{31} = x_\chi^2 y_\psi - x_\chi x_\psi y_\chi - y_\chi z_\chi z_\psi + y_\psi z_\chi^2 \quad (3.144)$$

$$L_{32} = x_\chi^2 z_\psi - x_\chi x_\psi z_\chi + y_\chi^2 z_\psi - y_\chi y_\psi z_\chi \quad (3.145)$$

$$T = (y_\psi^2 + z_\psi^2)x_\chi^2 - 2x_\psi(y_\chi y_\psi + z_\chi z_\psi)x_\chi + (y_\chi^2 + z_\chi^2)x_\psi^2 + (y_\chi z_\psi - y_\psi z_\chi)^2. \quad (3.146)$$

Die Einträge der Matrix \mathbf{L} (Gleichungen (3.140) – (3.145)) hängen nun nur noch von Kombinationen aus den einfach zu berechnenden Einträgen der Matrix \mathbf{K} ab.

Wie zuvor beschrieben (siehe Gleichung (3.126)), kann das Potenzial auf den Ecken der Paneele bestimmt werden. Da das Potenzial ein Skalar ist, können dessen Werte direkt vom physikalischen Raum in den Berechnungsraum übertragen werden. Die Berechnung der örtlichen Ableitungen des Potenzials im Berechnungsraum gestaltet sich aufgrund der simplen Gittergeometrie einfach und kann über finite Differenzen bestimmt werden. Diese Ableitungen können wie in Gleichung (3.138) dargestellt in den physikalischen Raum transformiert werden. Für Punkte innerhalb eines Paneels werden die Einträge von \mathbf{L} und die Ableitungen im Berechnungsraum $\vec{\partial}_{\chi\psi}$ für den entsprechenden Punkt interpoliert. Anschließend kann die Ableitung wie zuvor an den Eckpunkten transformiert werden. Die Transformation eines Punktes vom physikalischen Raum zum Berechnungsraum wird wie von Zingg und Yarrow [145] beschrieben über einen bikubischen Ansatz durchgeführt. In die andere Richtung (Berechnungsraum zum physikalischen Raum) wird ein einfacher bilinearer Ansatz verwendet.

Über diesen Ansatz können nun auch die Trajektorien sehr einfach im Berechnungsraum bestimmt werden. Dies hat den Vorteil, dass bei der Integration der Geschwindigkeit der Vektor der Geschwindigkeit immer auf der Oberfläche bleibt und er nicht wie bei der Integration im physikalischen Raum in gekrümmten Bereichen der Oberfläche diese verlässt oder durchstößt. Ein weiterer Vorteil ist, dass sich in Bereichen, wo die Trajektorie von einem zum nächsten Paneel wechselt, die Bestimmung des gerade aktiven Paneels im Zweidimensionalen erheblich einfacher gestaltet. Als letzter Vorteil sei auch noch genannt, dass sich sowohl die Integration als auch die Differentiation im Zweidimensionalen als sehr einfach erweist.

Für eine Trajektorie im Berechnungsraum gilt:

$$\vec{x}_{\text{Tr},\chi\psi}(t) = \vec{x}_{\text{Tr},\chi\psi}(0) + \int_0^t \mathbf{L}^T \mathbf{L} \vec{\partial}_{\chi\psi} \Phi(\vec{x}_{\text{Tr},\chi\psi}(\tau)) d\tau, \quad (3.147)$$

wobei $\vec{x}_{\text{Tr},\chi\psi}(t)$ einen Punkt auf der Trajektorie zu einer virtuellen Zeit t beschreibt. Der Startpunkt der Trajektorie ist durch $\vec{x}_{\text{Tr},\chi\psi}(0)$ zum Zeitpunkt $t = 0$ gegeben. Dieser wird in der Methode möglichst nah an den Staupunkt gelegt. Eine Zusammenfassung der Transformation ergibt:

$$\mathbf{L}^T \mathbf{L} = \frac{1}{U} \begin{pmatrix} x_\psi^2 + y_\psi^2 + z_\psi^2 & -x_\chi x_\psi - y_\chi y_\psi - z_\chi z_\psi \\ -x_\chi x_\psi - y_\chi y_\psi - z_\chi z_\psi & x_\chi^2 + y_\chi^2 + z_\chi^2 \end{pmatrix}, \quad (3.148)$$

$$U = (y_\psi^2 + z_\psi^2) x_\chi^2 - 2x_\psi (y_\chi y_\psi + z_\chi z_\psi) x_\chi + (y_\chi^2 + z_\chi^2) x_\psi^2 + (y_\chi z_\psi - y_\psi z_\chi)^2. \quad (3.149)$$

Die Ableitung des Potentials $\vec{\partial}_{\chi\psi} \Phi$ in Gleichung (3.147) gestaltet sich, wie bereits erwähnt, als sehr einfach. Sie wird jeweils am aktuellen Ort der Trajektorie ausgewertet. Auf diese Weise werden mit von der Geschwindigkeit abhängigen virtuellen Zeitschrittweiten die Punkte der Trajektorie vom Staupunkt bis zum Verlassen des Körpers berechnet. Die so berechneten Punkte können, wie bereits thematisiert, über einen bilinearen Ansatz in den physikalischen Raum transformiert werden.

3.4.2. Spitzenwirbelkorrektur

Dadurch, dass Ruder für Tragflügel verhältnismäßig kleine Seitenverhältnisse im Bereich von $\Lambda = 1$ bis 3 und gleichzeitig hohe Anstellwinkel haben, tritt ein ausgeprägter Spitzenwirbel auf. Eine schematische Darstellung der auftretenden freien Wirbel ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Der Spitzenwirbel ist dabei ein nicht linearer Effekt, der gerade bei kleinen Seitenverhältnissen und hohen Anstellwinkeln auftritt [146, S. 16-18]. In anderen Verfahren [79, 147] wird zur Berücksichtigung dieses Effekts ein iterativ bestimmter Korrekturterm eingeführt, um eine verschwindende Druckdifferenz an den Flügelenden sicherzustellen. Zur Berücksichtigung des Effekts in dem hier vorgestellten Verfahren wird ein semi-empirisches iteratives Verfahren entwickelt.

Im Rahmen des Verfahrens werden die Zirkulationen $\gamma_{\text{TV,u}}(s_1)$ und $\gamma_{\text{TV,o}}(s_4)$ für die Spitzenwirbel unten und oben eingeführt. Die Zirkulationen der an der Hinterkante abgehenden Wirbel werden mit $\gamma_{\text{TE,u}}(s_2)$ und $\gamma_{\text{TE,o}}(s_3)$ auf der unteren beziehungsweise oberen Ruderhälfte bezeichnet (siehe Abb. 3.11). Aufgrund der Nicht-Linearität des Problems werden die Stärke der Spitzenwirbel und deren Wechselwirkung mit den Wirbeln der Hinterkante iterativ bestimmt. Als Randbedingung wird angesetzt, dass die Wirbelstärken nach dem dritten Helmholtzschen

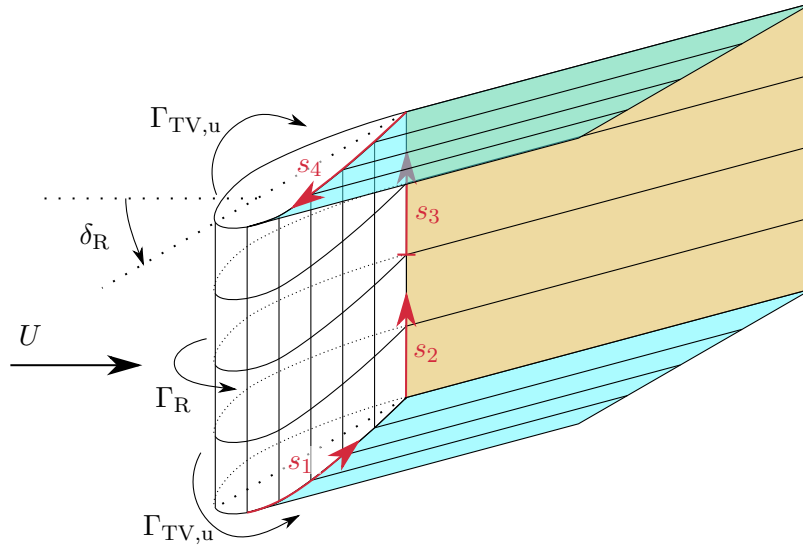


Abbildung 3.10.: Schematische Darstellung der abgehenden freien Wirbel. Die Spitzwirbel sind in Hellblau und die hinteren Wirbel in Gelb dargestellt. Die lokalen Koordinaten s_i sind in Rot dargestellt.

Wirbelsatz im Übergang der Wirbel gleich sein sollen:

$$\gamma_{TV,u}(c_u) = \gamma_{TE,u}(0) \quad (3.150)$$

$$\gamma_{TV,o}(0) = \gamma_{TE,o}\left(\frac{h}{2}\right). \quad (3.151)$$

In Abbildung 3.11 ist beispielhaft die Zirkulationsverteilung in erster Iteration dargestellt. Hierbei besteht an den Übergängen der Wirbel eine Differenz. Um die Randbedingungen aus Gleichung (3.150) und (3.151) zu erfüllen, werden nun die Beiträge der Dipole in der Matrix (3.123) angepasst. Um Rechenzeit zu sparen, wird dabei die Matrix \mathbf{N} bereits beim Aufstellen in die entsprechenden Anteile aufgeteilt:

$$\mathbf{N} = \mathbf{N}_0 + k_1 \mathbf{N}_{TV,u} + k_2 \mathbf{N}_{TE,u} + k_3 \mathbf{N}_{TE,o} + k_4 \mathbf{N}_{TV,o}. \quad (3.152)$$

Hierbei enthält die Matrix \mathbf{N}_0 die innerhalb des iterativen Verfahrens unveränderlichen Dipolbeiträge. Die vier weiteren Matrizen enthalten die Beiträge der im Index angegebenen Wirbel. Die Korrekturfaktoren k_1 , k_2 , k_3 und k_4 werden im Rahmen des hier entwickelten iterativen Verfahrens bestimmt. In erster Iteration werden diese zu Eins gesetzt, sodass alle Wirbel der Nachlaufflächen mit voller Stärke in die Lösung eingehen. In die Matrizen $\mathbf{N}_{TV,u}$ und $\mathbf{N}_{TV,o}$ gehen alle Beiträge der unteren beziehungsweise oberen Wirbelschicht ein. Das Einflussgebiet, in dem die Spitzwirbel die Wirbel der Hinterkante beeinflussen, hängt hingegen von der

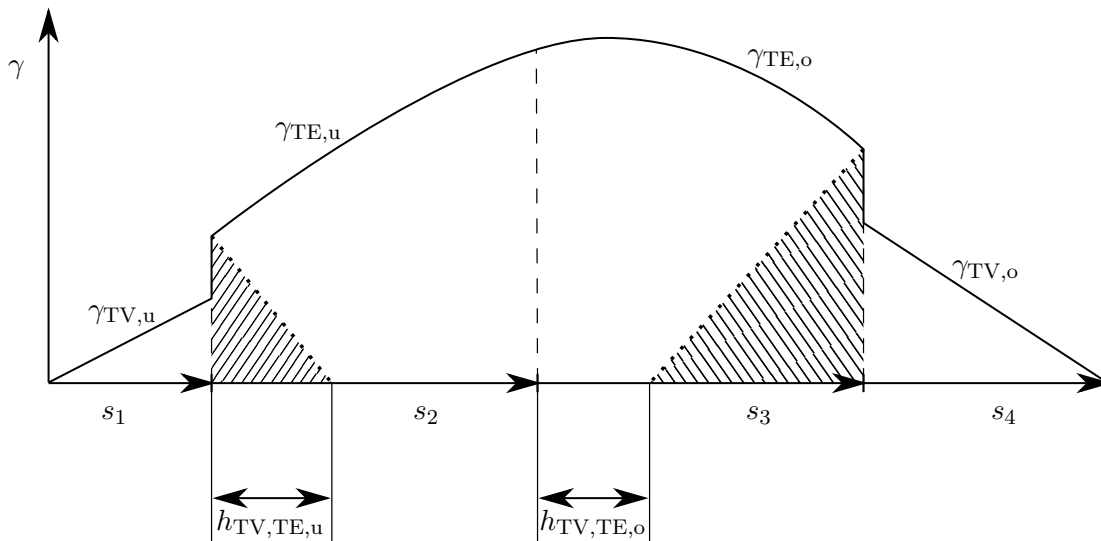


Abbildung 3.11.: Beispielhafte Darstellung der unkorrigierten Zirkulation der einzelnen Wirbelabschnitte für ein Ruder in homogener Zuströmung mit Pfeilung und Spiegelrandbedingung an der Oberkante. Schraffiert hervorgehoben ist der vom Spitzenwirbel beeinflusste Bereich des hinten abgehenden Wirbels.

Rudergeometrie ab. Somit sind die Matrizen $N_{TE,u}$ und $N_{TE,o}$ von den geometrischen Größen des Ruders abhängig.

Molland [148] führt bei der Entwicklung eines Traglinienverfahrens zur Berücksichtigung der Spitzenwirbel eine Korrektur ein, für die gilt

$$\alpha_{\text{Corr}} \sim H_1(s) \alpha^2 \frac{\lambda_R^{1,5}}{\Lambda}, \quad (3.153)$$

wobei $H_1(s)$ eine aus Versuchen gewonnene Korrekturfunktion ist, die die Abwindwinkelkorrektur auf den Bereich

$$\frac{s}{h} = 0,9 \dots 1 \quad (3.154)$$

beschränkt. Weiterhin sind in Gleichung (3.153) α der Anstellwinkel, Λ das Seitenverhältnis und λ_R die Zuspitzung als Verhältnis aus der Sehnenlänge der Spitze zu der Sehnenlänge der Wurzel. In der zugrunde liegenden Veröffentlichung von Whicker und Fehlner [35] wird die Abhängigkeit von der Zuspitzung als linear angenommen.

In grober Anlehnung an diese Korrekturen wird für das Verfahren hier empirisch die Höhe, bis zu welcher der Spitzenwirbel einen Einfluss auf den an der Hinterkante abgehenden Wirbel und somit die Zirkulation entlang der Spannweite hat, wie folgt berechnet:

$$h_{TV,TE} = 0,25 \cdot h \cdot (\lambda_R)^\Lambda \cdot \frac{2\lambda_R\Lambda + 1}{\Lambda + 1}. \quad (3.155)$$

Bei der Aufstellung der Matrizen wird der Einfluss der Spitzenwirbel auf den hinteren Wirbel als linear abnehmend angenommen (siehe auch Abb. 3.11):

$$[N_{\text{TE,u}}]_{ij} = \max \left\{ \left(1 - \frac{s}{h_{\text{TV,TE,u}}} \right), 0 \right\} \sum_{m=1}^{N_{\text{TE}}} N_{im} \left(\Phi_{T_1(m)} - \Phi_{T_2(m)} \right) \quad (3.156)$$

$$[N_{\text{TE,o}}]_{ij} = \max \left\{ \left(1 - \frac{h-s}{h_{\text{TV,TE,o}}} \right), 0 \right\} \sum_{m=1}^{N_{\text{TE}}} N_{im} \left(\Phi_{T_1(m)} - \Phi_{T_2(m)} \right) \quad (3.157)$$

$$[N_0]_{ij} = \left(1 - \max \left\{ \left(1 - \frac{s}{h_{\text{TV,TE}}} \right), \left(1 - \frac{h-s}{h_{\text{TV,TE}}} \right), 0 \right\} \right) \cdot \sum_{m=1}^{N_{\text{N}}} N_{im} \left(\Phi_{T_1(m)} - \Phi_{T_2(m)} \right). \quad (3.158)$$

Die Beiträge der Spitzenwirbel $N_{\text{TV,u}}$ und $N_{\text{TV,o}}$ werden nicht manipuliert, sondern sind die Beiträge in der Summe der Nachlaufpaneele der oberen bzw. unteren Wirbelschicht in Gleichung (3.123). Hierbei wird jedoch auf die in Gleichung (3.125) angegebene Abschwächung der Spitzenwirbel verzichtet, da sie über die Korrekturfaktoren k_1 und k_4 berücksichtigt wird.

Die Korrekturfaktoren k_i in Gleichung (3.152) werden so bestimmt, dass die Zirkulationen zwischen den Abschnitten stetig sind (vgl. Gleichungen (3.150) und (3.151)). Hierfür werden die mittleren Gesamtzirkulationen der jeweiligen Abschnitte bestimmt:

$$\bar{\Gamma}_{\text{TV,u}} = \frac{1}{c_u} \int_0^{c_u} \gamma_{\text{TV,u}}(s) ds \quad (3.159)$$

$$\bar{\Gamma}_{\text{TE,u}} = \frac{2}{h} \int_0^{\frac{h}{2}} \gamma_{\text{TE,u}}(s) ds \quad (3.160)$$

$$\bar{\Gamma}_{\text{TE,o}} = \frac{2}{h} \int_0^{\frac{h}{2}} \gamma_{\text{TE,o}}(s) ds \quad (3.161)$$

$$\bar{\Gamma}_{\text{TV,o}} = \frac{1}{c_o} \int_0^{c_o} \gamma_{\text{TV,o}}(s) ds. \quad (3.162)$$

Diese gehen in die Gewichtung, wie stark die Anpassung der Wirbelstärke auf einem Abschnitt ausfällt, ein. Die Korrekturfaktoren für die obere und untere Wirbelschicht berechnen sich folgendermaßen:

$$k_1^* = \left(\frac{\bar{\Gamma}_{\text{TV,u}}}{\bar{\Gamma}_{\text{TV,u}} + \bar{\Gamma}_{\text{TE,u}}} \gamma_{\text{TE,u}}(0) + \frac{\bar{\Gamma}_{\text{TE,u}}}{\bar{\Gamma}_{\text{TV,u}} + \bar{\Gamma}_{\text{TE,u}}} \gamma_{\text{TV,u}}(c_u) \right) \frac{1}{\gamma_{\text{TV,u}}(c_u)} \quad (3.163)$$

$$k_4^* = \left(\frac{\bar{\Gamma}_{\text{TV,o}}}{\bar{\Gamma}_{\text{TV,o}} + \bar{\Gamma}_{\text{TE,o}}} \gamma_{\text{TE,o}}\left(\frac{h}{2}\right) + \frac{\bar{\Gamma}_{\text{TE,o}}}{\bar{\Gamma}_{\text{TV,o}} + \bar{\Gamma}_{\text{TE,o}}} \gamma_{\text{TV,o}}(0) \right) \frac{1}{\gamma_{\text{TV,o}}(0)}. \quad (3.164)$$

$$(3.165)$$

Anschließend können aus diesen die Korrekturfaktoren der von der Hinterkante abgehenden Wirbel bestimmt werden:

$$k_2^* = \frac{\gamma_{TV,u}(c_u)}{\gamma_{TE,u}(0)} k_1^* \quad (3.166)$$

$$k_3^* = \frac{\gamma_{TV,o}(0)}{\gamma_{TE,o}\left(\frac{h}{2}\right)} k_4^*. \quad (3.167)$$

In diesem Ansatz wird auf diese Weise berücksichtigt, dass zur Erfüllung der Randbedingungen aus den Gleichungen (3.150) und (3.151) eine relativ gesehen geringere Änderung des stärkeren Wirbels notwendig ist als über eine Anpassung des schwächeren Wirbels. Dies lässt sich am Beispiel von Abbildung 3.11 verdeutlichen. Die Zirkulation des unteren Wirbels $\gamma_{TV,u}$ beziehungsweise dessen mittlere Zirkulation $\bar{\Gamma}_{TV,u}$ sind deutlich geringer als die des benachbarten Wirbels der Hinterkante $\gamma_{TE,u}$ beziehungsweise dessen mittlere Zirkulation $\bar{\Gamma}_{TE,u}$. Wenn gedanklich die Zirkulation des Spitzenwirbels nun gegen null geht, müsste ein multiplikativer Korrekturfaktor, wie er hier genutzt wird, gegen unendlich gehen. Auf der anderen Seite kann durch einen endlichen und somit deutlich kleineren Korrekturfaktor die Zirkulation der Hinterkante korrigiert werden, sodass die Randbedingung erfüllt wird. Die Aufteilung, welcher Wirbel in welchem Maße angepasst wird, ist stetig und richtet sich nach dem Verhältnis der mittleren Zirkulationen $\bar{\Gamma}$.

Zur Beschleunigung des Verfahrens wird für die Bestimmung der eigentlichen Korrekturfaktoren in den ersten Iterationsschritten ($l < 5$) folgende Überrelaxation angewandt:

$$k_i^{l+1} = k_i^l + 3(k_i^* - 1). \quad (3.168)$$

Das Iterationsverfahren konvergiert stabil. In der Gleichung beschreibt l den Iterationsschritt. Um zu verhindern, dass die Lösung um den gesuchten Wert schwingt, wird in späteren Iterationsschritten $l \geq 5$ die Überrelaxation nicht weiter verwendet:

$$k_i^{l+1} = k_i^l + (k_i^* - 1). \quad (3.169)$$

In erster Iteration werden, wie bereits erwähnt, die Korrekturfaktoren abgeschaltet:

$$k_i^{l=0} = 1. \quad (3.170)$$

3.5. Gekoppeltes Hybridverfahren

Abschließend wird in diesem Abschnitt auf die Kopplung der zuvor vorgestellten Teilverfahren eingegangen, sodass ein in sich geschlossenes Verfahren mit kurzen Berechnungs- und Model-

lierungszeiten entsteht. Auszugsweise ist die Kopplung in [149, 150] vorgestellt, wobei diese hier nun detailliert und vollständig beschrieben wird. Durch die Kopplung der verschiedenen Verfahren können Vereinfachungen und Defizite einzelner Teilverfahren kompensiert werden. Der Methodenablauf des entwickelten Hybridverfahrens ist schematisch in einem Flussdiagramm in Abbildung 3.12 dargestellt.

Nach der Programminitialisierung werden über die Benutzereingabe die Berechnungsparameter eingestellt. Die anschließende Bestimmung des Berechnungspunktes richtet sich nach der gewählten Art der Zuströmung. Für den Fall der homogenen Zuströmung oder eines vorgeschriebenen Propulsionspunktes entfällt eine gesonderte Bestimmung des Berechnungspunktes. Sofern lediglich die gewünschte Schiffsgeschwindigkeit vorgegeben wird, wird der Propulsionspunkt aus den hinterlegten Propulsionsgrößen für den Propeller, den Widerstand, Sog und Nachstrom bestimmt. Der Berechnungspunkt definiert so die Außenströmung im Verfahren. Hierbei ist ebenfalls eine Berücksichtigung eines hinterlegten nominellen Nachstromfeldes möglich.

Mit der so bestimmten Außenströmung wird die Berechnung des hybriden Traglinienverfahrens für Mehrkomponenten-Propulsoren gestartet (siehe Abschnitt 3.2.3). Hierbei wird zunächst der Propeller mittels des in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Traglinienverfahrens berechnet und anschließend das Ruder mit dem Traglinienverfahren aus Abschnitt 3.2.1. Diese Berechnungen werden iterativ durchgeführt, wobei die gegenseitig induzierten Geschwindigkeiten mittels der vorgestellten erweiterten Induktionsfaktoren berechnet werden.

Nachdem die Teillösung konvergiert ist, werden die Ergebnisse als Eingangsgrößen für das Paneelverfahren verwendet. Zum einen wird auf Grundlage der Ergebnisse die schnelle und numerisch robuste Nachlaufausrichtung vorgenommen, auf die in Abschnitt 3.5.1 gesondert eingegangen wird. Zum anderen werden die mit dem hybriden Traglinienverfahren für Mehrkomponenten-Propulsoren berechneten induzierten Geschwindigkeiten für die Berechnung der Zuströmung zum Ruder im Paneelverfahren verwendet. Durch die Verwendung dieser Geschwindigkeiten, in die bereits der Einfluss des Ruders eingeht, wird die Problematik der sich durchdringenden Nachlaufflächen im Paneelverfahren umgangen. Darüber hinaus ist das Traglinienverfahren sehr gut geeignet integrale Größen, wie die auf den Propeller wirkenden Kräfte, und das gemittelte Strömungsfeld mit geringem Rechenaufwand zu berechnen.

Das im Paneelverfahren als Zuströmung verwendete Strömungsfeld muss dabei manipuliert werden und darf nur bestimmte Anteile enthalten. Die Aufbringung der rotationsbehafteten Strömung des Propellerstrahls führt zu einer Verletzung der Annahme der Rotationsfreiheit des Fluids im Paneelverfahren (vgl. Gl. (3.2) und Abschnitt 3.4). Die Strömung auf einem Ruderschnitt wird nach dem Prinzip der Superposition in einen rotatorischen Anteil aufgrund der Propellerzuströmung und einen ebenen Strömungsanteil aufgrund des Ruderwinkels zerlegt:

$$\vec{u} = \vec{u}_\varphi + \vec{u}_{x,y}. \quad (3.171)$$

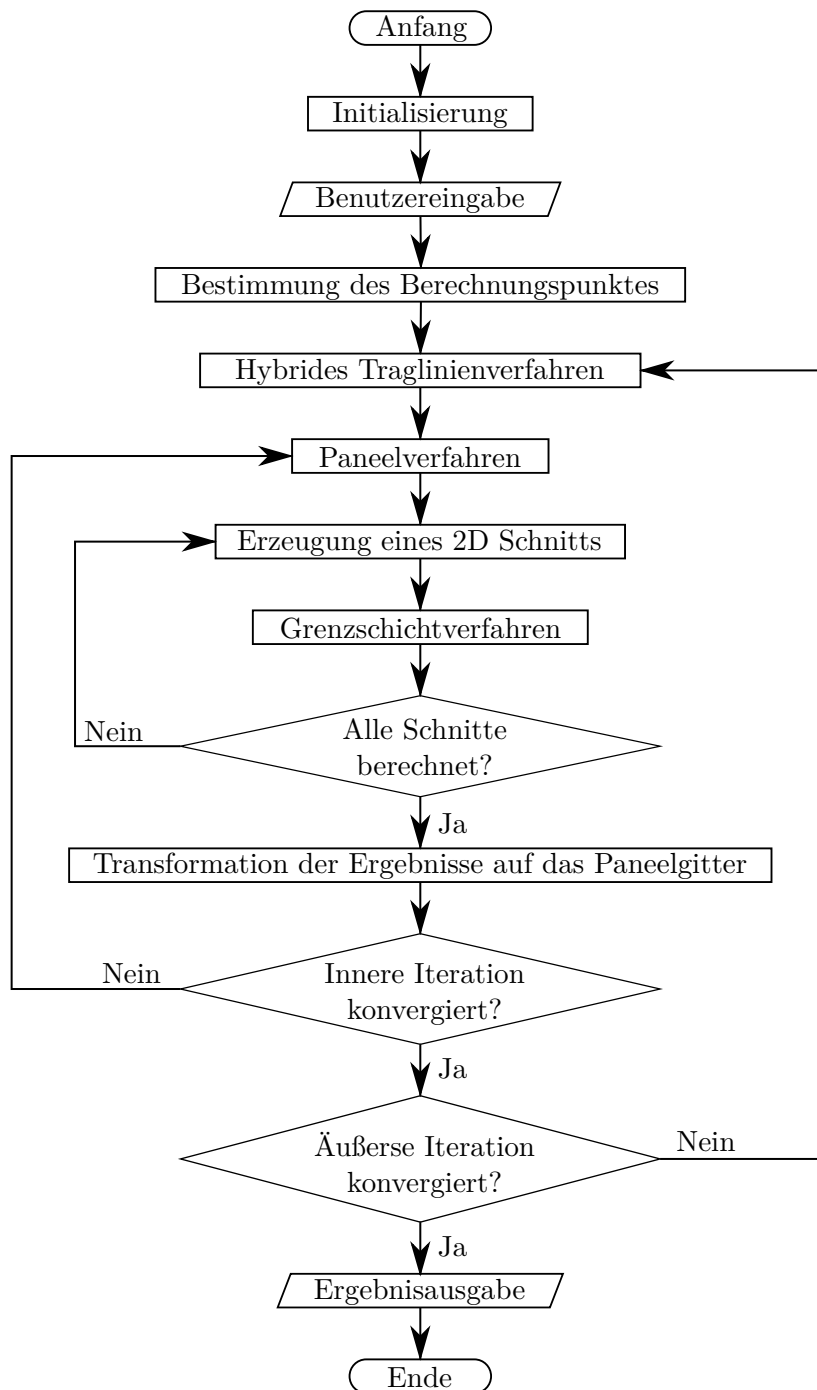


Abbildung 3.12.: Flussdiagramm des entwickelten Hybridverfahrens bestehend aus dem hybriden Traglinienverfahren, dem Paneelverfahren und dem Grenzschichtverfahren.

Die Verletzung der Annahme der Rotationsfreiheit führt dazu, dass die selbst-induzierte rotatorische Tangentialgeschwindigkeit des Ruders ($v_{Q,RR}$ in Abbildung 3.2), die der Anströmung des Propellers entgegenwirkt, im Paneelverfahren nicht richtig berücksichtigt wird. Aus diesem Grund wird die Zuströmung im Paneelverfahren folgendermaßen gebildet:

$$\vec{u}_{\text{In}} = \vec{u}_{\text{A}} + \vec{u}_{\text{PR}} + \vec{u}_{\text{RR},\varphi}, \quad (3.172)$$

wobei \vec{u}_{A} die ungestörte Außenströmung, \vec{u}_{PR} die im Propellerstrahl induzierten Geschwindigkeiten und $\vec{u}_{\text{RR},\varphi}$ die rotatorischen selbst-induzierten Geschwindigkeiten des Ruders sind. Die Geschwindigkeitskomponenten werden dabei mit dem hybriden Traglinienverfahren für Mehrkomponenten-Propulsoren berechnet. Der Anteil der selbst-induzierten Rudergeschwindigkeiten aufgrund des Ruderwinkels ($\vec{u}_{x,y}$ in Gl. (3.171)) wird im Paneelverfahren durch die Aufbringung der Nachlaufpaneele korrekt abgebildet und ist deshalb nicht Teil der Zuströmung.

Nachdem die Geometrie der Nachlaufflächen bestimmt wurde, wird das dreidimensionale Paneelverfahren, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, durchlaufen. Um eine Schnittstelle zu dem in Abschnitt 3.3 erläuterten zweidimensionalen Grenzschichtverfahren zu erhalten, werden mehrere zweidimensionale Schnitte auf dem Ruder erstellt, sodass eine ausreichende Abdeckung der Oberfläche erzielt wird. Zur Erstellung dieser Schnitte sind in der Methode zwei verschiedene Ansätze implementiert, auf die in Abschnitt 3.5.2 detailliert eingegangen wird. Beiden Ansätzen ist gemein, dass für jeden Schnitt das in 3.3 beschriebene Verfahren zur Lösung der Grenzschichtgleichung am Staupunkt beginnend für Druck- und Saugseite angewendet wird. Die dem Grenzschichtverfahren zugrunde liegende Geschwindigkeitsverteilung auf der Oberfläche bzw. am Grenzschichttrand entstammt dabei den potenzialtheoretischen Methoden.

Die Ergebnisse des Grenzschicht- und des Paneelverfahrens hängen voneinander ab. Aus diesem Grund werden die beiden Verfahren iterativ gelöst (in Abbildung 3.12 „innere Iteration“ und [149]). Um die Effekte der Grenzschicht in dem Paneelverfahren berücksichtigen zu können, muss die Dicke der Grenzschicht Einfluss in das potenzialtheoretische Verfahren finden. Eine Möglichkeit hierfür ist die direkte Manipulation der Geometrie. Diese ist jedoch sehr rechenaufwendig, numerisch nicht sehr stabil und nicht gut für ein iteratives Verfahren geeignet. Aus diesem Grunde wird hier die Dicke der Grenzschicht durch Ausblasung bzw. Absaugung auf der Oberfläche berücksichtigt. Hierbei wird im Paneelverfahren die Randbedingung verschwindenden Durchflusses (rechte Seite in Gleichung (3.123)) manipuliert, sodass auf den Paneelen zur Berücksichtigung der Verdrängungsdicke der Grenzschicht ein definierter Durchfluss herrscht:

$$\dots = \sum_{j=1}^{N_K} S_{ij} \left(\vec{U}_j \cdot \vec{n}_j + w_1 \right) \quad \text{mit } i = 1, \dots, N_K. \quad (3.173)$$

Die sogenannte Transpirationsgeschwindigkeit w_1 wird nach Lighthill [151] berechnet:

$$w_1 = \frac{d(U_\epsilon \delta^*)}{dx}. \quad (3.174)$$

Neben der veränderten Randbedingung auf der Körperoberfläche, werden darüber hinaus Quellen auf den Nachlaufpaneelen des Ruders angeordnet, welche zu einem Sprung der Geschwindigkeit der Größe w_1 normal zur Nachlauffläche führen (siehe dazu auch [93, S. 38, Gl. (3.46)]). Da die erstellten zweidimensionalen Schnitte des Grenzschichtverfahrens nicht direkt deckungsgleich zu dem im dreidimensionalen Paneelverfahren verwendeten Berechnungsgitter sind, werden die Ergebnisse der Grenzschichtberechnung durch Interpolation auf das Gitter des Paneelverfahrens übertragen.

Mit diesen Anpassungen wird anschließend das Paneelverfahren erneut ausgeführt, was zu einer veränderten Geschwindigkeitsverteilung führt, welche dann wiederum als Eingangsgröße für den nächsten Iterationsschritt der inneren Iteration dient. Nachdem diese iterative Berechnung konvergiert ist, sind der viskose Widerstand (siehe Gleichung (3.120)) und die um den Effekt der Grenzschicht angepasste Geschwindigkeitsverteilung auf der Ruderoberfläche bekannt. Darüber hinaus kann eine Abschätzung zum Ablöseverhalten auf dem Ruder vorgenommen werden. Das Auftreten einer abgelösten Strömung kann hierbei identifiziert werden. Eine abgelöste Strömung kann jedoch anschließend nicht weiter mit dem hier vorgestellten Paneelverfahren abgebildet werden. Für kleine Ruderwinkel und das Nachrechnen von Modellversuchen ist jedoch die Frage, ob die Strömung ablöst, von primärem Interesse. Denn eine Ablösung der Strömung ist zu vermeiden. Somit ist die genaue Berechnung der Kräfte für den abgelösten Zustand nur von nachgelagertem Interesse.

Neben der inneren Iteration zwischen Paneel- und Grenzschichtverfahren wird eine äußere Iteration zwischen der inneren Iteration und dem Traglinienverfahren berücksichtigt (siehe Abbildung 3.12). Aus der Berechnung des Paneelverfahrens steht nun nämlich eine genauere Berechnung der vom Ruder induzierten Geschwindigkeiten zur Verfügung. Die vom Ruder am Propeller axial induzierten Geschwindigkeiten werden nach Gleichung (3.134) in der Propellerebene berechnet und über den Umfang gemittelt. Das Paneelverfahren liefert darüber hinaus genauere Ergebnisse für die Zirkulationsverteilung des Ruders als das reine Traglinienverfahren. Die Zirkulation ergibt sich entlang einer den Profilschnitt umgebenden Kurve nach Schlichting und Truckenbrodt [112, S. 74] zu:

$$\gamma = \oint (u dx + v dy + w dz). \quad (3.175)$$

Weiterhin gilt, dass die Zirkulation eines Schnitts die Differenz des Potentials zwischen

Saugseite $\Phi_{\text{GP,HK},1}$ und Druckseite $\Phi_{\text{GP,HK},2}$ an der Hinterkante des Ruders ist [112, S. 76]:

$$\gamma(z) = \Phi_{\text{GP,HK},1}(z) - \Phi_{\text{GP,HK},2}(z). \quad (3.176)$$

Sowohl die Zirkulation als auch die induzierten Geschwindigkeiten aus dem Paneelverfahren werden im nächsten Iterationsschritt im Traglinienverfahren als unveränderlich angesetzt. Auf diese Weise ergibt sich jetzt aus dem Traglinienverfahren eine verbesserte Berechnung des Rudereinflusses auf den Propeller. Durch diesen Einfluss verändern sich die induzierten Geschwindigkeiten und Steigungen der abgehenden Wirbel, welche den Ausgangspunkt für die nächste innere Iteration darstellen.

Nachdem die äußere Iteration konvergiert ist, werden die erzeugten Ergebnisse ausgegeben oder zur Verwendung in weiteren nachgelagerten Methoden aufbereitet. Sowohl die innere als auch die äußere Iteration konvergieren nach jeweils zwei bis drei Schritten.

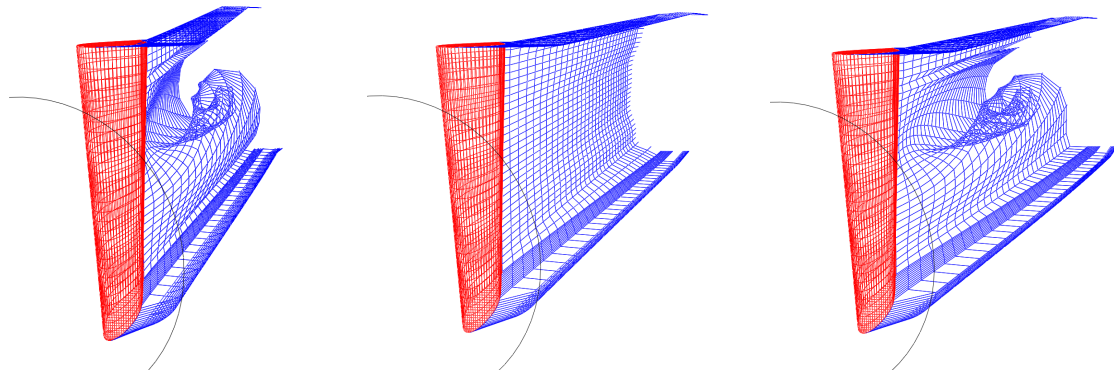
3.5.1. Nachlaufausrichtung

Die Geometrie des Nachlaufs im Paneelverfahren wird auf Grundlage des in dem Traglinienverfahren bestimmten Strömungsfeldes berechnet [150, 152]:

$$\vec{x}_{\text{Wake}}(r,x) = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ R(r,x) \sin(\varphi(r,x)) + \text{sgn}(\delta) y^*(r,x) \\ R(r,x) \cos(\varphi(r,x)) \end{pmatrix}, \quad (3.177)$$

wobei r die radiale Zylinderkoordinate im Nachlauf des Propellers ist mit $r = \sqrt{y^2 + z^2}$. Die Koordinaten x, y, z beschreiben den betrachteten Punkt in kartesischen Koordinaten, wobei x in Längsrichtung vom Propeller positiv nach achtern, y in Querrichtung positiv nach Steuerbord und z in vertikale Richtung positiv nach oben zeigt. Der Radius des Propellernachlaufs $R(r,x)$ wird nach dem Ansatz von Söding [9, S. 84 ff.] berechnet. Der Radius des Propellernachlaufs wird dabei unter Berücksichtigung einer Verengung durch Kontinuität der beschleunigten Strömung und einer Aufweitung aufgrund einer turbulenten Durchmischung am Rand zur Außenströmung berechnet. Eine auf diese Weise bestimmte beispielhafte Nachlaufgeometrie ist in Abbildung 3.13c in Blau dargestellt.

Für die Bestimmung der Deformation der Nachlaufgeometrie wird die Strömung, wie bereits in Gleichung (3.171) angegeben, nach dem Prinzip der Superposition in einen rotatorischen Anteil aufgrund der Propellerzuströmung und einen ebenen Strömungsanteil aufgrund des Ruderwinkels zerlegt. Die sich ergebende Deformation der Nachlauffläche aufgrund der rotatorischen



(a) Rotatorische Deformation (b) Horizontale Deformation (c) Zusammengesetzte Geometrie

Abbildung 3.13.: Exemplarische Darstellung der Nachlaufausrichtung.

Strömungskomponente wird durch

$$\varphi(r, x) = \int_0^x \frac{1}{\min(k_0(r, s), 2500)} ds \quad (3.178)$$

ausgedrückt und ist exemplarisch in Abbildung 3.13a dargestellt. $k_0(r, s)$ ist hierbei die Steigung der freien Wirbel des Ruders aufgrund des rotatorischen Strömungsanteils, die als Ergebnis aus der Traglinienberechnung bekannt ist. Die Integration wird beginnend an der Hinterkante des Ruders als Euler-Verfahren durchgeführt. Aus numerischen Gründen wird die Steigung auf endliche Werte begrenzt.

Die horizontale Deformation (in der x - y -Ebene) der Nachlauffläche wird durch

$$y^*(r, x) = \int_0^x \frac{1}{\min(k^*(r, s), 250)} ds \quad (3.179)$$

beschrieben, wobei hier $k^*(r, s)$ die Steigung der freien Wirbel ist, nur hier aufgrund des nicht rotierenden, ebenen Strömungsanteils. Auch diese Steigung ist als Ergebnis der Traglinienrechnung bekannt, wird ab der Hinterkante des Ruders mittels eines Euler-Verfahrens integriert und die Werte im Nenner werden aus numerischen Gründen begrenzt. Die horizontale Deformation der Nachlauffläche ist exemplarisch in Abbildung 3.13b dargestellt.

3.5.2. Erstellung von zweidimensionalen Schnitten

Wie bereits erwähnt, müssen für die Kopplung des dreidimensionalen Paneelverfahrens mit dem zweidimensionalen Grenzschichtverfahren Schnitte erstellt werden, die eine große Abdeckung der Oberfläche erzielen und die Strömungseigenschaften möglichst genau abbilden. Zu diesem Zweck sind in dem hier vorgestellten Verfahren zwei verschiedene Ansätze implementiert [149]. Der eine

Ansatz erstellt die Schnitte auf konstanter Höhe und wird in Abschnitt 3.5.2.1 vorgestellt. Die Beschränkung des Ansatzes auf konstante Höhen eines Schnittes stellt eine starke Vereinfachung dar, führt jedoch zu einem einfachen und numerisch sehr stabilen Verfahren. Der andere entwickelte Ansatz erstellt die Schnitte entlang von Trajektorien auf der Ruderoberfläche und wird in Abschnitt 3.5.2.2 erläutert. Durch die Entwicklung der Schnitte entlang von Trajektorien werden die Strömungseigenschaften besser aus dem Dreidimensionalen ins Zweidimensionale überführt. Der Ansatz ist jedoch deutlich aufwendiger und numerisch als weniger robust einzustufen.

3.5.2.1. Äquivalenter Anstellwinkel

Der erste Ansatz zur Transformation der dreidimensionalen Ergebnisse des Paneelverfahrens zu den zweidimensionalen Eingangsgrößen der Grenzschicht ist stark vereinfacht. Dies führt zwar zu gewissen Abweichungen in der Prognose, jedoch ist das Verfahren äußerst robust und lässt sich dadurch sehr gut automatisiert ausführen. Die zweidimensionale Grenzschichtgleichung wird bei diesem Ansatz für jeden Höhenschnitt des Ruders ($z = \text{konst.}$) für einen äquivalenten Anstellwinkel

$$\alpha_{\text{eq}}(z) = \frac{\int_0^{c_c} p_{\text{Pan}}(s,z) n_y(s,z) ds}{0,5 \rho c U_\infty^2 c'_L}. \quad (3.180)$$

gelöst. Hierbei ist das Integral des Zählers der Auftrieb des Höhenschnitts, in das das Produkt des Drucks $p_{\text{Pan}}(s,z)$ aus dem Paneelverfahren und der Anteil der Normalen in y -Richtung $n_y(s,z)$ eingehen. Die Integrationskoordinate, die das Profil einmal umläuft, wird mit s bezeichnet. Der Umfang des Profils lautet c_c . Der Auftrieb wird dimensionslos durch Teilen durch den Staudruck. Der Auftriebsgradient lautet $c'_L = dc_L/d\alpha$.

Mittels des äquivalenten Anstellwinkels wird mithilfe der zweidimensionalen Profiltheorie ein ähnlicher Geschwindigkeits- und Druckverlauf auf dem Höhenschnitt berechnet, der den gleichen Auftrieb erzeugt wie der dazugehörige Höhenschnitt in dem Paneelverfahren. Die Ergebnisse der Profiltheorie werden anschließend als Eingangsgrößen für das Grenzschichtverfahren genutzt. Der Umweg über den äquivalenten Anstellwinkel und die zweidimensionale Profiltheorie bietet den Vorteil, dass die Kombination einer Profiltheorie mit der Grenzschichttheorie ein zuverlässiges und lange angewandtes Verfahren darstellt, welches sehr robust ist. Mithilfe der Profiltheorie können sehr glatte Geschwindigkeitsverläufe berechnet werden, die in der Grenzschichttheorie vor allem um den Staupunkt herum benötigt werden. Darüber hinaus ist dieser Ansatz leicht zu implementieren und benötigt wenig Rechenleistung. Die Transformation der Ergebnisse aus der Grenzschichtrechnung zurück zum Paneelverfahren ist durch die Wahl von Höhenschnitten sehr einfach, da beide Verfahren direkt kompatible Diskretisierungen verwenden. Aus diesem Grund ist lediglich eine eindimensionale Interpolation zur Transformation nötig.

Die Nachteile dieses Ansatzes sind jedoch die starken Vereinfachungen. Die Geschwindigkeits-

und Druckverläufe können sich zwischen der Profiltheorie (und somit der Grenzschichtrechnung) und dem Paneelverfahren stark unterscheiden, wenn die Strömung ausgeprägt dreidimensional ist. Dies ist auf einem Ruder an den Enden oder bei großen Ruderwinkeln der Fall. Diese Abweichung zwischen den Verläufen kommt dadurch zustande, dass lediglich der integrale Wert des Auftriebs zwischen den Verfahren als Schnittstelle verwendet wird. Zwar könnte auch der Geschwindigkeitsverlauf aus dem Paneelverfahren verwendet werden, jedoch führt dies nur bedingt zu verbesserten Ergebnissen, da die Strömung nicht zwangsläufig Höhenschnitten mit $z = \text{konst}$ folgt. Vielmehr verläuft die Strömung auf der Ruderoberfläche einer dreidimensionalen gekrümmten Trajektorie, weshalb ein umfassenderer zweiter Ansatz entwickelt wird, der beide Unzulänglichkeiten adressiert.

3.5.2.2. Trajektorie

In einem zweiten Ansatz werden die Grenzschichtgleichungen entlang von Trajektorien auf der Ruderoberfläche gelöst. Die Berechnung von Trajektorien auf der Oberfläche wurde zuvor bereits in Abschnitt 3.4.1 vorgestellt. Hierfür werden zunächst die Geschwindigkeiten im Berechnungsraum bestimmt. Als Startpunkt der Trajektorien wird der Ort des Vorzeichenwechsels der Geschwindigkeit im Berechnungsraum in χ -Richtung gewählt. χ liegt bei den hier verwendeten Gittergeometrien stets in der xy -Ebene auf der Ruderoberfläche. Aus diesem Grund kann auf diese Weise in Bereichen einer hauptsächlich ebenen Hauptströmungsrichtung die Staupunktlage sehr einfach bestimmt werden. Vom Startpunkt aus werden in beide Richtungen die Trajektorien durch Integration der Oberflächengeschwindigkeit mittels eines Euler-Verfahrens bestimmt (siehe Gleichung (3.147)). Anschließend wird die Grenzschicht jeder Trajektorie berechnet. Am Ende werden die Ergebnisse der Grenzschichtrechnung auf das Gitter der Paneelmethode übertragen. Die Interpolation der Daten am Ort der Gitterknoten geschieht hierbei mit einem bilinearen Ansatz. Im Berechnungsraum werden die dichtesten Trajektorien zu einem Gitterpunkt in Spannweitenrichtung bestimmt. Die Werte werden nun auf den Trajektorien an der entsprechenden Koordinate in Sehnenrichtung interpoliert und anschließend wird zwischen den beiden Werten in Spannweitenrichtung interpoliert. An der Ober- und Unterkante des Ruders, wo nur eine benachbarte Trajektorie zur Verfügung steht, wird der Wert von der Trajektorie in Spannweitenrichtung konstant gehalten, um Extrapolationsfehler zu vermeiden.

Der Vorteil dieses Ansatzes ist, dass das Grenzschichtverfahren mit der korrekten Geschwindigkeitsverteilung aus dem Paneelverfahren gelöst wird, die auch dreidimensionale Effekte beinhaltet. Außerdem wird die Richtung des äußeren Strömungsfeldes in diesem Ansatz berücksichtigt. Der Nachteil dieses Ansatzes besteht darin, dass er numerisch weniger stabil ist als der Ansatz des äquivalenten Anstellwinkels. Die numerischen Schwierigkeiten entstehen dadurch, dass die Trajektorien in dem iterativen Verfahren ihre Form und Lage stark verändern können.

3. Theoretische Grundlagen

Außerdem kann die Zuordnung der Ergebnisse aus der Grenzschichtrechnung auf das Gitter des Paneelverfahrens für den Fall von divergierenden Trajektorien schwierig beziehungsweise ungenau werden, da hier Bereiche mit großer Entfernung zur nächsten Trajektorie entstehen können.

4. Berechnungs- und Datenmodell

Um das im vorherigen Kapitel vorgestellte Verfahren im Rahmen der frühen Entwurfsphase nutzen zu können, wird dieses in eine Methodenumgebung für den Schiffsentwurf eingegliedert. Eine Beschreibung dieser Integration wird in Abschnitt 4.1 vorgestellt. Darüber hinaus wird in diesem Kapitel auf das Datenmodell eingegangen, das dem Verfahren zugrunde liegt. Als Eingangsdaten werden Daten zum Ruder und zum Propeller verwendet, wobei auf die Datengrundlage des Ruders in Abschnitt 4.2 und die des Propellers in Abschnitt 4.3 eingegangen wird.

4.1. Methodenumgebung

Aus den in Abschnitt 1.2.1 beschriebenen Anforderungen, die sich aus der Einordnung der Methode in das Umfeld des frühen Entwurfs ergeben, geht hervor, dass die Berechnungsmethode für eine erfolgreiche Anwendung in eine Entwurfsumgebung eingegliedert werden soll. Die Eingliederung der Methode in eine bestehende Entwurfsumgebung bietet verschiedene Vorteile. Zum einen ist sichergestellt, dass in dem iterativen Prozess des Schiffsentwurfs stets eine konsistente Datenbasis vorliegt, die dem aktuellen Projektstand entspricht. Zum anderen werden die Modellierungszeiten gering gehalten und Fehlerquellen ausgeschlossen, wenn alle Methoden eine einheitliche und in sich konsistente Datenbasis nutzen und so zeitintensive und fehleranfällige Überführungen von Eingangs- und Ausgabedaten vermieden werden. Darüber hinaus bietet die Integration der Methode in eine bestehende Entwurfsumgebung den Vorteil, dass auf bereits vorhandene vor- und nachgelagerte Routinen zurückgegriffen werden kann. Im vorliegenden Fall betrifft dies vor allem Methoden für den Propellerentwurf oder zur Analyse des Manövrierverhaltens.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode stellt eine Weiterentwicklung des bestehenden Verfahrens zur Ruderkraftberechnung [90] innerhalb der offenen Entwurfsmethodenbank E4 [153, 154] dar. Die Entwurfsmethodenbank E4 ist ein Softwareprojekt, das verteilt von verschiedenen Partnern aus Industrie und Wissenschaft angewendet und entwickelt wird. Jeder Partner kann dabei je nach eigenem Geschäftsfeld auf Methoden für die eigene oder für die allgemeine Verwendung zurückgreifen, wodurch den verschiedenen Partnern ein unterschiedlicher Umfang an Methoden zur Verfügung steht. Damit dieses Konzept funktionsfähig ist und das

übergeordnete Ziel eines geschlossenen Entwurfsumfeldes erhalten bleibt, ist eine einheitliche und konsistente Datenbasis von zentraler Bedeutung.

Durch die Eingliederung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahrens in eine langjährig bestehende Entwurfsumgebung kann für Teilaspekte auf bereits existierende Methoden zurückgegriffen werden. Die vorhandenen Methoden sind dabei im Rahmen der wissenschaftlichen Entwicklung und der langjährigen industriellen Anwendung als ausreichend geprüft und validiert anzusehen. Aus diesem Grunde werden für Neu- und Weiterentwicklungen von Methoden der Entwurfsdatenbank, was auch diese Arbeit betrifft, lediglich die neuartigen Aspekte validiert.

Weiterhin ergibt sich aus der Einordnung der Arbeit in die frühe Entwurfsphase welche Themenfelder innerhalb der Entwurfsumgebung der Ruderkraftberechnung vorausgegangen sein müssen und welche dieser nachgelagert sind. Die vorgelagerten Themenfelder, die zur Verwendung der Methode durchlaufen sein müssen, umfassen die Erfassung der Eingangsdaten des Ruders und Propellers. Auf diese Aspekte wird in den folgenden Abschnitten eingegangen. Darüber hinaus ist im Vorfeld die Anfertigung einer Widerstands- und Propulsionsprognose notwendig, um den Betriebspunkt der Berechnungen bestimmen zu können. Der Ruderkraftberechnung direkt nachgelagert sind Methoden zur Analyse des Manövrierverhaltens [155] und zur Beurteilung der Fähigkeit des dynamischen Positionierens [156]. Diese Methoden benötigen die Längs- und Querkraft des Ruders sowie das Schaftmoment für verschiedene Ruderwinkel und Betriebspunkte als Eingangsdaten. Die Daten werden von der Ruderkraftmethode berechnet und in der Datenbasis abgelegt. Ein weiteres nachgelagertes Themenfeld ist der Propellerentwurf. Den Routinen des Propellerentwurfs kann das Strömungsfeld des Ruders in Form eines modifizierten nominellen Nachstromfeldes übergeben werden. Die Beeinflussung der Strömung am Ort des Propellers durch das Ruder kann dafür dem nominellen Nachstromfeld des Rumpfes überlagert werden.

4.2. Datenmodell des Ruders

Für die Geometriebeschreibung des Ruders wird zunächst die Kontur des Ruders durch zweidimensionale Koordinaten in der xz -Ebene definiert. Aus der Kontur ergeben sich direkt die Lage des Ruderschafts bezüglich des Ruderkörpers und die Verteilung der Sehnenlänge über der Höhe. Als weitere Geometrieinformation werden auf frei wählbaren Höhenschnitten Profile definiert, wobei mindestens ein Höhenschnitt an der Unter- und einer an der Oberkante zur vollständigen Beschreibung benötigt werden. Die Profile werden auf Basis gängiger Profildfamilien oder eigener Profile in Form von Koordinaten definiert. Beispielhaft ist in Abbildung 4.1 die Geometriebeschreibung eines Ruders dargestellt. In der Darstellung liegt die Sehne eines Profils auf der z -Koordinate des Höhenschnitts und die Profilkontur ist um 90° um die x -Achse

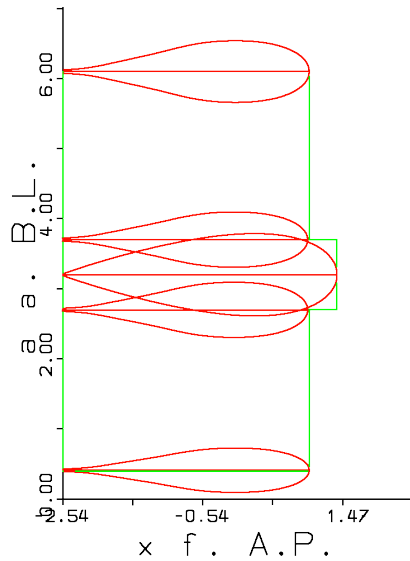


Abbildung 4.1.: Beispielhafte Rudergeometriebeschreibung in E4. Die definierenden Höhenschnitte sind in Rot und die Kontur in Grün eingezeichnet.

gedreht aufgetragen. Falls eine Propulsionsbirne vorhanden ist, muss auf Höhe der Birne deren Geometrie als Profil definiert werden.

Die dreidimensionale Geometrie des Ruders wird aus diesen Daten durch Interpolation erstellt. Dabei wird auf Grundlage der definierten Höhenschnitte die Profilbeschreibung auf der entsprechenden Höhe interpoliert. Aus der Profilbeschreibung wird dann wiederum aus deren Erzeugungsvorschrift eine zweidimensionale Geometrie des Profils erstellt. Auf diese Weise ist die Geometrie in Querrichtung für jeden Höhenschnitt definiert. Falls vorhanden, wird die Geometrie der Propulsionsbirne mit dem restlichen Ruderkörper verschnitten. Die Propulsionsbirne wird dabei als Rotationskörper durch ihr zweidimensionales Profil beschrieben. Dort, wo die Propulsionsbirne außerhalb des Ruderkörpers liegt, wird der Punkt auf dem Rotationskörper verwendet. Für Punkte, bei denen der Rotationskörper innerhalb des Ruderkörpers liegt, wird die Geometrie aus den Höhenschnitten verwendet.

Für das Paneelverfahren wird die Rudergeometrie als zweidimensionales strukturiertes Oberflächengitter diskretisiert. Auf diese Diskretisierung wurde bereits in Abschnitt 3.4 eingegangen und die Gittertopologie ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Zur Diskretisierung wird eine Unterteilung der Oberfläche in x - und z -Richtung vorgegeben. Die Unterteilung in vertikaler Richtung geschieht dabei mit abschnittsweise konstanten Gitterabstand, wobei die Schnitte auf konstanter Höhe liegen. Die Abstände des Gitters sind unterhalb, auf und über der Propulsionsbirne unabhängig wählbar und in den Bereichen jeweils konstant. In Längsrichtung wird auf der vorderen Hälfte des Profils eine Cosinus-Unterteilung verwendet und auf der hinteren Hälfte eine

Unterteilung mit konstanten Abständen. Auf diese Weise wird das Profil an der Vorderkante feiner aufgelöst. Um numerische Schwierigkeiten zu umgehen, wird die Hinterkante stets mit verschwindender Dicke diskretisiert.

Innerhalb des in der Methode genutzten Teilverfahrens der Traglinie für Mehrkomponenten-Propulsoren aus Abschnitt 3.2.3 wird das Ruder als tragende Linie diskretisiert. Hierbei werden die geometrischen Eigenschaften des Ruders entlang der Höhe im Viertelpunkt hinterlegt. Die hinterlegten Daten umfassen die Sehnenlänge, die Profildicke und -familie eines Höhenschnittes. Die Daten werden dabei ebenfalls direkt aus der eingangs beschriebenen Geometriedefinition des Ruders an den benötigten Stellen interpoliert.

Das Verfahren ist in der Lage mehrere auftriebsbehaftete Körper zu berücksichtigen, solange sich diese nicht gegenseitig oder deren Nachlaufflächen durchdringen. Die Beschreibung und Erzeugung der Oberflächengitter der anderen Körper erfolgt in der zuvor beschriebenen Weise.

4.3. Datenmodell des Propellers

Die Geometrie des Propellers wird in der Datenbasis auf Zylinderschnitten hinterlegt. Für jeden Zylinderschnitt werden die zweidimensionalen Profilkordinaten, die Steigung, der Hang, die Rücklage und die Lage der erzeugenden Linie gespeichert. Darüber hinaus besitzt jeder Propeller verschiedene Hauptdaten, wie beispielsweise den Durchmesser, die Flügelanzahl oder die Position bezüglich des hinteren Lotes.

Innerhalb der Traglinienmethode für Schraubenpropeller, die in Abschnitt 3.2.2 vorgestellt wurde, wird jeder Propellerflügel als Linie diskretisiert. Die Linie verläuft durch den Viertelpunkt der Profile auf den Zylinderschnitten. Für jeden Punkt auf der Linie werden die Parameter des jeweiligen Zylinderschnitts aus den hinterlegten Daten interpoliert, sodass alle für die Methode benötigten Eingangsdaten zur Laufzeit zur Verfügung stehen.

Jedem Propeller kann darüber hinaus ein Freifahrt diagramm zugeordnet werden. Dieses kann entweder mithilfe innerhalb der Entwurfsumgebung vorhandener Methoden berechnet oder direkt (beispielsweise aus Versuchsergebnissen) eingegeben werden. Die Daten der Propellerfreifahrt werden zusammen mit den Daten für den Widerstand und die Propulsion für die Berechnung des Propulsionspunktes verwendet.

5. Validierung

Zur Validierung des neuartigen Berechnungsverfahrens zur Ruderkraftberechnung werden verschiedene Modellversuche mit dem Berechnungsverfahren nachgerechnet und die Ergebnisse miteinander verglichen. Hierbei werden vier verschiedene Versuchsreihen verwendet, die jeweils einzelne Teilaspekte der entwickelten Methode und schließlich die vollumfängliche spätere Anwendung abdecken. Zur Überprüfung der Spitzenwirbelkorrektur und der Methodenfunktionalität ohne Propeller werden Versuche in homogener Zuströmung ausgewählt. Diese Versuche werden in dem Validierungsfall 1 (Abschnitt 5.1) und Validierungsfall 2 (Abschnitt 5.2) behandelt. Für die Validierung der Propeller-Ruder-Interaktion werden Versuche verwendet, bei denen Anordnungen eines Ruders hinter einem Propeller untersucht werden. Zu diesem Zweck wird der Validierungsfall 2 (Abschnitt 5.2) verwendet, in dem umfangreiche Versuche für einfache Rudergeometrien in einem Windkanal durchgeführt werden. Darüber hinaus werden Validierungsfall 3 (Abschnitt 5.3) und Validierungsfall 4 (Abschnitt 5.4) verwendet, in denen komplexere Rudergeometrien in Wassertanks untersucht werden. Der Vorteil von Modellversuchen in Wasser liegt darin, dass höhere Reynoldszahlen realisiert werden können, ohne Gefahr zu laufen, dass Effekte der Kompressibilität auftreten. Im Windkanal stellt die Machzahl $Ma \approx 0,3$ die obere Grenze dar, ab der die Strömung nicht mehr als inkompressibel betrachtet werden kann. Diese Bedingung führt im Wasser zu keinen Einschränkungen.

Sofern nicht anders angegeben, wird in diesem Abschnitt der dimensionslose Koeffizient einer auf das Ruder wirkenden Kraft F folgendermaßen gebildet:

$$c_F = \frac{F}{0,5\rho u_\infty^2 A_{\text{Rud}}}. \quad (5.1)$$

Für den dimensionslose Koeffizienten eines auf das Ruder wirkenden Momentes M gilt:

$$c_M = \frac{M}{0,5\rho u_\infty^2 A_{\text{Rud}} l}. \quad (5.2)$$

In den Gleichungen ist ρ die Dichte und A_{Rud} die projizierte Ruderfläche. Darüber hinaus geht in Gleichung (5.2) eine charakteristische Länge l ein, die von dem jeweiligen Moment abhängt. Welche Länge verwendet wird, wird an der entsprechenden Stelle angegeben. Die Geschwindigkeit u_∞ entspricht im Fall homogener Anströmung der ungestörten Außenströmung.

Für den Fall der Propeller-Ruder-Anordnung wird von Söding [9, S. 84] eine Näherung der Geschwindigkeit im Propellerstrahl vorgeschlagen:

$$u_\infty = v_A \sqrt{1 + c_{TH}}, \quad (5.3)$$

in der v_A die Anströmgeschwindigkeit des Propellers und c_{TH} der Schubbelastungsgrad des Propellers sind. Diese Geschwindigkeit stellt jedoch nur eine Näherung dar und geht davon aus, dass sich das Ruder annähernd vollständig im Propellerstrahl befindet. Weitere Ergänzungen der Abschätzung der Geschwindigkeit im Propellerstrahl umfassen eine Einschnürung des Strahls aus Kontinuitätsgründen und eine Aufweitung aufgrund einer turbulenten Durchmischung am Rand des Strahls [9, S. 84 ff.]. Im Rahmen der Validierung wird diese Näherung der Geschwindigkeit im Propellerstrahl jedoch nicht verwendet, um Kräfte und Momente dimensionslos zu machen, weshalb an dieser Stelle für die Korrekturen auf die Originalliteratur verwiesen wird.

Bei den Propeller-Ruder-Anordnungen der Validierungsfälle 3 und 4 werden die Kräfte und Momente auf anderem Wege dimensionslos gemacht. Hierbei werden Kräfte, analog zu der dimensionslosen Darstellung des Propellerschubes, dimensionslos gemacht:

$$k_F = \frac{F}{\rho n^2 D_P^4}, \quad (5.4)$$

wobei F die dimensionslos zu machende Kraft, ρ die Dichte, n die Propellerdrehzahl und D der Propellerdurchmesser sind. Gleichermaßen wird der Koeffizient für Momente gebildet:

$$k_M = \frac{M}{\rho n^2 D_P^5}. \quad (5.5)$$

Der Vorteil der Gleichungen (5.4) und (5.5) gegenüber der üblichen Form der Gleichungen (5.1) und (5.2) liegt in zwei Punkten. Zum einen ist die Geschwindigkeit im Propellerstrahl aus den Modellversuchen nicht bekannt und darüber hinaus auch innerhalb des Propellerstrahls nicht konstant. Da der Propellerstrahl jedoch einen Großteil der Ruderfläche umschließt, müsste die dort herrschende Geschwindigkeit für die Dimensionslosmachung verwendet werden. Zum anderen kann die Außenströmung bei niedrigen Fortschrittsgraden sehr gering werden bis zu dem Punkt der Pfahlzugbedingungen, wo sie Null wird. Für diesen Fall können die Gleichungen (5.1) und (5.2) nicht mehr verwendet werden. Aus diesen Gründen eignen sich die eingeführten Koeffizienten (5.4) und (5.5) besser für die Propeller-Ruder-Anordnung. Die Koeffizienten basieren ausschließlich auf Größen, die in den Versuchen direkt gemessen werden können und sie sind auch in Pfahlzugbedingungen auswertbar. Bei den auf diese Weise gebildeten Beiwerten muss jedoch beachtet werden, dass aufgrund der andersartigen Bildung der Koeffizienten bekannte Zusammenhänge (bspw. $d_{cL}/d_\alpha \approx 2\pi$) für diese Koeffizienten nicht gelten.

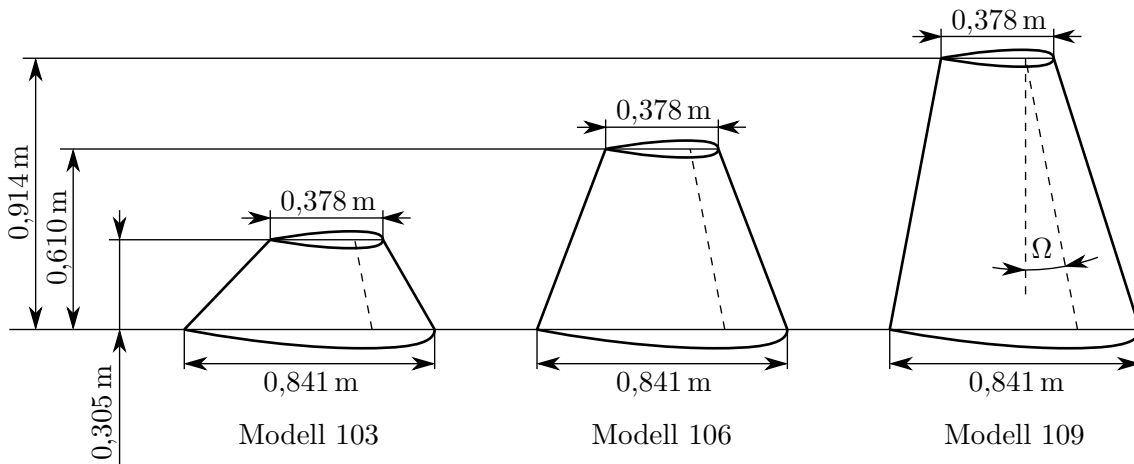


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der in dieser Arbeit zu Validierungszwecken verwendeten Modelle der Modellversuche von Whicker und Fehlner [35].

5.1. Fall 1

5.1.1. Vorstellung des Validierungsfalls

Der erste für Validierungszwecke genutzte Fall sind die Messreihen von Whicker und Fehlner [35]. In den Versuchsreihen werden Tragflügel in homogener Anströmung im Windkanal untersucht. Insgesamt werden 9 verschiedene Tragflügel mit Kombinationen aus drei verschiedenen Spannweiten und drei verschiedenen Pfeilungswinkeln untersucht. Die mittlere Sehnenlänge ist bei allen Modellen gleich. Die Messreihen zeigen erwartungsgemäß einen geringen Einfluss des Pfeilungswinkels auf die integralen Größen des Tragflügels. Aus diesem Grund wird im Rahmen der Validierung lediglich ein Pfeilungswinkel betrachtet, der am besten zu üblichen Ruderbauarten passt. Die geometrischen Parameter der hier untersuchten Tragflügel sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst und in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Die Versuche werden bei verschiedenen Reynoldszahlen durchgeführt, die in dem Bereich von $Re = 1 \cdot 10^6$ bis $3 \cdot 10^6$ liegen. Für die Validierung werden hier die Versuche mit der höchsten Reynoldszahl als Referenz gewählt, da diese am dichtesten an den an Schiffsrudern auftretenden Reynoldszahlen liegen.

Die Messreihen eignen sich aufgrund des geringen Seitenverhältnisses der Tragflügel für die Validierung der entwickelten Spitzenwirbelkorrektur aus Abschnitt 3.4.2. Da die Versuche lediglich in homogener Zuströmung durchgeführt wurden, kann die Propeller-Ruder-Interaktion nicht an diesen Versuchen validiert werden. Zu diesem Zwecke werden andere Validierungsfälle verwendet.

Tabelle 5.1.: Geometrische Parameter der hier nachgerechneten Tragflügel aus den Modellversuchen von Whicker und Fehlner [35].

Modell		103	106	109
Spannweite h	[m]	0,3048	0,6096	0,9144
Mittlere Sehnenlänge \bar{c}	[m]	0,6096	0,6096	0,6096
Ruderfläche A_{Rud}	[m ²]	0,1858	0,3716	0,5574
Geom. Seitenverhältnis Λ	[-]	0,5	1,0	1,5
Pfeilungswinkel Ω	[°]	11	11	11
Zuspitzung λ_{R}	[-]	0,45	0,45	0,45
Profilmfamilie		NACA 4	NACA 4	NACA 4
Rel. Dicke Wurzel $(t/c)_{\text{W}}$	[-]	0,1500	0,1500	0,1500
Rel. Dicke Spitze $(t/c)_{\text{S}}$	[-]	0,1500	0,1500	0,1500

5.1.2. Tragflügel in homogener Zuströmung

Zum Zwecke der Validierung werden hier die Kräfte und Momente von drei Rudern aus der Messreihe mit den Berechnungen verglichen. Die Einstellungen der Berechnungen sind im Anhang in Tabelle A.1 zusammengefasst. Die Nachlaufpaneele werden mit dem halben Anstellwinkel ausgerichtet. An der Wurzel wird mit einem kleinen Spalt eine Spiegelrandbedingung aufgebracht. Bei den Berechnungen wird die Kopplung zum Traglinienverfahren und zum Grenzschichtverfahren nicht genutzt. Aus diesem Grund wird für diesen Validierungsfall auch keine Aussage über das Ablöseverhalten mit der Berechnungsmethode getroffen, da die Tragflügel der Messreihe eine auf Ruder übertragene ungewöhnlich starke Zuspitzung besitzen. In Kombination mit den sehr kleinen Seitenverhältnissen, die wiederum zu einem sehr späten Strömungsabriss führen, hat dies zur Folge, dass die Strömung auf dem Ruder nicht mehr dominant in Sehnenrichtung verläuft. Diese Annahme liegt dem entwickelten Verfahren jedoch zugrunde, weshalb die Anwendung für diesen Fall eingeschränkt ist.

In den Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.4 werden die berechneten mit den im Modellversuch gemessenen Kräften und Momenten verglichen. Bei den berechneten Ergebnissen werden zwei Varianten dargestellt. Zum einen werden die Ergebnisse unter Verwendung der entwickelten Spitzenwirbelkorrektur (siehe Abschnitt 3.4.2) und zum anderen werden die Ergebnisse ohne diese Korrektur gegenübergestellt. Der Auftriebsbeiwert c_L und Widerstandsbeiwert c_D werden nach Gleichung (5.1) mit der quer wirkenden Kraft F_y beziehungsweise der längs wirkenden Kraft F_x gebildet. Das um die z -Achse durch den Punkt $x/c_{\text{W}} = 0,25$ wirkende Moment wird durch den Momentenbeiwert $c_{M,c/4}$ beschrieben. Der Referenzpunkt bezieht sich dabei auf den Viertelpunkt an der Wurzel des Tragflügels. Der Momentenbeiwert $c_{M,c/4}$ wird dabei nach Gleichung (5.2) gebildet. Als charakteristische Länge l wird für diesen Koeffizienten die mittlere Sehnenlänge \bar{c} verwendet. Der Momentenbeiwert $c_{M,s}$ beschreibt das um die Längsachse des

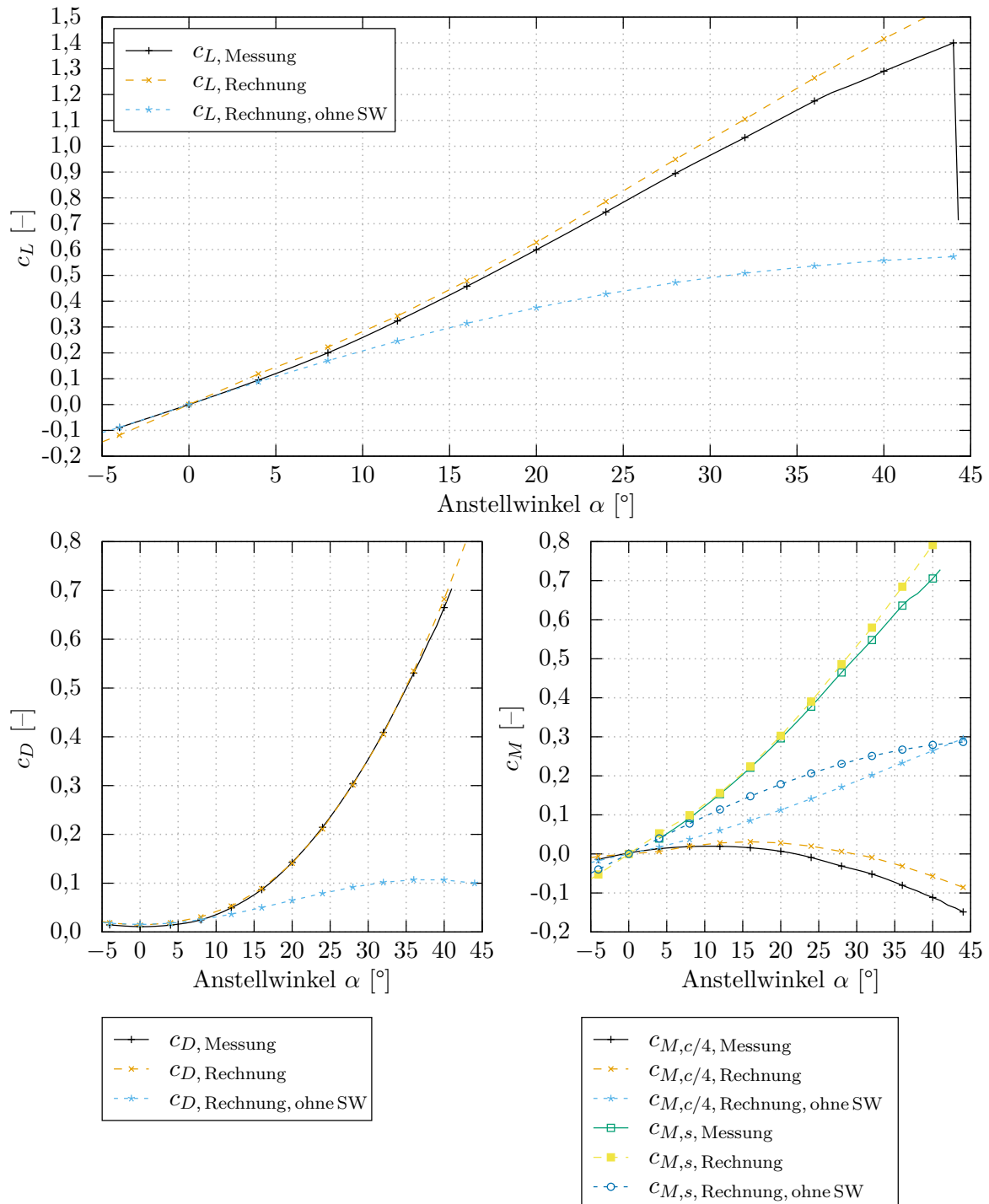


Abbildung 5.2.: Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen und Berechnungen mit und ohne Spitzenwirbelkorrektur für das Modell 103 von Whicker und Fehlner [35, S. 40] bei $Re = 2,28 \cdot 10^6$.

Tragflügels aus der Normalkraft

$$N = L \cos \alpha + D \sin \alpha \quad (5.6)$$

resultierende Moment. Für die Bildung des dimensionslosen Koeffizienten wird Gleichung (5.2) verwendet, wobei als charakteristische Länge l für diesen Koeffizienten die Spannweite h eingeht.

Für das Modell 103 sind die Berechnungen den Messungen in Abbildung 5.2 gegenübergestellt. Das Modell 103 besitzt ein sehr kleines geometrisches Seitenverhältnis von $\Lambda = 0,5$, was zu den Effekten eines niedrigen Auftriebsbeiwertgradienten bei einem gleichzeitig sehr späten Strömungsabriss führt. Bei dem Auftriebsbeiwert bildet die Berechnungsmethode die Messergebnisse bis $\alpha = 20^\circ$ sehr gut ab. Anschließend überschätzt die Berechnungsroutine den Auftriebsbeiwert in vertretbarem Rahmen. Im Bereich des Strömungsabrisses liegt die Abweichung schließlich bei circa 10 %. Trotz der Abweichungen bei großen Anstellwinkeln zeigt sich eine erhebliche Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit im Vergleich zu der Berechnung ohne Spitzenwirbelkorrektur, bei der ab einem Anstellwinkel von $\alpha > 12^\circ$ eine starke Unterschätzung des Auftriebsbeiwertes auftritt.

Für den Widerstandsbeiwert ergibt sich ein ähnliches Bild wie für den Auftriebsbeiwert. Für moderate Anstellwinkel ($\alpha < 20^\circ$) wird eine sehr gute Übereinstimmung mit der Berechnungsmethode erzielt. Bei sehr großen Anstellwinkeln überschätzt die Berechnungsmethode die Kräfte jedoch. Auch bei dem Widerstandsbeiwert führt die Spitzenwirbelkorrektur zu einer erheblichen Verbesserung der Ergebnisse.

Der Schaftmomentenbeiwert $c_{M,c/4}$ wird von der Berechnungsmethode mit Spitzenwirbelkorrektur gut wiedergegeben. Der Verlauf wird mit zufriedenstellender Genauigkeit vorhergesagt, auch wenn es bei sehr großen Anstellwinkeln zu einer Überschätzung des Momentes kommt. Die Charakteristik des Momentenbeiwertes um die Tragflügellängsachse $c_{M,s}$ wird ebenfalls gut durch das Berechnungsverfahren vorhergesagt. Auch hier zeigt sich bei großen Anstellwinkeln eine Überschätzung des Momentes. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass sowohl der Auftrieb als auch der Widerstand in diesem Anstellwinkelbereich überschätzt werden. Bei den Momentenbeiwerten erzielt die Spitzenwirbelkorrektur ebenfalls eine erhebliche Verbesserung der Ergebnisse.

Zusammenfassend kann die Vorhersagegenauigkeit der Berechnungsmethode mit Spitzenwirbelkorrektur für diesen Tragflügel somit als zufriedenstellend beurteilt werden. Vor allem vor dem Hintergrund, dass ein solch kleines Seitenverhältnis bei gleichzeitig so großen Anstellwinkeln für Ruder von seegehenden Schiffen, welche der eigentliche Einsatzzweck des Verfahrens sind, untypisch ist.

Für das Modell 106 ist die Gegenüberstellung der Messwerte zu den Berechnungsergebnissen in Abbildung 5.3 dargestellt. Aufgrund des höheren geometrischen Seitenverhältnisses von

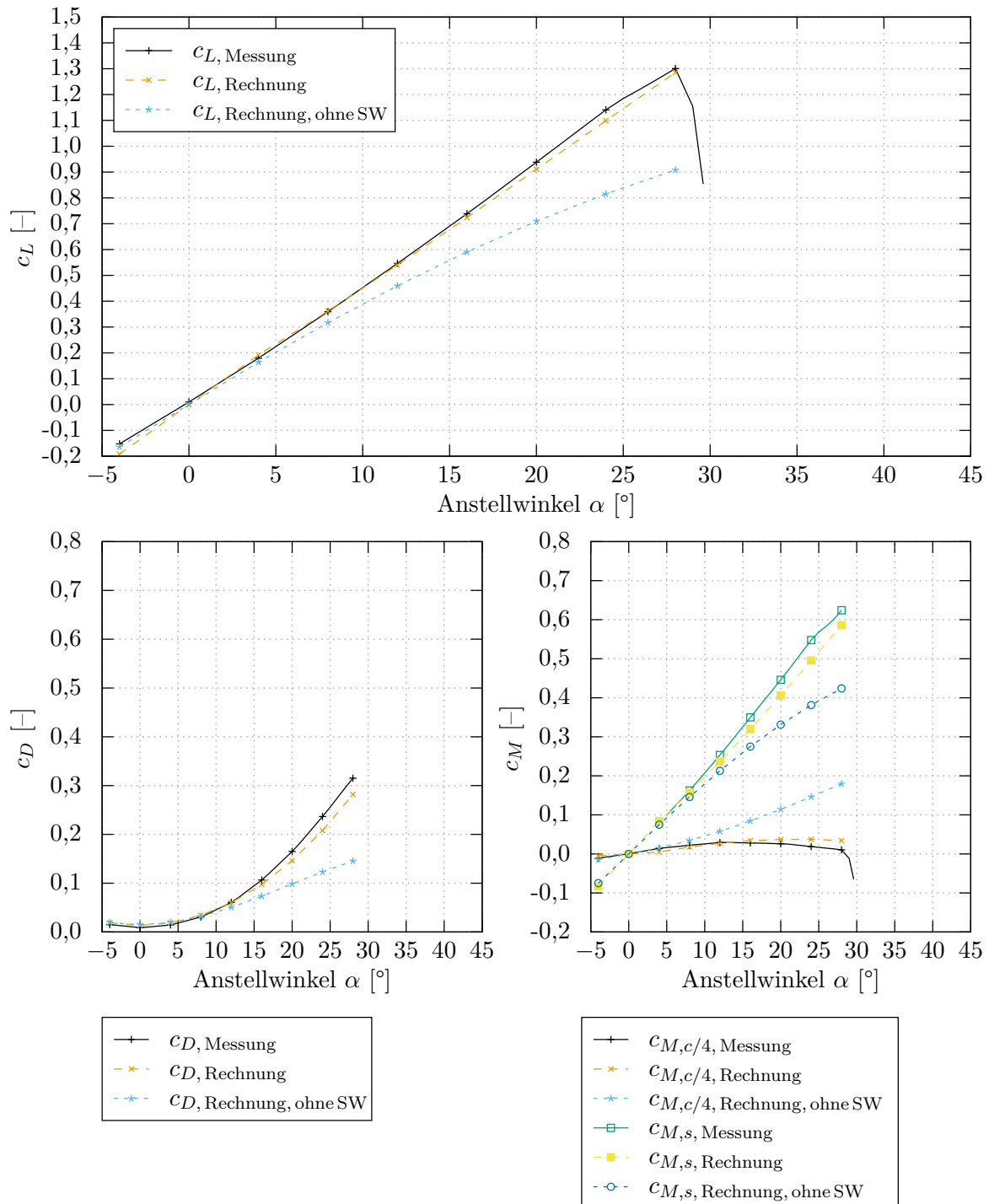


Abbildung 5.3.: Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen und Berechnungen mit und ohne Spitzenwirbelkorrektur für das Modell 106 von Whicker und Fehlner [35, S. 50] bei $Re = 2,72 \cdot 10^6$.

5. Validierung

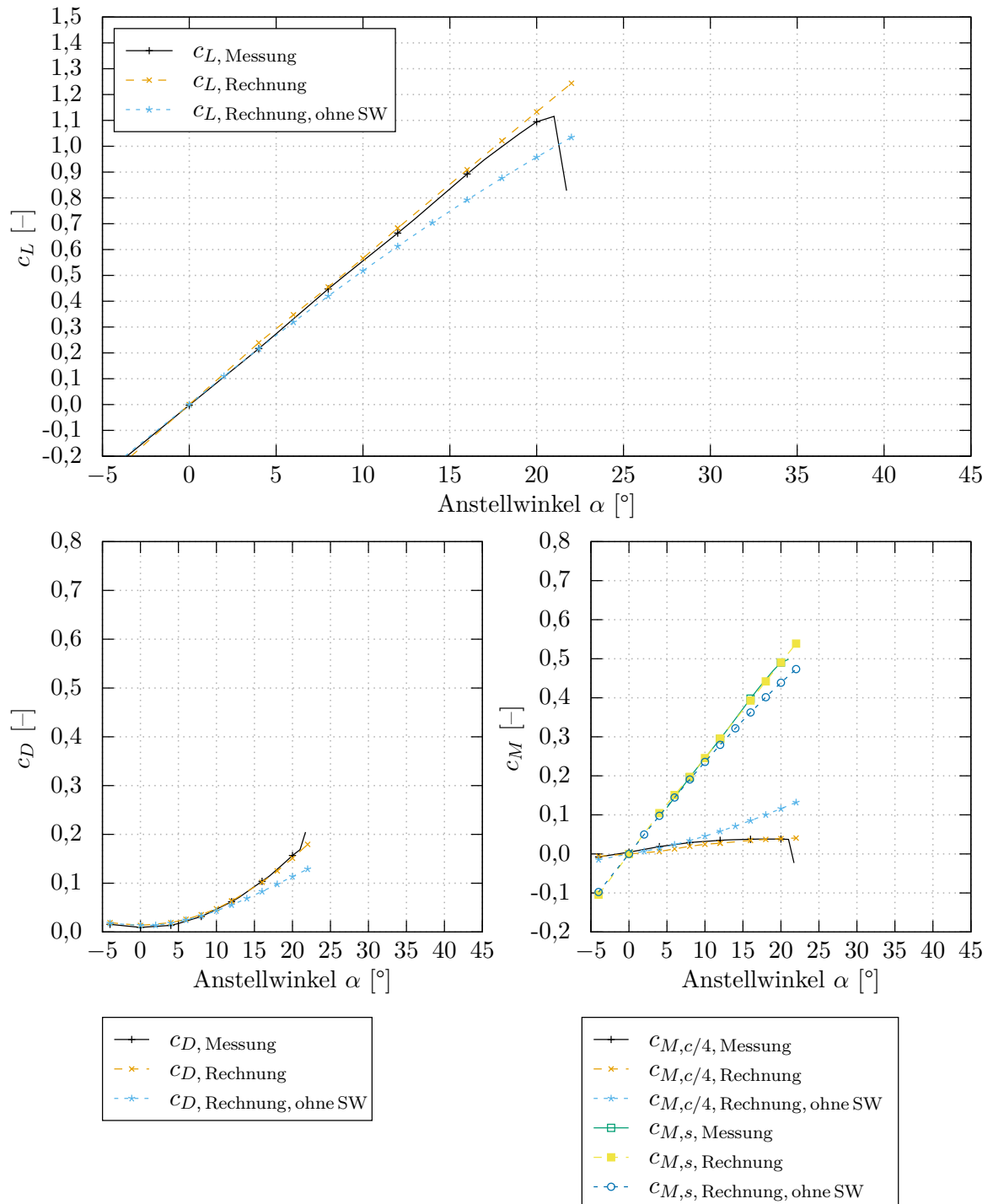


Abbildung 5.4.: Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen und Berechnungen mit und ohne Spitzenwirbelkorrektur für das Modell 109 von Whicker und Fehlner [35, S. 62] bei $Re = 2,26 \cdot 10^6$.

$\Lambda = 1$ tritt bei diesem Tragflügel der Strömungsabriss bei einem niedrigeren Anstellwinkel auf. Der Auftriebsbeiwertgradient ist indes höher als bei dem zuvor behandelten Tragflügel. Das Berechnungsverfahren mit Spitzenwirbelkorrektur erzielt bei allen dargestellten Beiwerten eine zufriedenstellende Vorhersagegenauigkeit. Dabei ist der abnehmende Effekt der Spitzenwirbelkorrektur hervorzuheben, da die Abweichungen zwischen der Berechnung mit und ohne Spitzenwirbelkorrektur dichter beieinander liegen als bei dem zuvor behandelten Modell. Dies entspricht den Erwartungen, da der Effekt des Spitzenwirbels ein Phänomen von Tragflügeln mit kleinem Seitenverhältnis ist.

Die Gegenüberstellung für das Modell mit dem größten untersuchten Seitenverhältnis von $\Lambda = 1,5$ ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die zuvor diskutierten Effekte führen sich bei diesem Modell fort. Der Strömungsabriss tritt hier bereits bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 20^\circ$ auf und der Auftriebsbeiwertgradient ist wiederum größer als bei den beiden zuvor behandelten Tragflügeln. Das Berechnungsverfahren mit Spitzenwirbelkorrektur gibt den Verlauf und die Größe aller dargestellten Kräfte und Momente mit einer sehr hohen Genauigkeit wieder. Die Berechnungen ohne Spitzenwirbelkorrektur weisen eine geringere, aber immer noch merkliche Abweichung von den Messungen auf.

Abschließend sind für diesen Validierungsfall in Abbildung 5.5 beispielhafte Verläufe der iterativen Bestimmung des Wertes der Spitzenwirbelkorrektur (vgl. Gleichungen (3.163)-(3.168)) dargestellt. Die Variablen k_1 und k_4 stehen für die Korrektur der Spitzenwirbel an der Unter- bzw. Oberkante des Tragflügels, wohingegen die Variablen k_2 und k_3 die Korrektur der von der Hinterkante abgehenden Wirbel auf der unteren bzw. oberen Hälfte angeben. Die eingeführte Überrelaxation (vgl. Gl. (3.168)) in der Iteration führt zu einer schnellen und robusten Konvergenz. Darüber hinaus ist in der Abbildung zu erkennen, dass die Spitzenwirbelkorrektur in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis stark unterschiedlich für die beiden Tragflügel ausfällt. Die Iteration der Spitzenwirbelkorrektur endet nach Erreichen eines Konvergenzkriteriums in beiden Fällen nach 6 Iterationsschritten.

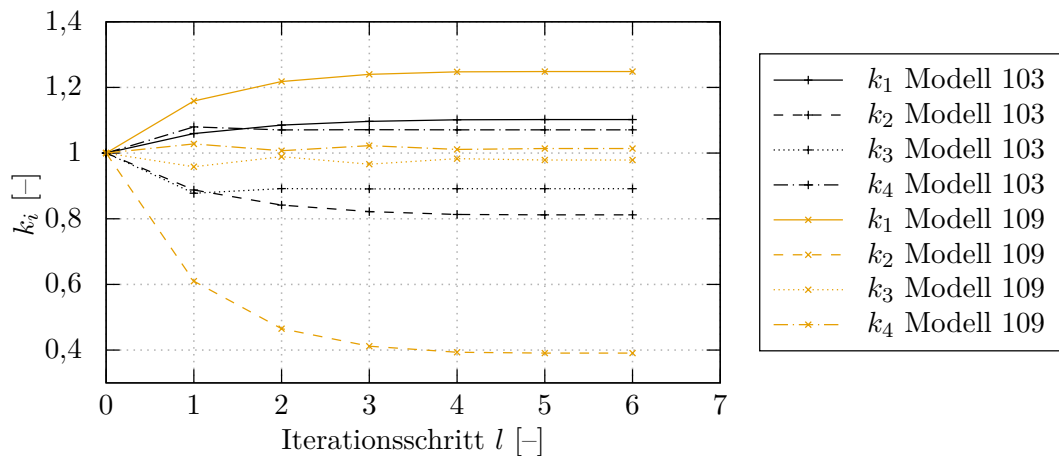


Abbildung 5.5.: Verlauf der Korrekturfaktoren für Spitzenwirbel über den Iterationsschritten für einen beispielhaften Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$ für die Modelle 103 und 109 der Modellversuche von Whicker und Fehlner [35].

5.2. Fall 2

5.2.1. Vorstellung des Validierungsfalls

Der zweite Validierungsfall sind die Messungen von Molland und Turnock [18, S. 125 ff.]. Im Rahmen der Messungen werden sieben verschiedene symmetrische Rudergeometrien im Windkanal untersucht. Im Zuge der Validierung wird hier jedoch nur auf die Modelle Ruder Nummer 2 und 3 eingegangen, deren geometrische Parameter in Tabelle 5.2 angegeben sind. Beide Rudergeometrien sind symmetrische Rechteckruder mit konstanter Dicke. Die Ruder unterscheiden sich lediglich durch die Spannweite und somit das Seitenverhältnis. Auf dem Ruder sind bei $x/c = 0,057$ zur Turbulenzerzeugung auf beiden Seiten des Ruders Sandstreifen angebracht. Die Messkampagne umfasst Messungen in homogener Anströmung und die Anordnung der Ruder hinter einem Propeller. Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abbildung 5.6 dargestellt. Der Unterschied im Versuchsaufbau zwischen den beiden hier untersuchten Rudermodellen wird in Abbildung 5.7 gegenübergestellt. Als Propeller wird ein modifizierter Wageningen B-Serien Propeller verwendet, dessen Kennwerte in Tabelle 5.3 zusammengefasst sind. Die Modifikationen umfassen die Vergrößerung der Nabe, eine Reduktion der Rücklage auf den inneren Schnitten und das Entfernen des Hangs auf allen Schnitten. Auf den Propellerflügeln sind zur Turbulenzerzeugung Sandstreifen von der Vorderkante bis $x/c = 0,05$ auf der Saugseite und $x/c = 0,1$ auf der Druckseite angebracht. Die Messkampagne umfasst darüber hinaus auch Versuche mit einem gekürzten Schiffmodell vor dem Propeller und Ruder. Diese Versuche werden jedoch im Folgenden in der Validierung nicht verwendet.

Tabelle 5.2.: Geometrische Parameter der verwendeten Ruder aus den Modellversuchen von Molland und Turnock [18, S. 125 ff.].

Modell		Ruder 2	Ruder 3
Spannweite h	[m]	1,000	1,200
Mittlere Sehnenlänge \bar{c}	[m]	0,667	0,667
Ruderfläche A_{Rud}	[m ²]	0,667	0,800
Geom. Seitenverhältnis Λ	[-]	1,500	1,800
Pfeilungswinkel Ω	[°]	0	0
Zuspitzung λ_{R}	[°]	0	0
Profilmfamilie		NACA 4	NACA 4
Rel. Dicke Wurzel $(t/c)_{\text{W}}$	[-]	0,200	0,200
Rel. Dicke Spitze $(t/c)_{\text{S}}$	[-]	0,200	0,200

Tabelle 5.3.: Hauptdaten des Propellers aus den Modellversuchen von Molland und Turnock [18, S. 125 ff.]. Weitere Details inklusive der genauen Geometriebeschreibung sind in [97] veröffentlicht.

Flügelanzahl Z	4
Propellerdurchmesser D_{P}	0,80 m
Nabendurchmesser D_{H}	0,20 m
Flächenverhältnis A_{E}/A_0	0,40
Mittlere Steigung P/D_{P}	0,95
Hang R_{k}	0,00 °
Rücklage Θ_{S}	6,75 °
Rel. Position $x_{\text{P}}/D_{\text{P}}$	0,64

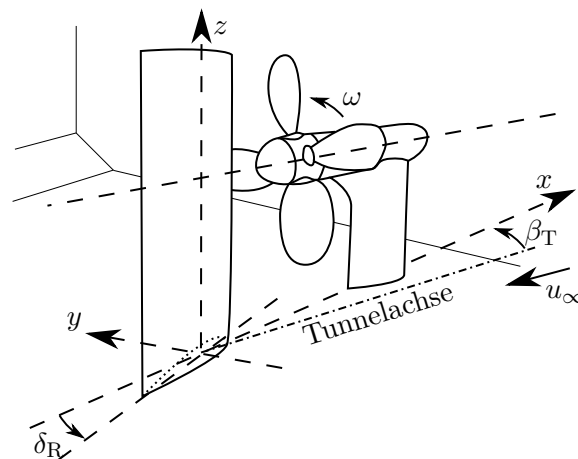


Abbildung 5.6.: Schematische dreidimensionale Darstellung der Versuchsanordnung der Versuche von Molland und Turnock [18, S. 125 ff.] in eigener Darstellung nach [18, S. 130].

Die Ergebnisse für den Fall homogener Anströmung sind in den Berichten [99] und [103] veröffentlicht. In den Versuchen werden Reynoldszahlen von $Re = 0,4 \cdot 10^6$ bis $1,28 \cdot 10^6$ realisiert, wobei der Fokus auf dem Bereich $Re = 0,4 \cdot 10^6$ bis $0,8 \cdot 10^6$ liegt. Diese verhältnismäßig geringen Reynoldszahlen werden gewählt, da diese der gleichen Außenströmung wie in den Versuchen mit Propeller entsprechen. Bei den eigentlichen Versuchen mit Propeller kommen zu der Windkanalströmung noch die induzierten Geschwindigkeiten des Propellers hinzu, was dann zu höheren Geschwindigkeiten auf dem Ruder führt. Neben den Kräften und Momenten am Ruder wird der Druck an der Oberfläche gemessen. Auf diese Weise kann der Druck entlang der Sehne für verschiedene Höhenschnitte angegeben werden [99, S. 105 ff.] und durch Integration entlang der Sehne kann auch die Kraftverteilung über der Spannweite aufgetragen werden [99, S. 80 ff.]. Die Versuche in homogener Zuströmung zeigen eine geringe Schrägausrichtung der Testapparatur [103, S. 12], die zu einem Versatz von $\beta_T = 0,4^\circ$ zwischen der Tunnellängsachse und der Längsachse der Propeller-Ruder-Anordnung bestimmt wird (siehe auch Abb. 5.6).

Die Versuche mit Propeller und Ruder werden bei einer Windkanalgeschwindigkeit von $u_\infty = 10 \text{ m s}^{-1}$ durchgeführt. Durch Variation der Drehzahl werden die drei Fortschrittsgrade $J = 0,35$, $0,51$ und $0,94$ untersucht [99]. In weiteren Messungen wird der Bereich der Fortschrittsgrade auf Pfahlzugbedingungen erweitert [101, 103, 106]. Bei dem Fortschrittsgrad $J = 0,35$ liegt im Propellerstrahl auf dem Ruder eine Reynoldszahl von ungefähr $Re \approx 1,53 \cdot 10^6$ vor, sodass davon ausgegangen werden kann, dass die Messungen auf die Verhältnisse am Schiff übertragbar sind. In den Versuchen werden darüber hinaus drei verschiedene Abstände zwischen Ruder und Propeller im Bereich von $x/D_P = 0,3$ bis $0,53$ untersucht. Die Ruderkräfte und -momente werden umfassend veröffentlicht und es stehen wie im Fall der homogenen Zuströmung Druckmessungen zur Verfügung. Bei den Messdaten des Propellers wird lediglich der Schub in der Propeller-Ruder-Anordnung umfänglich veröffentlicht. Der Einfluss des Ruders auf das Propellermoment wird hingegen nicht vollumfänglich mitgeteilt.

5.2.2. Ruder in homogener Zuströmung

Zunächst wird aus der Messreihe auf die Versuche der Ruder Nummer 2 und 3 in homogener Anströmung eingegangen [99, 103]. Die Einstellungen für die dazugehörigen Berechnungen sind im Anhang in Tabelle A.2 angegeben. Aufgrund der einfachen Strömungsverhältnisse wird für die Nachlaufausrichtung der halbe Anstellwinkel verwendet. Da es sich um einen Fall mit homogener Zuströmung handelt, wird die Kopplung zum Traglinienverfahren nicht verwendet. Im Modellversuch befindet sich das Ruder direkt über dem Boden des Windkanals. Diese Anordnung wird in der Berechnung über die Aufbringung einer Spiegelrandbedingung mit einem

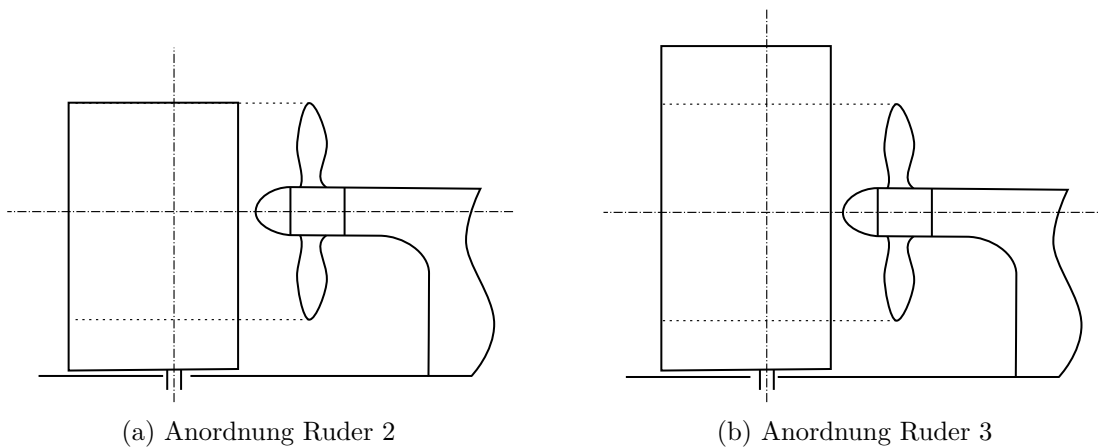


Abbildung 5.7.: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung für die beiden hier untersuchten Rudermodelle der Versuche von Molland und Turnock [18, S. 125 ff.] in eigener Darstellung nach [99, S. 59].

Spalt an der Oberkante¹ des Ruders berücksichtigt. Die Geometrie in diesem Versuch entspricht der eines typischen Ruders für seegehende Schiffe. Deshalb wird die für die Verwendung der Grenzschichtkopplung notwendige Voraussetzung einer in Sehnenrichtung dominanten Strömung in diesem Fall erfüllt. Somit kann die Grenzschichtkopplung hier, im Gegensatz zum vorherigen Validierungsfall, genutzt werden. Zur Erstellung der zweidimensionalen Schnitte für die Grenzschichtrechnung wird der Ansatz der Trajektorien verwendet (siehe Abschnitt 3.5.2.2). Mit der Kopplung zum Grenzschichtverfahren kann eine Abschätzung des Ablöseverhaltens getroffen werden. Darüber hinaus wird der viskose Widerstand über die Grenzschichtmethode und die Aufbringung der Transpirationsgeschwindigkeit bestimmt.

Die in diesem Abschnitt dargestellten Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte c_L und c_D werden, wie in Gleichung (5.1) beschrieben, berechnet. Der Momentenbeiwert des Schaftmomentes $c_{M,c/4}$ beschreibt das Moment um die z -Achse im Punkt $x/\bar{c} = 0,25$. Die Umrechnung in den dimensionslosen Koeffizienten geschieht mittels Gleichung (5.2), wobei die mittlere Sehnenlänge \bar{c} als charakteristische Länge l in der Gleichung verwendet wird. Das Moment um die Längsachse des Ruders wird mit Gleichung (5.2) in den dimensionslosen Koeffizienten $c_{M,s}$ überführt, wobei die Spannweite h als charakteristische Länge l verwendet wird. Für die Beiwerte der Kräfte und Momente wird in den Gleichungen (5.1) und (5.2) als Geschwindigkeit u_∞ die ungestörte Außengeschwindigkeit verwendet.

¹Als Oberkante oder Wurzel ist hier die Seite des Ruders gemeint, die an der Tunnelwand ist. Diese Benennung entspricht zwar nicht der Versuchsanordnung, ist aber konsistent zu den Verhältnissen des Ruders am Rumpf eines Schiffes.

5.2.2.1. Ruder Nummer 2

Als Erstes wird auf das Ruder Nummer 2 eingegangen (siehe auch Tabelle 5.2). Als Referenz werden die Messergebnisse aus den Berichten [99, S. 37] und [103, S. 25] verwendet. Damit eine ausreichend große Reynoldszahl vorliegt, werden die Versuche mit einer Zuströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 25 \text{ m s}^{-1}$ und $u_\infty = 20 \text{ m s}^{-1}$ für die Validierung verwendet, die einer Reynoldszahl auf dem Ruder von $Re = 1 \cdot 10^6$ beziehungsweise $Re = 0,8 \cdot 10^6$ entsprechen. Die Berechnung wird für eine Zuströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 20 \text{ m s}^{-1}$ durchgeführt.

In Abbildung 5.8 werden die Messergebnisse den Ergebnissen der Berechnung mit dem hier entwickelten Hybridverfahren gegenübergestellt. Der Auftriebsbeiwert c_L wird dabei von dem Berechnungsverfahren mit zufriedenstellender Genauigkeit vorhergesagt, auch wenn es zu einer geringfügigen Überschätzung des Auftriebsbeiwertes kommt. Auch andere Autoren stellten beim Nachrechnen dieses Falls zu große Auftriebsbeiwerte fest [66, 79]. Die Auftriebsbeiwertgradienten der beiden Messungen sind dem hier bestimmten und dem von anderen Autoren berechneten Gradienten in Tabelle 5.4 gegenübergestellt. Turnock [79, S. 256], der auch Co-Autor der Messungen ist, bestimmt in der Validierung seines Paneelverfahrens einen Auftriebsbeiwertgradienten in ähnlicher Größenordnung wie in den hier getätigten Berechnungen. Als Grund für die Abweichung wird unter anderem angeführt, dass der Windkanal eine Grenzschicht besitzt, die nicht modelliert wird [79, S. 252]. Da das Geschwindigkeitsprofil des Windkanals nicht bekannt ist, kann dies in den Validierungen hier auch nicht genutzt werden und führt dementsprechend zu Abweichungen. Die RANS-Rechnungen von Simonsen [66] zeigen ebenfalls einen Auftriebsbeiwertgradienten in ähnlicher Größenordnung. Dort wird über den Grund der Abweichungen gemutmaßt, dass Korrekturen für den geschlossenen Windkanal aufgebracht werden müssten, da die veröffentlichten Messwerte unkorrigiert sind. Die Versuchsanordnung mit dem Ruder an der Wand erfordern aufgrund des Grenzschichtprofils des Windkanals und aufgrund von Wirbelstrukturen Korrekturen, um diese Effekte auszugleichen (siehe dazu beispielsweise [157]). Da diese Korrekturen jedoch empirischer oder semi-empirischer Art sind, werden sie an dieser Stelle nicht weiter vertieft, da sich durch diese die Schlussfolgerungen nicht maßgeblich ändern. Lediglich die RANS-Berechnungen von Villa u. a. [73] erzielen eine sehr hohe Übereinstimmung mit den gemessenen Auftriebsbeiwertgradienten. Diese Berechnungen berücksichtigen die Grenzschicht an der Tunnelwand. Darüber hinaus ist die aufgewendete Rechenleistung um ein Vielfaches höher als die der hier vorgestellten Methode und es wurde eine Vielzahl von Gittern und Parametern untersucht.

Bei dem Widerstandsbeiwert c_D treten lediglich geringe Abweichungen zwischen Berechnung und Messung auf. Die Berechnungsmethode bestimmt die Größe und den Verlauf des Widerstandsbeiwertes ausreichend genau. Mit Einsetzen der Ablösung ab einem Winkel von $\delta_R \geq 20^\circ$ unterschätzt die Berechnung jedoch den Widerstand. Dies ist so auch zu erwarten, da das

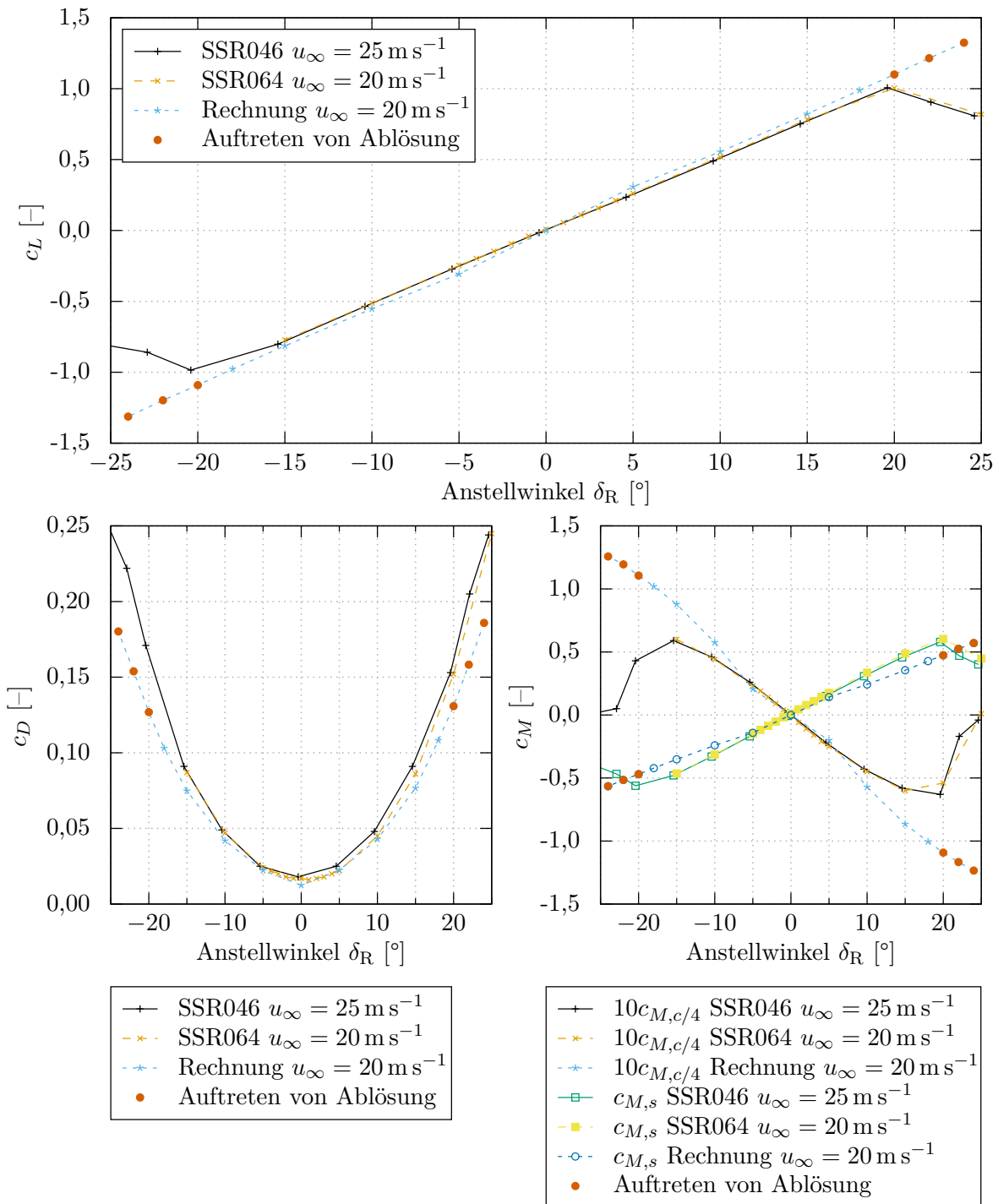


Abbildung 5.8.: Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für Ruder Nummer 2 in homogener Zuströmung.

Tabelle 5.4.: Gegenüberstellung der Abweichungen im Auftriebsbeiwertgradienten aus Messungen und Rechnungen für Ruder Nummer 2 in homogener Zuströmung.

Messung	$dc_L/d\delta$ [rad ⁻¹]
SSR046 Molland und Turnock [99]	2,899
SSR064 Molland und Turnock [103]	2,916
Rechnung	$dc_L/d\delta$ [rad ⁻¹]
Hybridverfahren	3,172
Turnock [79]	3,441
Simonsen [66]	3,439
Villa u. a. [73]	2,940

Verfahren nicht für die Berechnung von abgelösten Strömungen ausgelegt ist.

Bei den Momentenbeiwerten wird ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen Berechnung und Messung erzielt. Das Ruderschaftmoment $c_{M,c/4}$ wird leicht überschätzt, während das Moment um die Profillängsachse $c_{M,s}$ leicht unterschätzt wird. Bis zu einem Ruderwinkel von $\|\delta_R\| \geq 10^\circ$ ist die Berechnungsgenauigkeit sehr gut. Anschließend ist die Übereinstimmung ausreichend und ab dem Einsetzen der Ablösung ab einem Winkel von $\delta_R \geq 20^\circ$ treten wieder erwartungsgemäß große Abweichungen auf.

In Abbildung 5.8 sind ebenfalls die Berechnungspunkte gekennzeichnet, für die innerhalb der Berechnungsmethode eine Ablösung auf einzelnen Trajektorien festgestellt wird. Die Ablösung beginnt erwartungsgemäß an der Wurzel des Ruders, also im Versuch an der Tunnelwand. Ab einem Ruderwinkel von $|\delta_R| \geq 20^\circ$ wird eine turbulente Ablösung vorhergesagt. Der Winkel, ab dem die Strömung ablöst, stimmt sehr gut mit den Messungen überein. Aufgrund der relativ groben Messauflösung lässt sich dieser Punkt nicht exakt bestimmen. Für negative Ruderwinkel ist vom Verlauf der Kurven davon auszugehen, dass bei dem Ruderwinkel von $\delta_R = -20,4^\circ$ die Ablösung bereits einsetzt und sie bei dem vorherigen Messpunkt bei $\delta_R = -15,4^\circ$ noch anliegt. Bei den positiven Ruderwinkeln liegt die Strömung dem Kurvenverlauf nach zu urteilen bei $\delta_R = 19,6^\circ$ beziehungsweise 20° noch an. Bei dem Messpunkt bei $\delta_R = 22,1^\circ$ ist die Strömung abgelöst. Die Berechnungsmethode ist somit in der Lage den Winkel der Ablösung mit sehr guter Genauigkeit vorherzusagen.

Anschließend wird für diesen Berechnungsfall der Normalkraftverlauf entlang der Spannweite des Ruders zwischen Berechnung und Messung in Abbildung 5.9 verglichen. Die Messpunkte, an denen der Druck aufgenommen wird, sind mit Punkten markiert. Der Verlauf zwischen den Punkten wird durch einen Spline angenommen [99, S. 23 f.]. Der Rückgang auf null an der Spitze wird in der Messung nicht erfasst, sondern ist als theoretischer Wert eingefügt. Ebenso wird der Wert an der Wurzel nicht gemessen, sondern dem Wert des nächsten

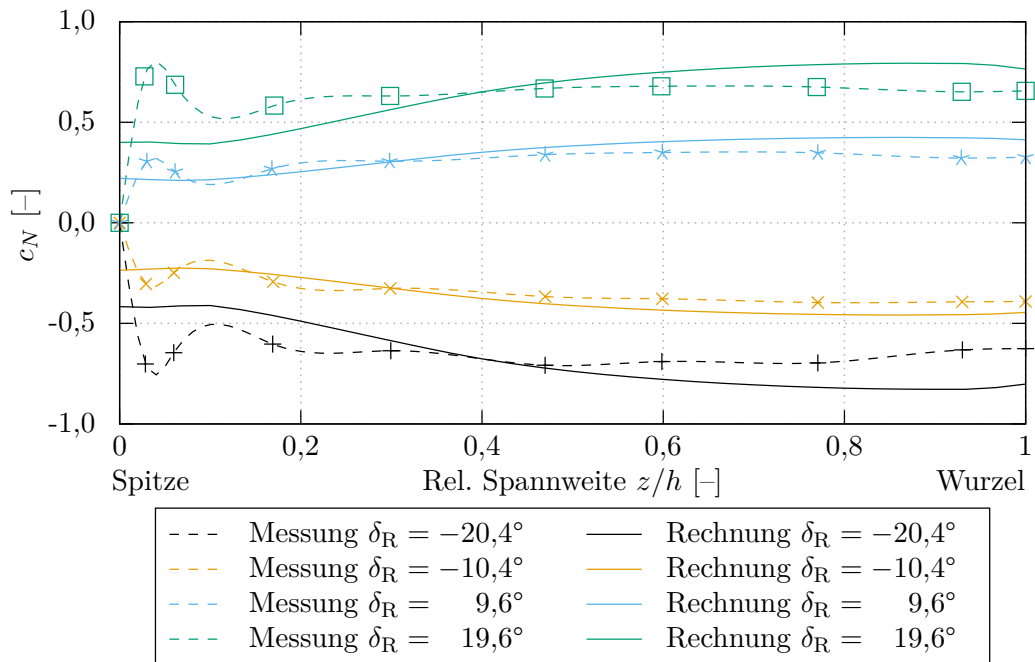


Abbildung 5.9.: Vergleich des Normalkraftverlaufs über der Spannweite zwischen Messungen [99, S. 80] und Berechnungen für Ruder Nummer 2.

Messpunktes gleichgesetzt. Die Messungen zeigen, dass auf dem äußersten Schnitt der Messung bei $z/s = 0,03$ noch eine nennenswerte Normalkraft erzeugt wird. Dabei zeigen die äußeren beiden Messpunkte den Effekt des Spitzenwirbels, der zu einem Anstieg in der Normalkraft führt und die Auftriebsverteilung von der elliptischen Form abweichen lässt. Die Form und Größe der Normalkraftverteilung zeigen für die Ruderwinkel von $\delta_R = -10,4^\circ$ und $9,6^\circ$ eine gute Übereinstimmung mit den Messpunkten. An der Wurzel wird die Normalkraft in der Berechnung leicht überschätzt. Dies wurde bereits in den Kraftverläufen in Abbildung 5.8 vorgestellt. Für die Anstellwinkel nahe dem Ablösepunkt bei $\delta_R = -20,4^\circ$ und $19,6^\circ$ werden die Verläufe der Normalkraft noch ausreichend wiedergegeben. An der Wurzel wird die Normalkraft in der Berechnung nun jedoch stärker überschätzt. Darüber hinaus wird der Effekt des Spitzenwirbels nicht in voller Größe wiedergegeben, sodass es in den Berechnungen zu einem Auslaufen der Normalkraft zur Spitze kommt und nicht wie in den Messungen zu einem erneuten Anstieg. Dadurch, dass der Schwerpunkt der Normalkraft in der Berechnung dichter an der Wurzel liegt als in der Messung, lässt sich das zu gering berechnete Moment um die Profillängsachse $c_{M,s}$ erklären (siehe Abb. 5.8). Die Überschätzung der Normalkraft an der Wurzel unterstützt die bereits angesprochene Vermutung einer im Windkanal vorhandenen Grenzschicht in Wandnähe, die dort zu geringeren Geschwindigkeiten und somit Kräften führt. Darüber hinaus kann der Abfall der Normalkraft bei $\delta_R = -20,4^\circ$ an der Wurzel in der Messung auf eine eintretende

Strömungsablösung zurückgeführt werden, die sich ebenfalls in den gemessenen Kraftverläufen in Abbildung 5.8 abzeichnet.

5.2.2.2. Ruder Nummer 3

Als weiteres Modell wird das Ruder Nummer 3 in homogener Zuströmung untersucht. Dieses besitzt ein größeres Seitenverhältnis als das zuvor behandelte Ruder. Für dieses Modell stehen Messwerte aus einem Bericht zur Verfügung [99, S. 38 f.]. Als Referenz wird hier der Versuch mit der Reynoldszahl von $Re = 1 \cdot 10^6$ verwendet.

In Abbildung 5.10 werden die Ergebnisse der Berechnung den Messwerten gegenübergestellt. Der Auftriebsbeiwert c_L wird durch das Berechnungsverfahren mit guter Genauigkeit vorhergesagt. Wie im vorherigen Fall überschätzt das Berechnungsverfahren den Auftriebsbeiwert geringfügig. Die Gründe hierfür wurden bereits im vorherigen Unterabschnitt für das Ruder Nummer 2 diskutiert und lassen sich direkt auf dieses Modell übertragen.

Der Widerstandsbeiwert c_D wird im Bereich anliegender Strömung ($|\delta_R| \leq 10^\circ$) ebenfalls sehr gut vorhergesagt. Mit Einsetzen der Ablösung ($|\delta_R| \geq 15^\circ$) unterschätzt die Berechnungsmethode erwartungsgemäß den Widerstandsbeiwert. Bei den Beiwerten der Momente zeigt sich ein vergleichbares Bild zu dem des vorherigen Modells: Das Ruderschaftmoment $c_{M,c/4}$ wird leicht überschätzt, während das Moment um die Profillängsachse $c_{M,s}$ leicht unterschätzt wird. Die Genauigkeit, mit der die Momentenbeiwerte berechnet werden, kann jedoch als ausreichend eingestuft werden. Mit einsetzender Ablösung wird das Ruderschaftmoment $c_{M,c/4}$ stark überschätzt.

Der Ruderwinkel, ab dem die Strömung ablöst, lässt sich mit dem hybriden Berechnungsverfahren mit guter Genauigkeit berechnen. In den Messungen liegt die Strömung bei einem Ruderwinkel von $|\delta_R| = 15^\circ$ noch an und löst bei dem nächsten Messpunkt bei $|\delta_R| = 20^\circ$ ab. Das Berechnungsverfahren verordnet den Winkel der Ablösung etwas früher zwischen $|\delta_R| = 12,5^\circ$ und $|\delta_R| = 15^\circ$. Dies stellt eine ausreichend genaue Vorhersagegenauigkeit des Winkels der Ablösung dar.

5.2.3. Propeller-Ruder-Anordnung

Nach der Betrachtung homogen angeströmter Ruder wird nun auf die Versuchsreihen des Ruders hinter dem Propeller eingegangen. Hierbei werden die Messungen von Molland und Turnock [99, 103] den Berechnungen mit dem Hybridverfahren gegenübergestellt. Die verwendeten Einstellungen der Berechnungen sind im Anhang in Tabelle A.3 angegeben. Die Interaktion zwischen Propeller und Ruder wird über das Traglinienverfahren aus Abschnitt 3.5 berücksichtigt. Die Ausrichtung der Nachlaufpaneele des Ruders wird mit dem Verfahren aus Abschnitt 3.5.1 vorgenommen. Zur Erstellung der zweidimensionalen Schnitte für die Grenzschichtrechnung

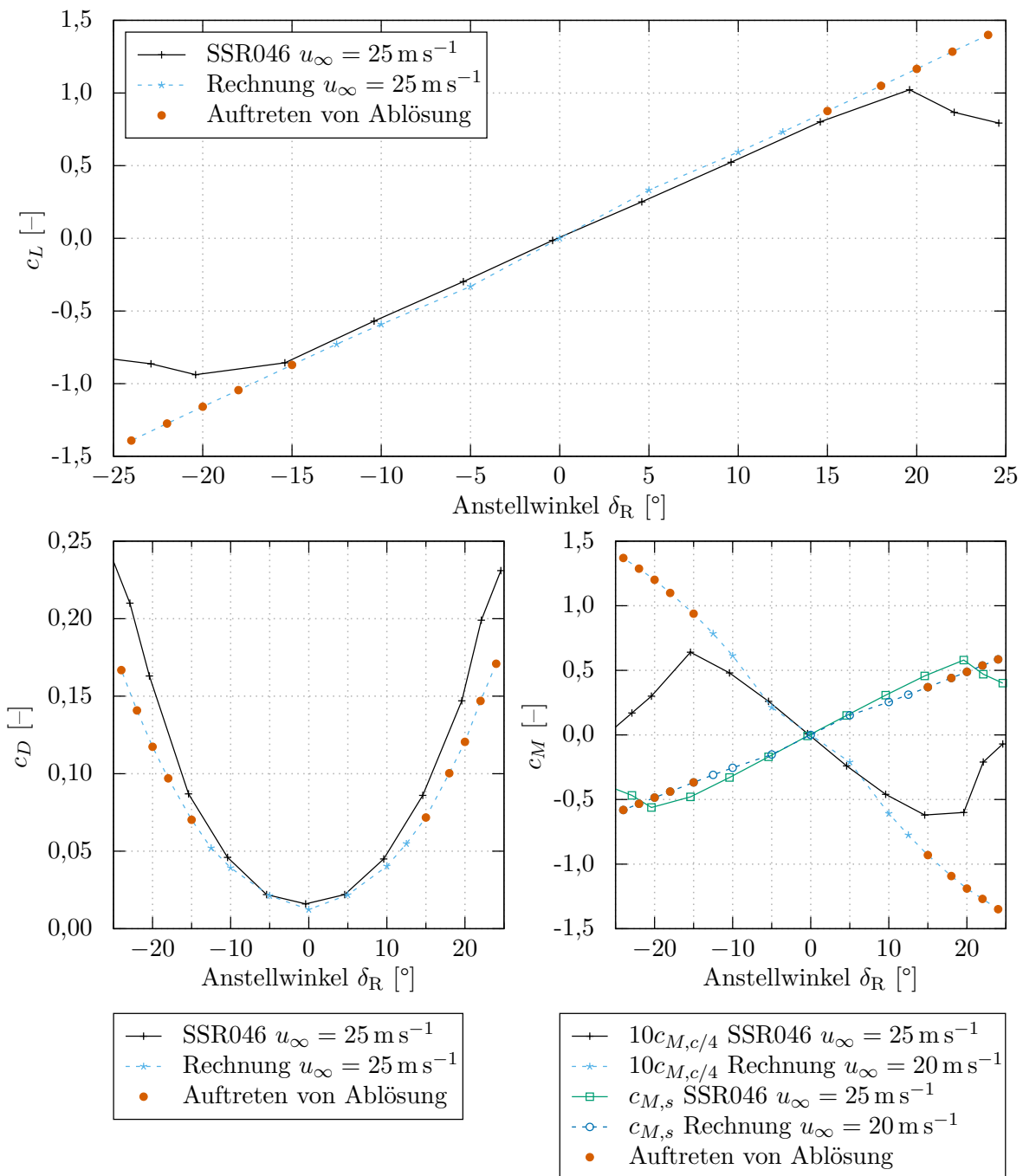


Abbildung 5.10.: Vergleich der Kräfte und Momente zwischen Messungen [99] und Berechnungen für das Ruder Nummer 3 in homogener Zuströmung.

wird der Ansatz der Trajektorien verwendet (siehe Abschnitt 3.5.2.2). Sowohl zwischen der Grenzschichtrechnung und dem Paneelverfahren als auch zwischen dem Traglinienverfahren und dem Paneelverfahren findet eine innere und äußere Iteration statt (vgl. Abbildung 3.12). Wie zuvor schon im Fall der homogenen Zuströmung wird die Tunnelwand durch Aufbringung einer Spiegelrandbedingung an der Oberkante berücksichtigt.

Im Rahmen der Validierung wird an dieser Stelle lediglich auf die Versuchsanordnung mit einem Abstand zwischen Ruderschaft und Propellerebene von $x_P/D_P = 0,64$ eingegangen². Die Validierung beschränkt sich hier auf den Fall des mittig im Propellerstrahl angeordneten Ruders, welcher auch der am häufigsten verbauten Variante entspricht. Als Betriebspunkte des Propellers werden die Fortschrittsgrade $J = 0,35, 0,51$ und $0,94$ betrachtet.

5.2.3.1. Rudercharakteristik

Zunächst wird auf die am Ruder wirkenden Kräfte und Momente eingegangen. Die Kräfte und Momente werden, wie im vorigen Abschnitt, nach Gleichung (5.1) und (5.2) dimensionslos gemacht, wobei als Geschwindigkeit die der ungestörten Außenströmung verwendet wird. Bei den Momentenbeiwerten wird als charakteristische Länge l für das Schaftmoment $c_{M,z}$ die Sehnenlänge c und für den Momentenbeiwert um die Ruderlängsachse $c_{M,s}$ die Spannweite h verwendet.

Ruder Nummer 2 Für das Ruder Nummer 2 stehen zwei verschiedene Messreihen für die Validierung zur Verfügung: zum einen die Messreihe des Berichts SSR046 [99] und zum anderen die Messreihe des Berichts SSR064 [99].

In Abbildung 5.11 werden die Ruderkräfte und Momente für den Fortschrittsgrad $J = 0,35$ zwischen den Messungen und der Berechnung verglichen. Der Auftriebsbeiwert c_L wird mit sehr guter Genauigkeit vorhergesagt. Bei dem Ruderwinkel $\delta_R = -5^\circ$ kommt es lokal zu einer Abweichung in vertretbarer Größe. Der Widerstandsbeiwert c_D wird bei kleinen Ruderwinkeln in der Berechnung geringfügig überschätzt. Bei größeren Ruderwinkeln unterschätzt die Berechnungsmethode den Widerstandsbeiwert. Ab einem Ruderwinkel von $\delta_R \geq 20^\circ$ wird in der Berechnungsmethode eine turbulente Ablösung festgestellt. Auch wenn die Ablösung im Auftrieb erst ab einem Anstellwinkel von $\delta_R \geq 30^\circ$ ersichtlich ist, können kleinere Gebiete turbulent abgelöster Strömung an der Hinterkante bereits zu einer erheblichen Erhöhung des Widerstands führen, während der Auftrieb noch nicht in nennenswertem Maße betroffen ist.

Der Beiwert des Ruderschaftmomentes $c_{M,z}$ wird für kleine Ruderwinkel von der Berechnungsmethode gut vorhergesagt. Lediglich bei dem Ruderwinkel von $\delta_R = -5^\circ$ kommt es, wie auch

²In den Berichten von Molland und Turnock [99, 103] wird die Propellerposition als Abstand zwischen Rudervorderkante zur Propellerebene angegeben. Der hier betrachtete Fall entspricht in der Notation der Berichte dem Abstand $(x_P - x_{VK})/D_P = 0,39$.

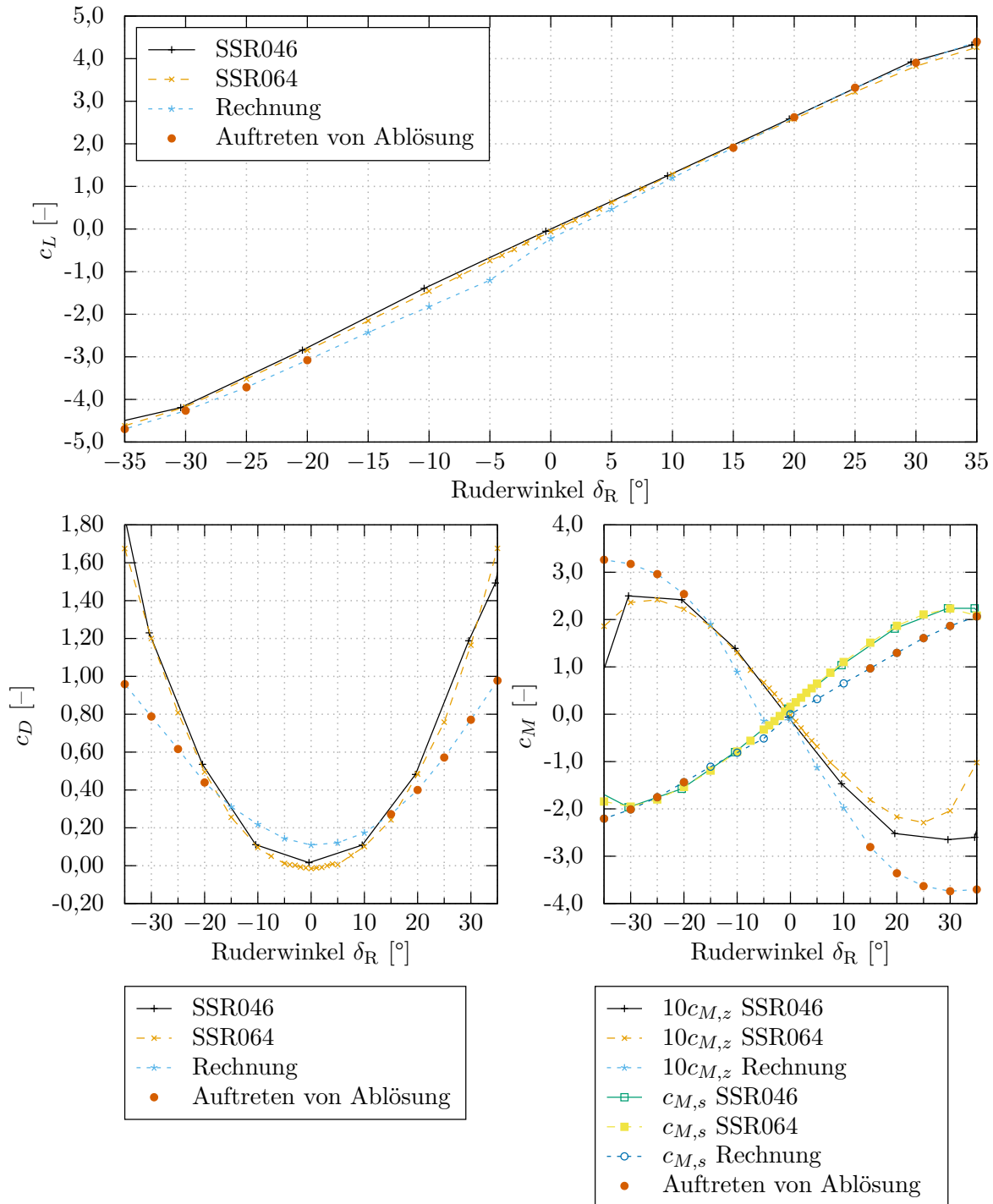


Abbildung 5.11.: Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für Ruder Nummer 2 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,35$.

schon bei dem Auftriebsbeiwert, zu einer Abweichung. Grund hierfür kann sein, dass dort die Zirkulation des Spitzenwirbels das Vorzeichen wechselt, da der Ruderwinkel der Zuströmung des Propellers entgegenwirkt. Bei größeren Winkeln, bei denen jedoch in der Berechnung auch schon Ablösung auftritt, wird das Ruderschaftmoment in der Berechnung überschätzt. Der Beiwert des Momentes um die Längsachse der Ruderoberkante $c_{M,s}$ wird für negative Ruderwinkel sehr gut vorhergesagt und für positive Ruderwinkel wird er geringfügig unterschätzt.

Die Kräfte und Momente für den Fortschrittsgrad $J = 0,51$ sind in Abbildung 5.12 zusammengefasst. Die Schlussfolgerungen für den niedrigeren Fortschrittsgrad lassen sich auf diesen übertragen. Bei der Berechnung des Auftriebsbeiwertes c_L wird eine sehr gute Übereinstimmung erzielt. Der Widerstandsbeiwert c_D wird für den Fortschrittsgrad $J = 0,51$ für kleine Ruderwinkel besser prognostiziert. Ab den Ruderwinkeln, für die eine turbulente Ablösung vorhergesagt wird, unterschätzt die Berechnungsmethode den Widerstandsbeiwert. Auch hier lässt der Auftriebsbeiwert einen späteren Strömungsabriss vermuten, jedoch deutet der starke Anstieg des Widerstandsbeiwertes auf eine Ablösung in kleinerem Umfang hin, die bereits den Widerstand stark beeinflusst, nicht jedoch den Auftrieb.

Das Ruderschaftmoment $c_{M,z}$ wird für Ruderwinkel $|\delta_R| \geq 10^\circ$ mit sehr guter Genauigkeit berechnet. Anschließend treten größere Abweichungen zwischen Berechnung und Messung auf, wobei in dem Bereich in der Berechnungsroutine bereits eine turbulente Strömungablösung vorliegt. Das Moment um die Ruderlängsachse $c_{M,s}$ weist eine ausreichende Übereinstimmung zu den Berechnungen auf. Für negative Ruderwinkel stimmen die Berechnungsergebnisse besser mit den Messungen überein als für positive Ruderwinkel.

Als letzter Punkt wird der Fortschrittsgrad $J = 0,94$ betrachtet. Die Messungen sind den Berechnungsergebnissen in Abbildung 5.13 gegenübergestellt. Für den Auftriebsbeiwert c_L wird eine sehr gute Übereinstimmung von der Berechnungsroutine mit den Messungen erzielt. Die Strömungablösung wird für negative Ruderwinkel bei dem Ruderwinkel von $\delta_R = -20^\circ$ sehr gut vorhergesagt. Bei den positiven Ruderwinkeln lässt sich in den Messungen kein klarer Strömungsabriss erkennen. Ab dem Ruderwinkel von $\delta_R = 20^\circ$, bei dem in der Berechnung eine turbulente Ablösung auftritt, wird der Auftriebsbeiwert in vertretbarem Maße unterschätzt.

Der Widerstandsbeiwert c_D wird im Bereich moderater Ruderwinkel ($|\delta_R| \geq 10^\circ$) gut vorhergesagt. Bei größeren Ruderwinkeln wird der Widerstandsbeiwert in der Berechnung unterschätzt. Die Messreihe SSR064 weist bei dem Widerstandsbeiwert eine unerklärlich stark ausgeprägte Asymmetrie auf. Bei dem Fortschrittsgrad $J = 0,94$ liegt ein sehr geringer Schubbelastungsgrad des Propellers vor, weshalb dieser auch nur in sehr geringem Maße Geschwindigkeiten am Ruder induzieren sollte. Die Messergebnisse der Reihe SSR064 zeigen mit einem Minimum bei $\delta_R = 5^\circ$ jedoch ein anderes Verhalten. Die angesprochene Asymmetrie spiegelt sich jedoch nicht in den anderen aufgenommenen Kräften und Momenten wider. Aus diesem Grund wird hier von einer Messungenauigkeit ausgegangen.

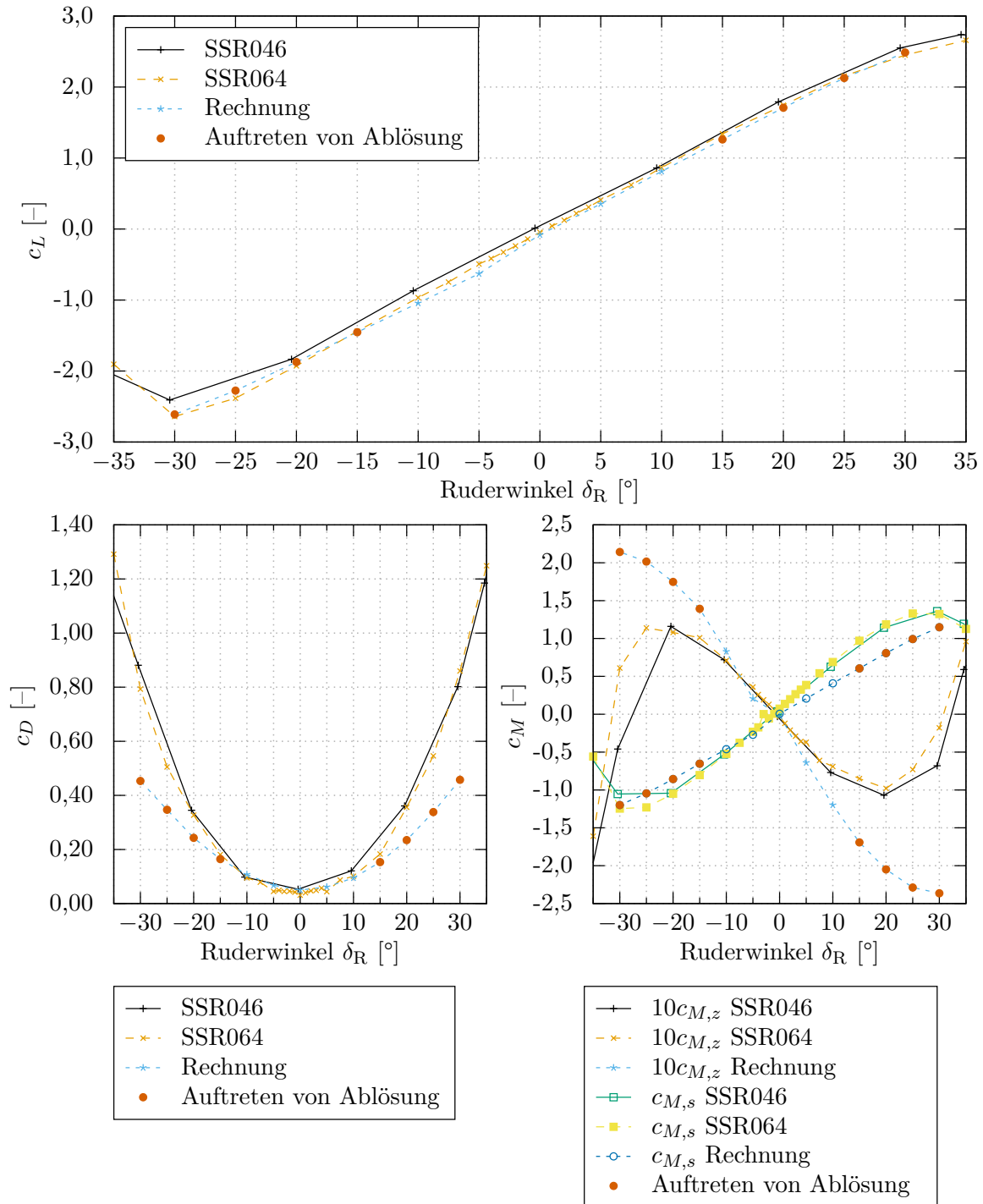


Abbildung 5.12.: Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für Ruder Nummer 2 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,51$.

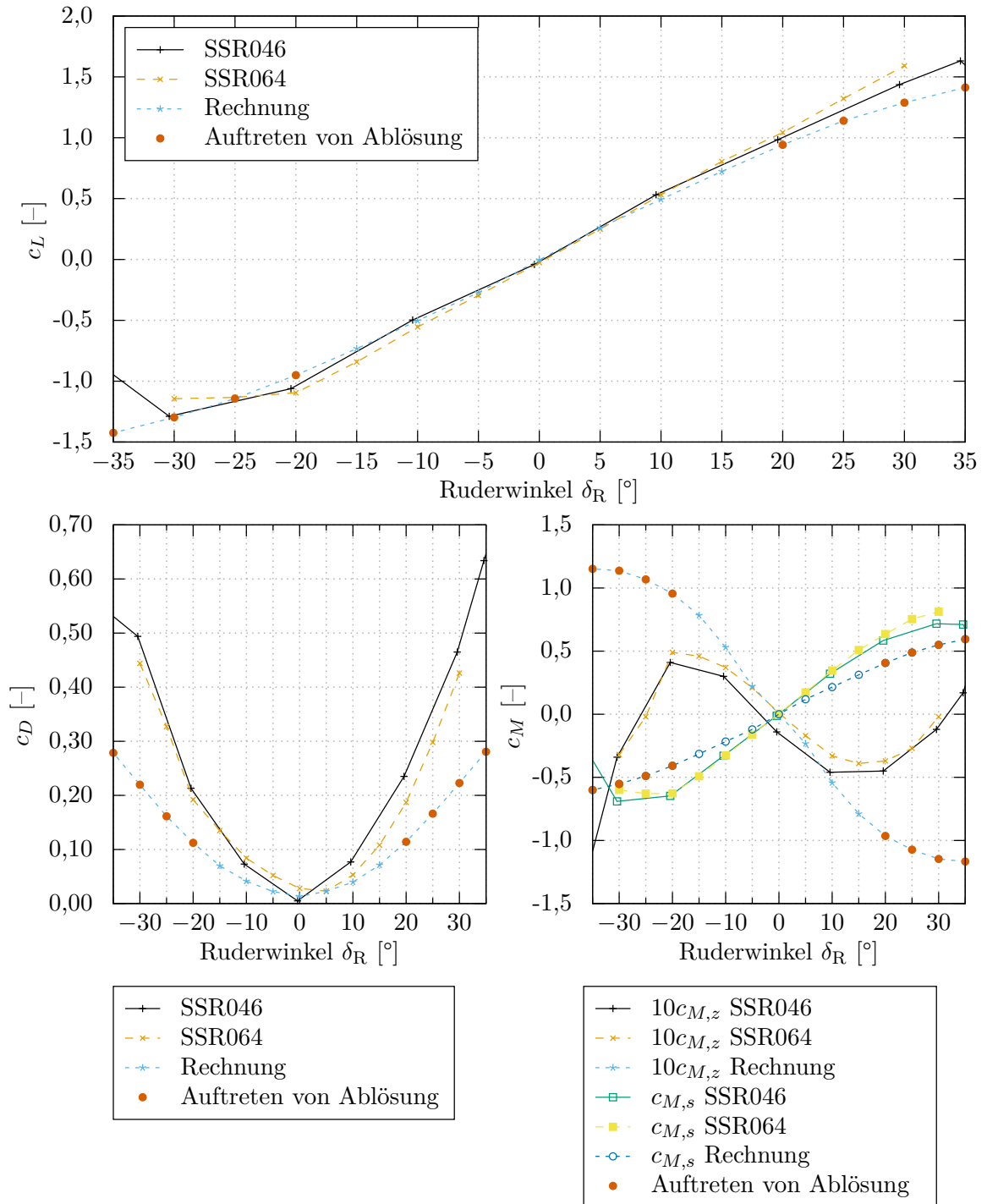


Abbildung 5.13.: Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für Ruder Nummer 2 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,94$.

Bei den am Ruder wirkenden Momenten zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei den beiden zuvor vorgestellten Fortschrittsgraden. Im moderaten Ruderwinkelbereich wird das Schaftmoment $c_{M,z}$ mit sehr guter Genauigkeit berechnet. Bei größeren Ruderwinkeln wird das Schaftmoment überschätzt. Die Messreihe SSR046 weist für das Schaftmoment eine Asymmetrie auf, die nicht plausibel erscheint. In der zweiten Messreihe SSR064 tritt dieser Versatz im Schaftmoment bei kleinen Ruderwinkeln nicht auf, was dem zu erwartenden Verlauf entspricht. Das Moment um die Ruderlängsachse $c_{M,s}$ wird für diesen Fortschrittsgrad über den gesamten Winkelbereich leicht unterschätzt.

Ruder Nummer 3 Das Ruder Nummer 3 wird nur in der Messreihe SSR046 [99] untersucht. Als Fortschrittsgrade werden wie zuvor $J = 0,35, 0,51$ und $0,94$ betrachtet.

In Abbildung 5.14 werden die gemessenen Kräfte und Momente den berechneten für den Fortschrittsgrad $J = 0,35$ gegenübergestellt. Der Auftriebsbeiwert c_L wird im Rahmen der Berechnung mit ausreichender Genauigkeit vorhergesagt. Bei negativen Ruderwinkeln besteht ein geringer Versatz zwischen der Berechnung und den gemessenen Werten. Bei positiven Ruderwinkeln wird der Auftriebsbeiwert mit guter Genauigkeit vorhergesagt. Der Widerstandsbeiwert c_D wird im Bereich moderater Ruderwinkel ($|\delta_R| \geq 10^\circ$) mit sehr guter Genauigkeit berechnet. Bei größeren Ruderwinkeln wird der Widerstandsbeiwert innerhalb der Berechnung unterschätzt. In diesem Bereich sagt die Berechnung jedoch auch bereits eine einsetzende turbulente Ablösung voraus. Sowohl das Ruderschaftmoment $c_{M,z}$ als auch das Moment um die Ruderlängsachse $c_{M,s}$ weisen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Werten auf. Erst bei einem Ruderwinkel von $\delta_R \geq 20^\circ$ wird das Schaftmoment überschätzt. In diesem Bereich tritt jedoch auch innerhalb der Berechnung auf den ersten Schnitten eine turbulente Ablösung auf.

In Abbildung 5.15 werden die Kräfte und Momente zwischen den Messungen und Berechnungen für den Fortschrittsgrad $J = 0,51$ verglichen. Der berechnete Auftriebsbeiwert c_L weist dabei eine sehr gute Übereinstimmung mit dem gemessenen auf. Der berechnete Ruderwinkel, ab dem eine turbulente Ablösung auftritt, spiegelt sich nicht in den Messungen des Auftriebsbeiwertes wider. Im Bereich moderater Ruderwinkel ($|\delta_R| \geq 10^\circ$) von der Berechnungsmethode wird der Widerstandsbeiwert c_D , wie auch schon bei dem niedrigeren Fortschrittsgrad, gut vorhergesagt. Ab einem Ruderwinkel von $|\delta_R| \geq 15^\circ$ wird der Widerstandsbeiwert in den Berechnungen unterschätzt. Hierbei tritt in dem Winkelbereich jedoch bereits eine turbulente Ablösung auf. Das berechnete Ruderschaftmoment $c_{M,z}$ weist für moderate Ruderwinkel ($|\delta_R| \geq 10^\circ$) eine hohe Übereinstimmung mit den Messungen auf. Bei größeren Ruderwinkeln wird das Schaftmoment überschätzt. Das Moment um die Ruderlängsachse $c_{M,s}$ wird im gesamten Ruderwinkelbereich mit guter Genauigkeit berechnet.

Die Kräfte und Momente des letzten untersuchten Fortschrittsgrades $J = 0,94$ werden für

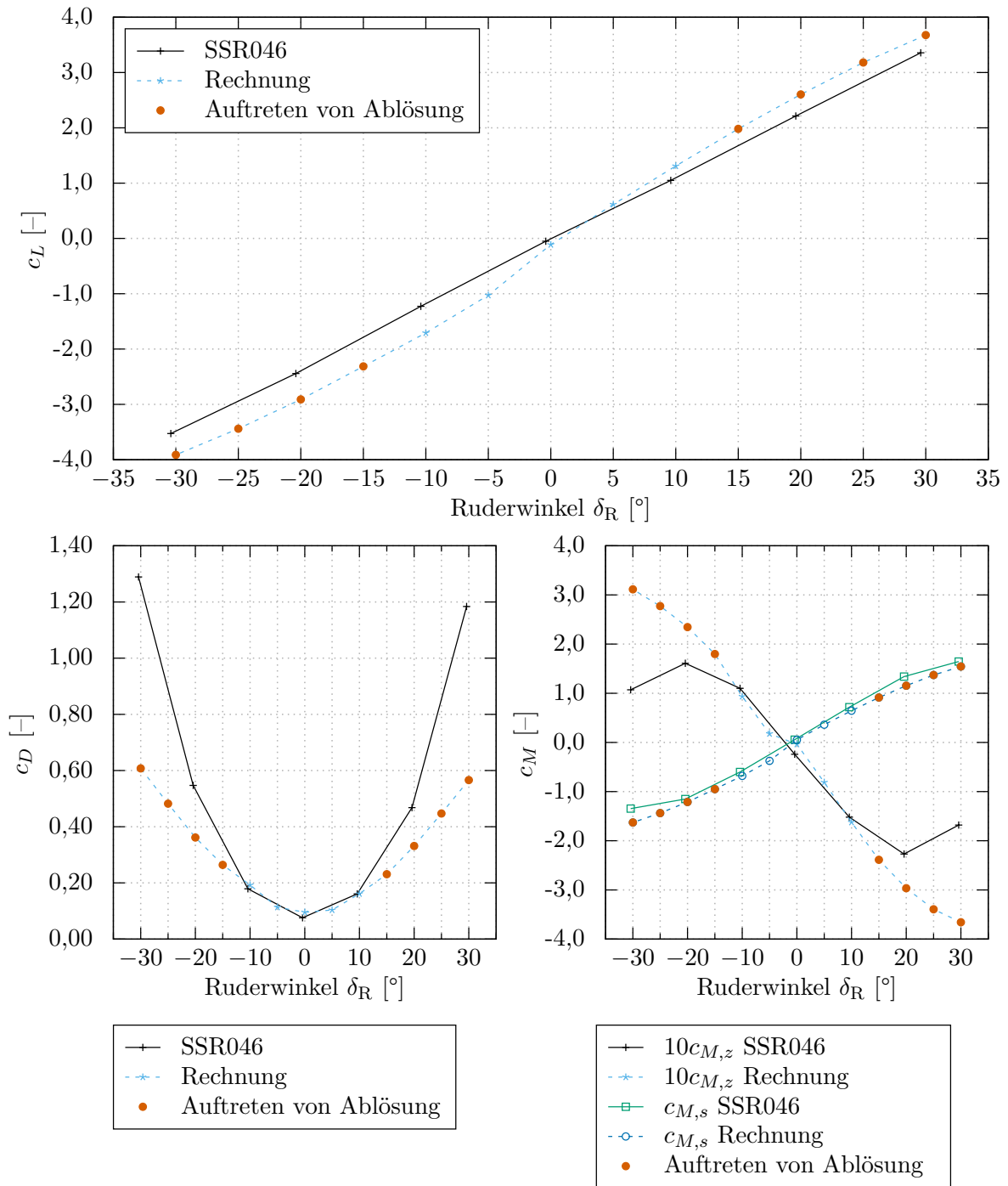


Abbildung 5.14.: Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99] und Berechnungen für Ruder Nummer 3 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,35$.

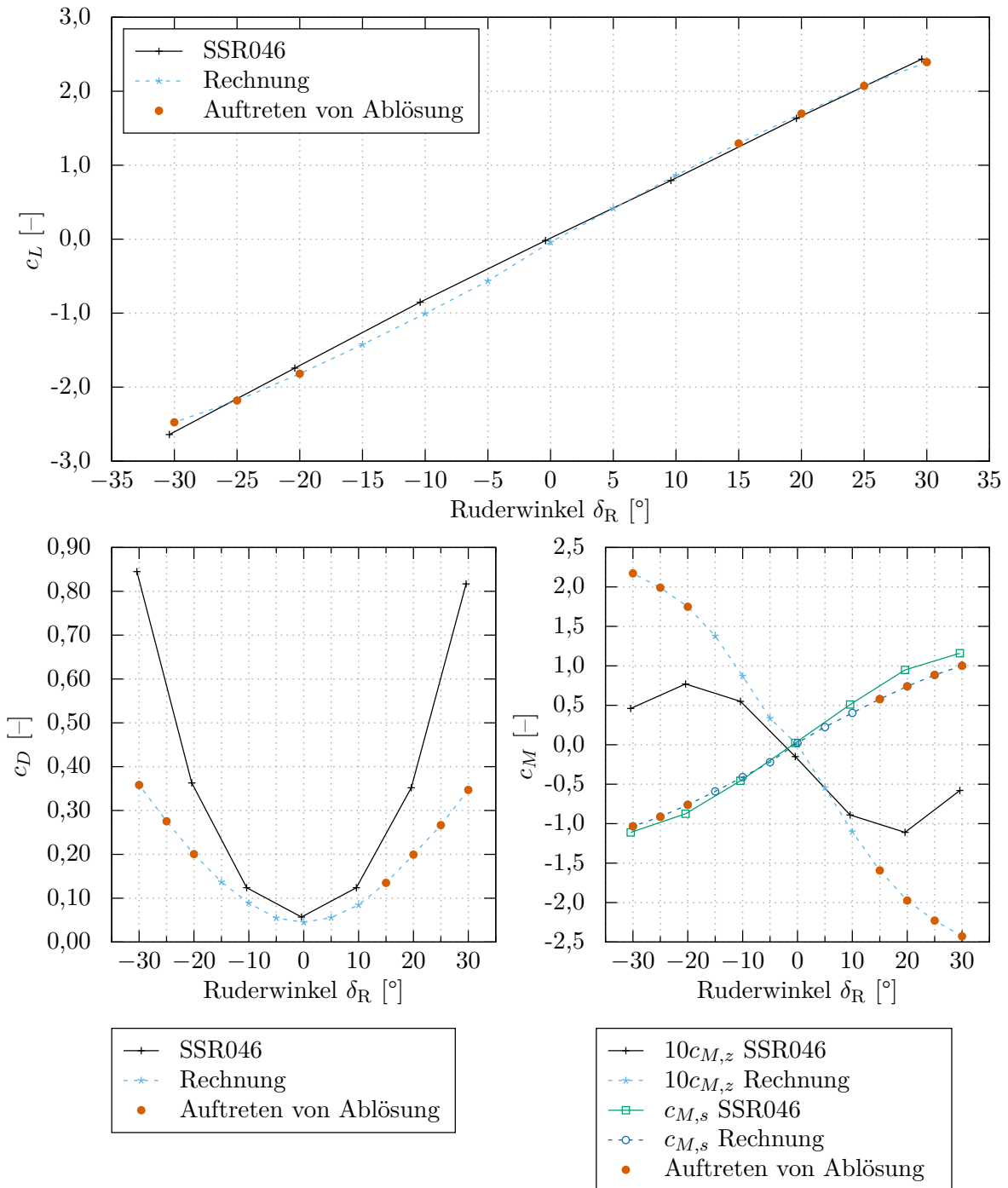


Abbildung 5.15.: Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99] und Berechnungen für Ruder Nummer 3 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,51$.

Messung und Berechnung in Abbildung 5.16 gegenübergestellt. Der Auftriebsbeiwert c_L wird im gesamten Ruderwinkelbereich mit sehr guter Genauigkeit berechnet. Das Einsetzen der turbulenten Ablösung wird in den Berechnungen etwas früher vorhergesagt, als es in den Messungen aufgetreten ist. Ein Grund hierfür kann sein, dass der Propeller den Turbulenzgrad der Strömung in seinem Nachlauf erhöht, was dann zu einer früheren Transition und einem längeren Anliegen der Strömung führt. Ein weiterer Grund kann auch sein, dass die instationären induzierten Geschwindigkeiten verzögernd auf die Ablösung wirken.

Die Datengrundlage zur Beurteilung des Widerstandsbeiwertes c_D ist recht gering, da die kleinsten gemessenen Ruderwinkel bei $\delta_R = \pm 10^\circ$ liegen. Bei diesen Messpunkten wird der Widerstandsbeiwert leicht unterschätzt, weist jedoch noch eine zufriedenstellende Übereinstimmung auf. Bei den nächsten Messpunkten bei $\delta_R = \pm 20^\circ$ unterschätzt die Berechnung den Widerstandsbeiwert. Diese Messpunkte liegen jedoch bereits im Bereich der Ablösung.

Bei dem Ruderschaftmoment $c_{M,z}$ weist die Messung einen starken Versatz bei dem Nulldurchgang auf, welcher bei dem niedrigen Schubbelastungsgrad nicht plausibel erscheint. Dieser ist ebenfalls in der Messreihe des Ruders Nummer 2 aufgetreten und wurde dort diskutiert. Für das Ruder Nummer 2 liegen zwei Messreihen vor, wobei bei der Messreihe SSR064 [103] der in Messreihe SSR046 [99] auftretende Versatz nicht mehr gemessen wird. Aus diesem Grund wird hier von einem systematischen Fehler für das Schaftmoment in der Messreihe SSR046 ausgegangen. Die Größenordnung des Schaftmomentes wird von der Berechnung jedoch gut wiedergegeben und bei größeren Ruderwinkeln überschätzt. Das Moment um die Längsachse des Ruders $c_{M,s}$ wird in den Berechnungen etwas unterschätzt, wobei auch hier die geringe Anzahl an Messpunkten zum Tragen kommt.

5.2.3.2. Propellercharakteristik

Nachdem zuvor auf die am Ruder wirkenden Kräfte und Momente in der Propeller-Ruder-Anordnung eingegangen wurde, wird nun der Einfluss des Ruders auf den Propellerschub und das Propellermoment diskutiert. In Abbildung 5.17 sind der Propellerschub T und das Propellermoment Q in dimensionsloser Form dargestellt:

$$k_T = \frac{T}{\rho n^2 D_P^4} \quad (5.7)$$

$$k_Q = \frac{Q}{\rho n^2 D_P^5}, \quad (5.8)$$

wobei ρ die Dichte, n die Propellerdrehzahl und D der Propellerdurchmesser sind. In der Abbildung werden die Messungen den Berechnungen mittels des Traglinienverfahrens aus Abschnitt 3.2.2 gegenübergestellt. Aus den Berichten [98, S. 14 ff.] und [103, S.40] werden die Messungen der Propellerfreifahrt zusammengetragen und als Polynom vierten Grades angenähert.

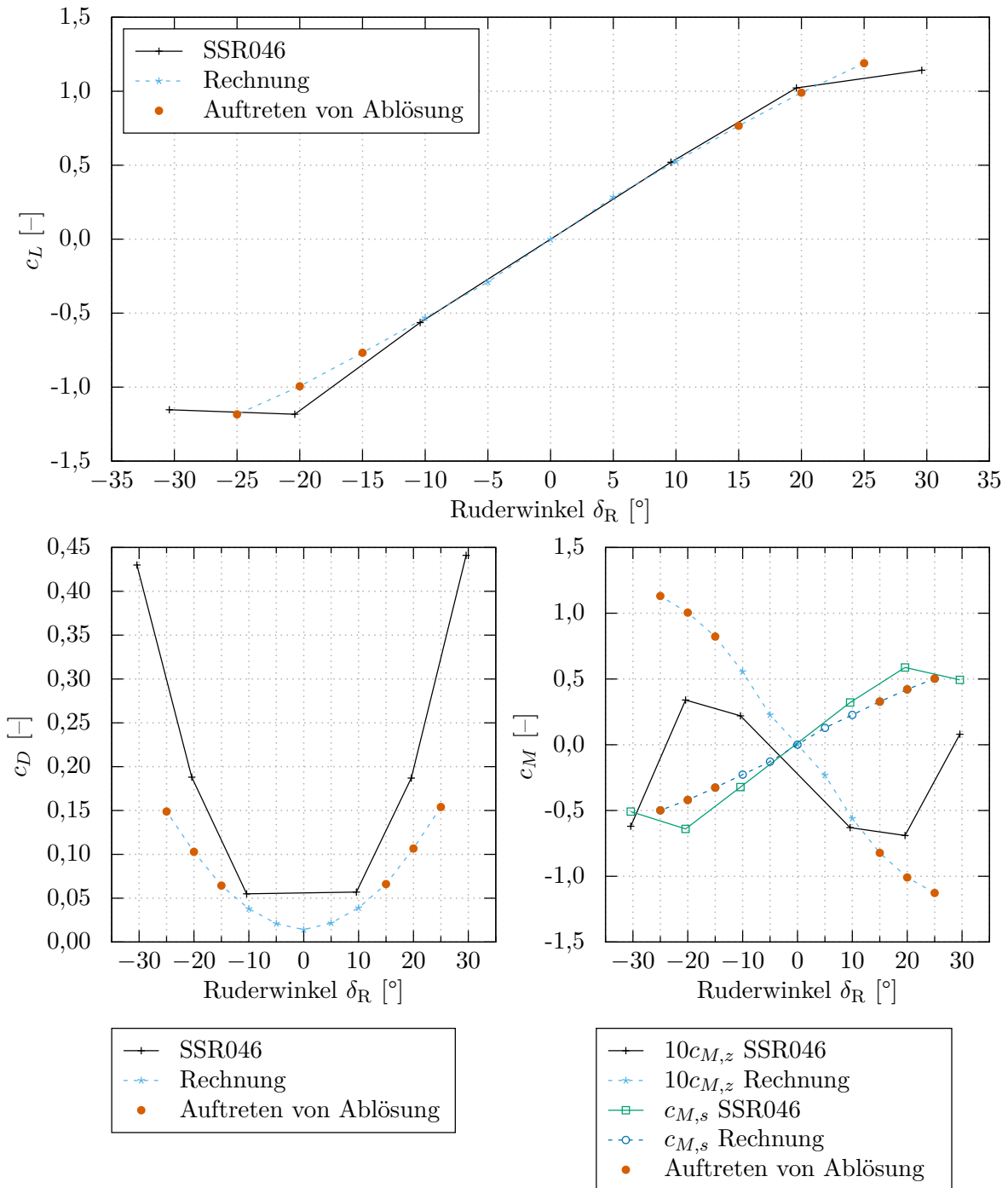


Abbildung 5.16.: Vergleich der Kräfte und Momente am Ruder zwischen Messungen [99] und Berechnungen für Ruder Nummer 3 in Propeller-Ruder-Anordnung für den Fortschrittsgrad $J = 0,94$.

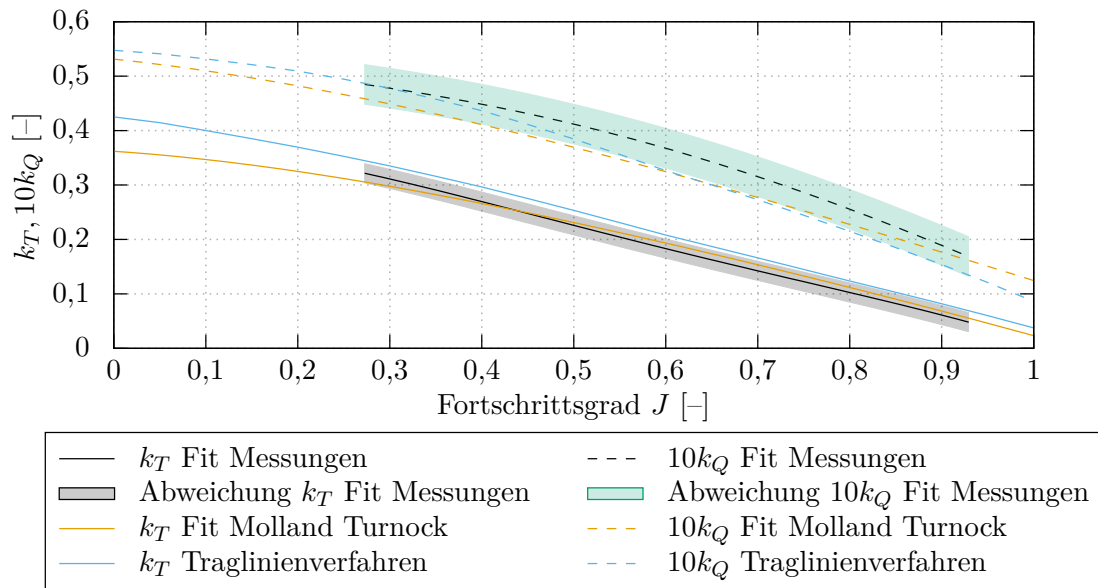


Abbildung 5.17.: Vergleich der Propellerfreifahrten zwischen Messungen [98, 99, 103] und Berechnungen.

Die sich daraus ergebenden Kurven sind als „Fit Messung“ bezeichnet, wobei die Abweichungen der Messpunkte von dieser Näherung als Flächen hinterlegt sind. Die Kurven mit der Bezeichnung „Fit Molland Turnock“ beziehen sich auf die Angabe zu der Propellercharakteristik aus dem Bericht [99, S. 103, Abb. 52]. Als letztes Kurvenpaar sind die Ergebnisse aus den Berechnungen des Traglinienverfahrens eingetragen.

Die große als Fläche eingezeichnete Streuung der Messwerte ist dabei auffällig. Diese ist wahrscheinlich auf die niedrigen Reynoldszahlen in den Versuchen zurückzuführen. Darüber hinaus zeigt sich zwischen der von Molland und Turnock [99, S. 103, Abb. 52] angegebenen Propellercharakteristik (Kurve: „Fit Molland Turnock“) und der hier durchgeführten polynomialen Näherung aus den Messwerten (Kurve: „Fit Messung“) eine deutliche Abweichung. Die Kurve von Molland und Turnock [99, S. 103, Abb. 52] liegt dabei jedoch an allen Stellen innerhalb der Abweichung der polynomialen Näherung. Das Traglinienverfahren weist ebenfalls eine Abweichung zu den Kurven der Messungen auf. So werden der Schub überschätzt und das Moment unterschätzt. Die Kurven der Berechnung liegen jedoch in oder sehr nah an den Bereichen der identifizierten Unsicherheit. Neben der geringen Reynoldszahl in den Versuchen stellt die Aufbringung der Sandstreifen zur Turbulenzerzeugung eine weitere Unsicherheit für die Reproduzierbarkeit dar, da deren Einfluss auf die Propellercharakteristik unklar ist. Die Genauigkeit des Traglinienverfahrens wird aus diesem Grund unter den Gegebenheiten als ausreichend eingestuft.

Zur Beurteilung des Einflusses des Ruders auf den Propellerschub und das Propellermoment werden die relativen Änderungen gebildet. Für diese gilt:

$$\frac{\delta k_T}{k_{T, \text{FF}}} = \frac{k_{T, \text{PR}} - k_{T, \text{FF}}}{k_{T, \text{FF}}} \quad (5.9)$$

$$\frac{\delta k_Q}{k_{T, \text{FF}}} = \frac{k_{Q, \text{PR}} - k_{Q, \text{FF}}}{k_{Q, \text{FF}}}, \quad (5.10)$$

wobei der Index $(\cdot)_{\text{PR}}$ für den Wert in Propeller-Ruder-Anordnung und der Index $(\cdot)_{\text{FF}}$ für den Wert in der Freifahrt ohne Interaktion stehen.

Die relativen Änderungen des Propellerschubes und -momentes aus den Messungen sind den berechneten Werten für die Propeller-Ruder-Anordnung mit Ruder Nummer 2 in den Abbildungen 5.18 und 5.19 gegenübergestellt. In Abbildung 5.18 sind die Änderungen über dem Fortschrittsgrad für den Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$ dargestellt. Abbildung 5.19 zeigt für den Fortschrittsgrad $J = 0,51$ den Verlauf der Änderungen über dem Ruderwinkel. Für die Änderung des Schubes stehen die Ergebnisse aus den Berichten SSR046 [99] und SSR064 [103] zur Verfügung. Bei den Messungen des Berichts SSR064 [103] sind die Werte über dem Ruderwinkel angegeben. Im Bereich um den Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$ schwanken die Messungen unregelmäßig (siehe Abbildung 5.19). Aus diesem Grund sind in der Auftragung über dem Fortschrittsgrad in Abbildung 5.18 die Mittelwerte aus den relativen Änderungen im Bereich von $\delta_R = -2^\circ$ bis 2° und deren Schwankung um diesen als Unsicherheit dargestellt. Für die Änderung des Drehmomentes am Propeller stehen lediglich die Messungen aus dem Bericht SSR064 [103] zur Verfügung, für die auf dem gleichen Wege wie für den Propellerschub die Unsicherheit der Messung bestimmt wird.

Sowohl für den Propellerschub als auch für das Drehmoment wird der Verlauf der Änderung über den Fortschrittsgrad in Abbildung 5.18 durch die Rechnung sehr gut wiedergegeben. Der Schub wird im Vergleich zur Messung SSR046 [99] etwas unterschätzt. Die Abweichung liegt jedoch im Bereich der Unsicherheit der Messungen und die Kurve liegt zwischen den beiden Messreihen. Bei dem Drehmoment wird die Änderung durch die Rechnung ebenfalls unterschätzt. Der Verlauf und die Charakteristik werden jedoch gut wiedergegeben.

Der Verlauf der Änderung des Propellerschubes und -momentes über dem Ruderwinkel in Abbildung 5.19 wird ebenfalls mit zufriedenstellender Genauigkeit von dem Hybridverfahren berechnet. Im Verlauf der Propellerschubänderung sind die zuvor angesprochenen großen Schwankungen in den Messungen erkennbar. Aus diesem Grund wird eine polynomiale Näherung durch die Messwerte gelegt, welche als Anhaltspunkt für den Verlauf dient. Diese ist, gerade im niedrigen Ruderwinkelbereich, mit einer großen Unsicherheit behaftet. Sowohl in der Näherung als auch in den berechneten Ergebnissen steigt der Propellerschub hin zu einem zunehmendem Ruderausschlag in einer ähnlichen Größenordnung an. Die Näherungskurve der Messung zeigt

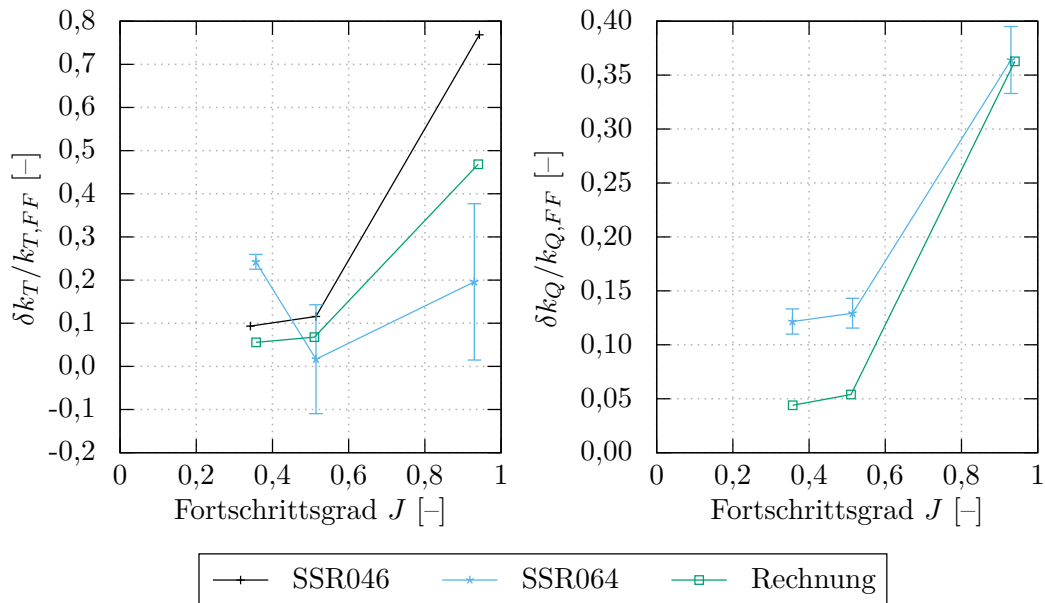


Abbildung 5.18.: Vergleich der relativen Änderung des Schubes (links) und des Momentes (rechts) am Propeller zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für die Propeller-Ruder-Anordnung mit Ruder Nummer 2, aufgetragen über dem Fortschrittsgrad für den Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$.

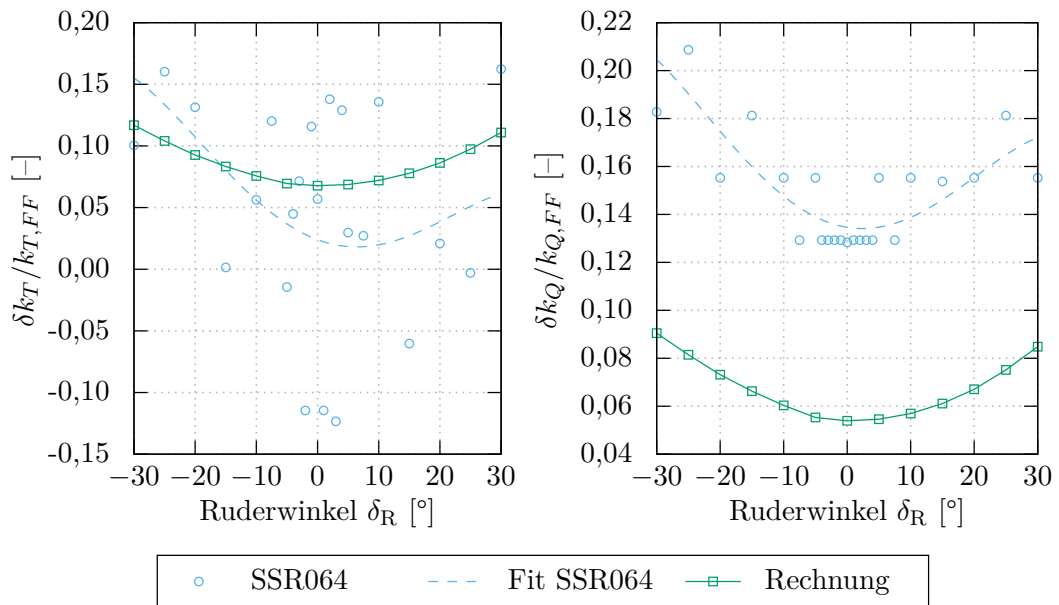


Abbildung 5.19.: Vergleich der relativen Änderung des Schubes (links) und des Momentes (rechts) am Propeller zwischen Messungen [99, 103] und Berechnungen für die Propeller-Ruder-Anordnung mit Ruder Nummer 2, aufgetragen über dem Ruderwinkel für den Fortschrittsgrad $J = 0,51$.

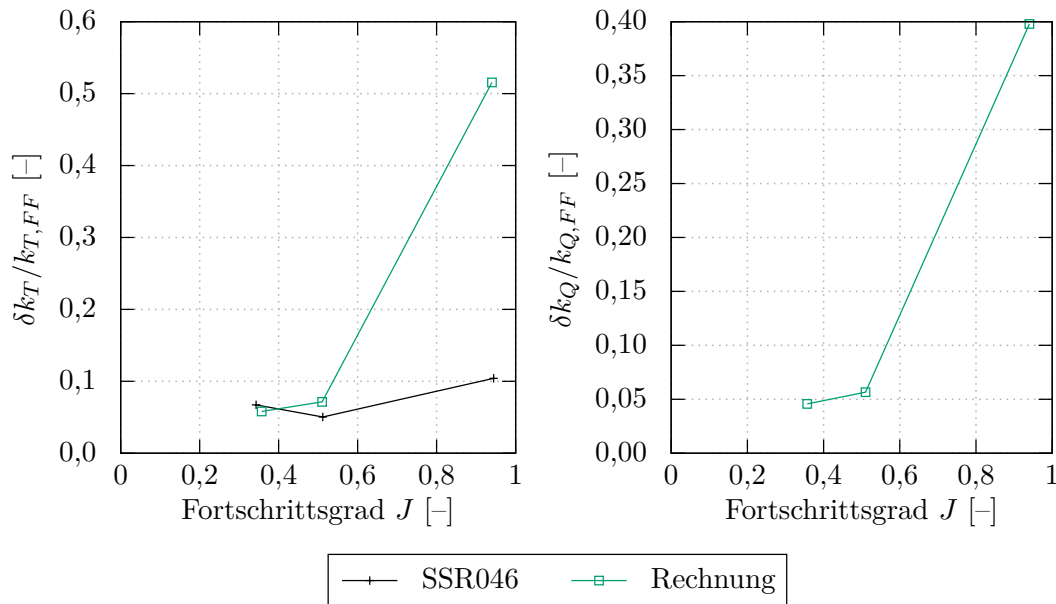


Abbildung 5.20.: Vergleich der relativen Änderung des Schubes (links) und des Momentes (rechts) am Propeller zwischen Messungen [99] und Berechnungen für die Propeller-Ruder-Anordnung mit Ruder Nummer 3.

einen Drehsinneinfluss, wodurch die Schubänderung bei negativen Ruderwinkeln stärker ausfällt als bei positiven Ruderwinkeln. Dieser Drehsinneinfluss ist in der Berechnung nur sehr schwach ausgeprägt. Ob und in welcher Größenordnung dieser Drehsinneinfluss tatsächlich vorhanden ist, lässt sich nicht zweifelsfrei aus der Datengrundlage erschließen. Die Drehmomentenänderung über dem Ruderwinkel wird ebenfalls gut von den Berechnungen vorhergesagt. Die Änderung wird unterschätzt, was auch in der Darstellung aus Abbildung 5.18 erkennbar ist. Das Propellerdrehmoment ist jedoch von vornherein schon mit Unsicherheiten belegt, wie der Vergleich der Propellerfreifahrten in Abbildung 5.17 zeigte. Die Zunahme hin zu größeren Ruderausschlägen wird jedoch gut in der Charakteristik und Größenordnung wiedergegeben.

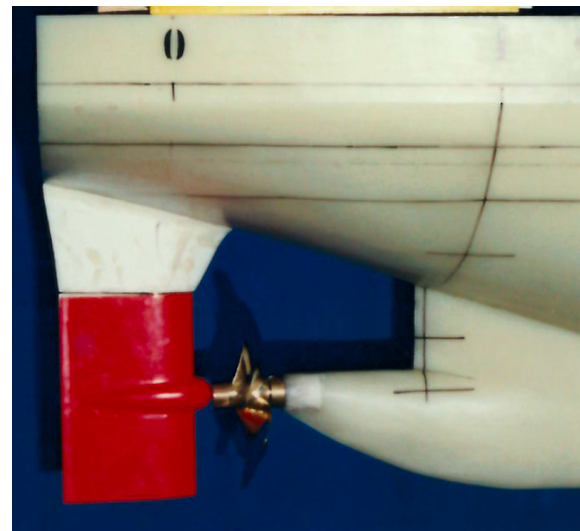
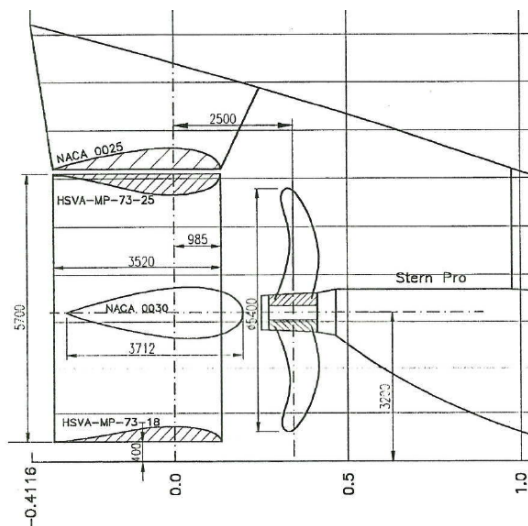
Die relativen Änderungen des Propellerschubes und -momentes für die Propeller-Ruder-Anordnung mit dem Ruder Nummer 3 sind in Abbildung 5.20 dargestellt. Für diesen Fall stehen lediglich für den Propellerschub Messwerte aus dem Bericht SSR046 [99] zur Verfügung. Für die Fortschrittsgrade $J = 0,35$ und $0,51$ wird die relative Änderung des Propellerschubes sehr gut von der Berechnungsmethode vorhergesagt. Bei dem Fortschrittsgrad von $J = 0,94$ zeigt sich eine große Abweichung zwischen der Messung und der Berechnung. Dies ist wahrscheinlich auf einen Ausreißer in der Messung zurückzuführen. Denn sowohl für den geringfügig kleineren Abstand von $(x_P - x_{VK})/D_P = 0,3$ als auch für den größeren Abstand von $(x_P - x_{VK})/D_P = 0,52$ ist die relative Änderung mit $\delta k_T / k_{T,FF} = 0,68$ beziehungsweise $\delta k_T / k_{T,FF} = 0,33$ größer als

für den hier betrachteten Abstand. Der Wert sollte sich jedoch zwischen den beiden anderen Werten bewegen und nicht stark von dem Wert für den Abstand $(x_P - x_{VK})/D_P = 0,3$ abweichen. Somit wird der Messpunkt bei $J = 0,94$ als Ausreißer betrachtet. Die relative Änderung des Drehmomentes am Propeller kann nur qualitativ beurteilt werden. Der Verlauf ähnelt dem der Propeller-Ruder-Anordnung mit dem Ruder 2 sehr stark. Lediglich bei dem Fortschrittsgrad von $J = 0,94$ tritt eine geringfügig stärkere Änderung auf. Diese ist wahrscheinlich auf den stärkeren Vorstau vor dem Ruder Nummer 3 zurückzuführen, da dieses sich weiter unter die Basis des Propellers erstreckt.

5.3. Fall 3

5.3.1. Vorstellung des Validierungsfalls

Für den dritten Validierungsfall werden Ruderkraftmessungen verwendet, die für ein Schiff der Flensburger Schiffbau Gesellschaft (FSG) durchgeführt wurden. Für die Ruderanordnung des Schiffes, die in Abbildung 5.21 dargestellt ist, werden zum einen von Wolf [110] Messungen an drei verschiedenen Rudergeometrien im Wasser-Umlauftank untersucht. Zum anderen stehen die Ergebnisse der Widerstands- und Propulsionsversuche [158] für das Schiff zur Verfügung. Im Rahmen dieser Versuche wurden auch Propulsionsversuche mit Ruderkraftmessungen bei konstanter Leistung für eine Rudergeometrie durchgeführt.



(a) Ruderanordnung aus [90, S. 10].

(b) Ruderanordnung im Modellmaßstab in eigener Darstellung nach [158, S. 4.2].

Abbildung 5.21.: Ruderanordnung des Validierungsfalls Nummer 3.

Tabelle 5.5.: Geometrische Parameter des verwendeten Ruders aus den Modellversuchen von Wolf [110] und Günther und Röpcke [158].

Maßstab λ_M	24,1070
Spannweite h_M	0,2364 m
Mittlere Sehnenlänge \bar{c}_M	0,1478 m
Ruderfläche A_{Rud}	0,0349 m ²
Geom. Seitenverhältnis Λ	1,6000
Pfeilungswinkel Ω	0°
Zuspitzung λ_R	0
Profilmfamilie	HSVA MP 73
Rel. Dicke Wurzel $(t/c)_W$	0,2500
Rel. Dicke Spitze $(t/c)_S$	0,1800

Die Modellversuche von Wolf [110] werden im beheizten Wasser-Umlauftank durchgeführt. Dadurch, dass diese Versuche im Gegensatz zu den vorherigen beiden Validierungsfällen im Wasser durchgeführt werden und dass der Umlauftank beheizbar ist, können in den Versuchen größere Reynoldszahlen realisiert werden. Der Fokus der Arbeit liegt in der Beurteilung des Einflusses der Twistierung der Vorderkante des Ruders. Alle drei untersuchten Rudergeometrien haben dieselben in Tabelle 5.5 angegebenen geometrischen Parameter und sind mit einer Costa-Birne ausgestattet. Die Ruder unterscheiden sich lediglich in der Twistierung der Vorderkante. Das erste Ruder hat eine in Strömungsrichtung ausgerichtete Vorderkante, das zweite hat eine der Strömungsrichtung entgegengesetzte Vorderkante und das letzte Ruder ist symmetrisch.

In den Messungen wird der Fall homogener Anströmung des Ruders und der Anordnung des Ruders hinter dem Propeller untersucht. Die Versuchsanordnung ist in Abbildung 5.22 schematisch dargestellt. Die über dem Ruder angebrachte Headbox besitzt auf ganzer Höhe das oberste Profil des Ruders. Um Effekte der freien Oberfläche zu vermeiden, ist oberhalb der Headbox eine Platte angebracht, die während des Versuchs getaucht ist. Die Kenndaten des verwendeten Propellers sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst. Bei den Versuchen der Propeller-Ruder-Anordnung werden zum einen Versuche bei variablem Schubbelastungsgrad im Bereich von ungefähr $c_{TH} = -0,8$ bis 7 durchgeführt (Versuchsreihe 1387). Zum anderen werden Versuche im Ruderwinkelbereich von $\delta_R = -45^\circ$ bis 45° bei fünf verschiedenen Schubbelastungsgraden im Bereich von $c_{TH} = 0,8$ bis 4 durchgeführt (Versuchsreihe 1388). Bei den Versuchen werden sowohl die am Ruder auftretenden Kräfte und Momente als auch der Propellerschub und das Propellermoment gemessen.

Bei den Widerstands- und Propulsionsversuchen in der SVA [158] werden im Schlepptank Propulsionsversuche mit Ruderkraftmessung durchgeführt. Bei diesen Versuchen fährt das Modell bei Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$ die Maximalgeschwindigkeit. Die Leistung dieser Geschwindigkeit wird

des Ruders werden also mit den Ergebnissen des Traglinienverfahrens für Mehrkomponenten-Propulsoren ausgerichtet und auf dem Ruder wird die zweidimensionale Grenzschicht entlang von Trajektorien berechnet. An der Oberkante der Headbox wird mit einem geringen Spalt eine Spiegelrandbedingung aufgebracht. Der Abstand zwischen Ruder und Headbox wird gemäß den Modellversuchen gewählt. Die Berechnungen werden für drei verschiedene Schubbelastungsgrade (siehe Gl. (1.1)) $c_{TH} = 0,8, 1,8$ und $4,0$ durchgeführt, welche den Fortschrittsgraden $J = 0,68, 0,56$ und $0,42$ entsprechen.

5.3.2.1. Rudercharakteristik

Die gemessenen und berechneten Ruderkräfte werden für diesen Validierungsfall nach den Gleichungen (5.4) und (5.5) mit der Propellerdrehzahl dimensionslos gemacht. Dies entspricht zwar nicht der für Tragflügel üblichen Weise, bietet jedoch Vorteile bezüglich der Vergleichbarkeit von verschiedenen Messungen und Rechnungen. Außerdem wird die Unsicherheit hin zu geringen Fortschrittsgraden mit niedrigen Geschwindigkeiten der Außenströmung verringert.

In Abbildung 5.23 werden die Messergebnisse der Messreihe 1388 für das symmetrische Ruder von Wolf [110] den Berechnungen mit dem Hybridverfahren gegenübergestellt. Für den Auftriebsbeiwert k_L zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Berechnungen und den Messungen. Der Ruderwinkel, ab dem die Strömung ablöst, wird mit dem Hybridverfahren mit guter Genauigkeit berechnet. In den Messungen tritt die Strömungsablösung bei $\delta_R \leq -16^\circ$ und bei $\delta_R \geq 18^\circ$ auf. In den Berechnungen wird der Ruderwinkel der Strömungsablösung bei $|\delta_R| \geq 16^\circ$ prognostiziert. Dies ist zwar etwas früher als gemessen, stellt jedoch für das Verfahren eine ausreichende Genauigkeit dar.

Der berechnete Widerstandsbeiwert k_D besitzt einen konstanten Versatz zu der Messung, welcher jedoch eine vertretbare Größe hat. Der Verlauf des Widerstandsbeiwertes über dem Ruderwinkel wird durch das Hybridverfahren gut wiedergegeben. Das Schaftmoment $k_{M,z}$ wird von der Berechnungsmethode überschätzt. Die Überbalancierung des Ruders und die Charakteristik werden jedoch abgebildet.

Die Ruderkräfte und -momente für den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 1,8$ sind in Abbildung 5.24 dargestellt. Hierbei sind als Messungen die Messreihe 1388 von Wolf [110] und die Ruderkraftmessung der SVA [158] eingezeichnet. Die beiden Messungen sind eigentlich nicht direkt vergleichbar, da bei den Messungen von Wolf [110] eine auf die Außenströmung bezogene über alle Ruderwinkel konstante Reynoldszahl von $Re = 0,158 \cdot 10^6$ herrscht. Bei den Modellversuchen in der SVA wird die Schiffsgeschwindigkeit variiert, wodurch für die unterschiedlichen Ruderwinkel verschiedene Reynoldszahlen und Schubbelastungsgrade vorliegen. Bei einem Ruderwinkel von $\delta_R = 0^\circ$ liegt am Ruder ohne propellerinduzierte Geschwindigkeiten eine Reynoldszahl von $Re = 0,143 \cdot 10^6$ vor. Der Schubbelastungsgrad beträgt für diesen Punkt $c_{TH} = 1,37$. Für

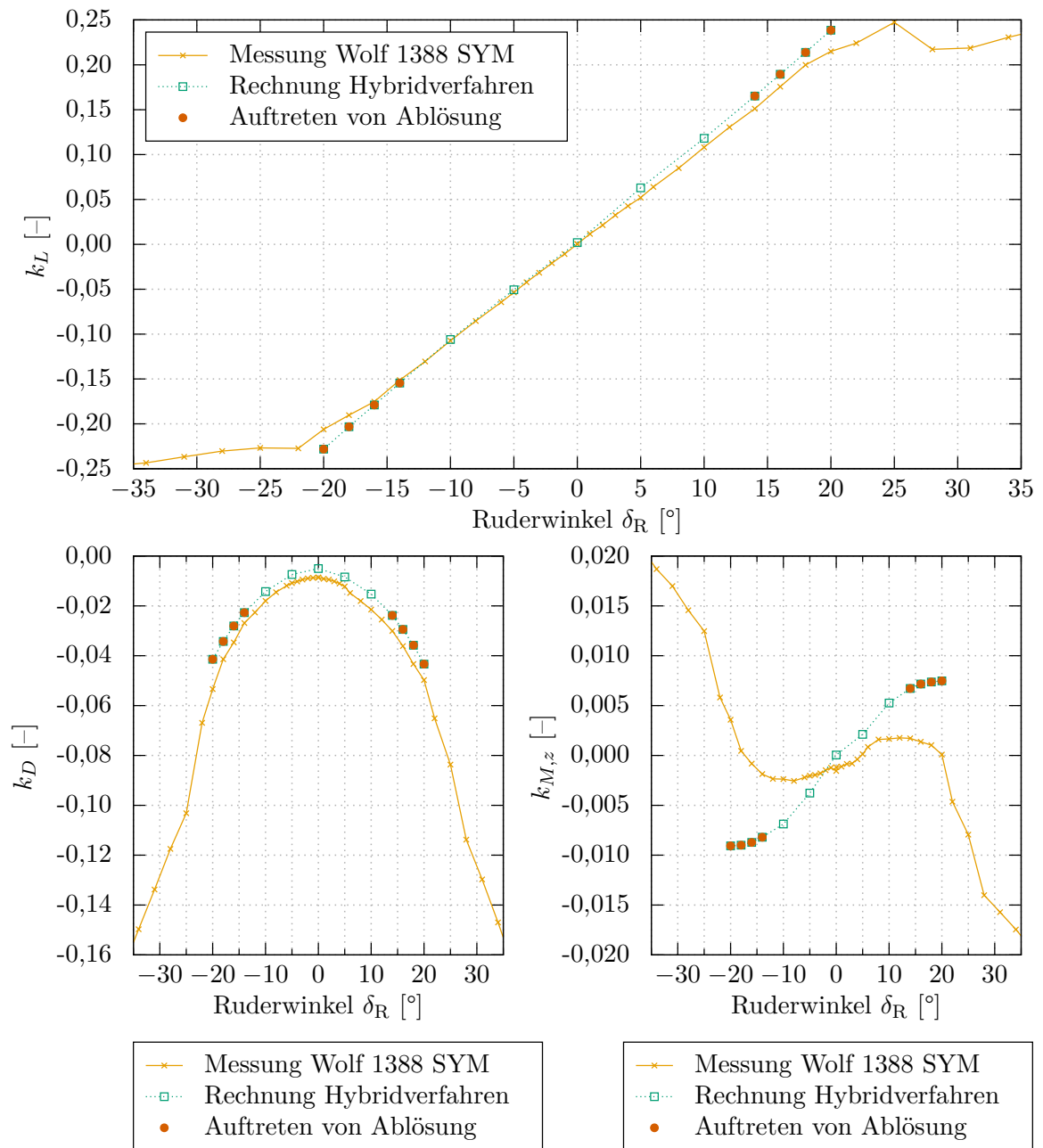


Abbildung 5.23.: Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und der Messreihe 1388 von Wolf [110] für den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 0,8$.

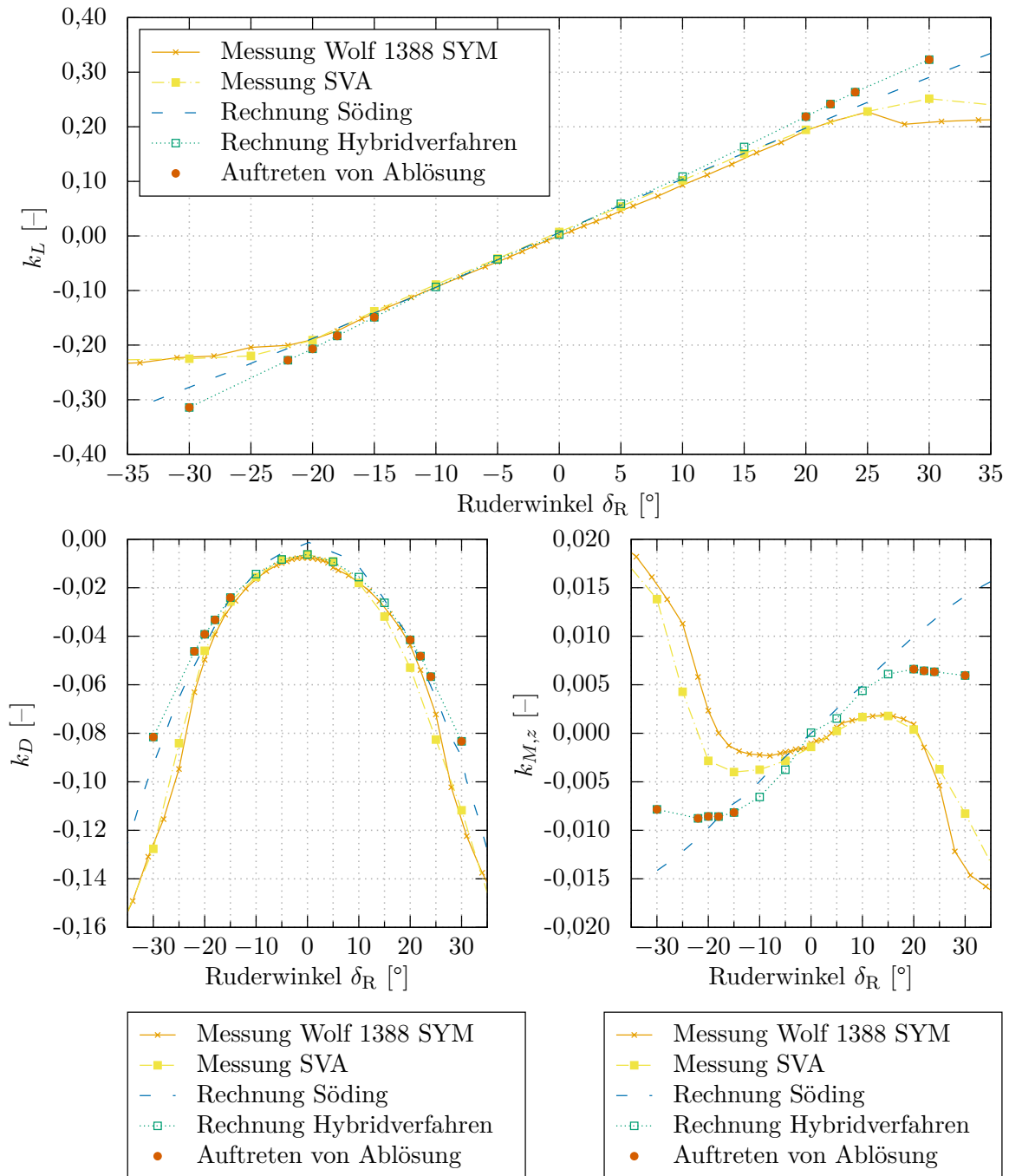


Abbildung 5.24.: Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren, den Berechnungen von Söding [90], den Messungen der SVA [158] und der Messreihe 1388 von Wolf [110] für den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 1,8$.

den Ruderwinkel von $\delta_R = \pm 40^\circ$ beträgt die Reynoldszahl am Ruder ohne propellerinduzierte Geschwindigkeiten $Re = 0,11 \cdot 10^6$. Für diesen Punkt verringert der Schubbelastungsgrad sich auf bis zu $c_{TH} = 1,06$. Der Vergleich der dimensionslosen Kräfte und Momente für die beiden verschiedenen Messungen in Abbildung 5.24 zeigt jedoch, dass die Messwerte ähnlich sind.

Die in Abbildung 5.24 zur Referenz dargestellten Berechnungen von Söding [90] orientieren sich an den Messungen der SVA [158]. Das Hybridverfahren wird hingegen auf die in den Messungen von Wolf [110] herrschenden Bedingungen angewandt. Da die Ergebnisse der beiden Messungen vergleichbar sind, kann davon ausgegangen werden, dass dies auch für die Berechnungen gilt.

Der Auftriebsbeiwert k_L wird von beiden Berechnungsmethoden sehr gut wiedergegeben. Bei positiven großen Ruderwinkeln überschätzt das Hybridverfahren den Auftrieb in geringem Maße. Der Winkel, ab dem eine Ablösung auftritt, wird vom Hybridverfahren bei negativen Winkeln etwas zu früh vorhergesagt. Hierbei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Ablösung zunächst auf einzelnen Schnitten festgestellt wird, bevor sie ein nennenswertes Ausmaß annimmt. Auch handelt es sich bei den hier berechneten Ablösungen um ein laminares Ablösen der Strömung. Bei einer laminaren Ablösung kann es unter Umständen zum turbulenten Wiederanliegen kommen. Dieses kann jedoch von der vorliegenden Berechnungsmethode nur eingeschränkt berechnet werden, vor allem unter dem Gesichtspunkt, dass ein vom Propeller eingebrachter Turbulenzgrad nicht berücksichtigt wird. Bei positiven Ruderwinkeln wird der Ruderwinkel der Ablösung dagegen mit sehr hoher Genauigkeit berechnet.

Der mit dem Hybridverfahren berechnete Widerstandsbeiwert k_D weist im Bereich kleiner Ruderwinkel eine höhere Übereinstimmung mit den Messungen auf als das rein potenzialtheoretische Verfahren nach Söding [90]. Bei moderaten und großen Ruderwinkeln berechnen beide Verfahren hingegen einen ähnlichen Widerstandsbeiwert, der bis zu einem Ruderwinkel von $|\delta_R| = 20^\circ$ eine gute Übereinstimmung mit den Messungen aufweist.

Beide Berechnungsmethoden liefern ein ähnliches Ruderschaftmoment $k_{M,z}$. Dieses ist im Vergleich zu den Messungen zu groß. So wird zwar die Überbalancierung des Ruders vorhergesagt, jedoch berechnen beide dargestellten Methoden ein zu großes Schaftmoment. Das Hybridverfahren liefert an dieser Stelle also trotz der Weiterentwicklung annähernd die gleichen Ergebnisse wie das zugrunde liegende Verfahren.

Für den letzten betrachteten Schubbelastungsgrad von $c_{TH} = 4,0$ werden die Messergebnisse von Wolf [110] mit den Berechnungen des Hybridverfahrens in Abbildung 5.25 verglichen. Der Auftriebsbeiwert k_L wird dabei mit ausreichender Genauigkeit berechnet. Bei negativen Ruderwinkeln wird eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen erzielt. Bei positiven Ruderwinkeln wird der Auftrieb jedoch überschätzt. Der Winkel, ab dem die Strömungablösung auftritt, wird für negative Ruderwinkel sehr gut prognostiziert. Bei positiven Ruderwinkeln wird bereits zu früh eine Strömungablösung vorhergesagt.

Der Widerstandsbeiwert k_D wird mit dem Hybridverfahren über den gesamten untersuchten

Ruderwinkelbereich mit hoher Genauigkeit berechnet. Bei negativen Ruderwinkeln wird der Widerstand erst ab dem Strömungsabriss ab $\delta_R \leq -22^\circ$ unterschätzt. Für das Schaftmoment $k_{M,z}$ werden das Vorzeichen und der Verlauf von dem Hybridverfahren richtig berechnet. In der Berechnung wird jedoch, wie auch schon bei dem vorherigen Schubbelastungsgrad, das Moment überschätzt. Darüber hinaus fällt der Berechnungspunkt bei $\delta_R = 0^\circ$ als Ausreißer auf. Dies liegt vermutlich daran, dass der Propeller aufgrund der hohen Schubbelastung hohe Tangentialgeschwindigkeiten induziert. Diese führen bereits bei einem Ruderwinkel von $\delta_R = 0^\circ$ zu einem Anstellwinkel auf dem Ruder. Dies hätte einen zu korrigierenden Spitzenwirbeleinfluss an der Unterkante des Ruders zur Folge, welcher jedoch bei diesem Ruderwinkel in den Berechnungen nicht berücksichtigt wird.

5.3.2.2. Propellercharakteristik

Der Propellerschub und das Propellermoment in Freifahrt sind in Abbildung 5.26 für die Berechnungen mit dem Traglinienverfahren und für die Messungen von Wolf [110] und der SVA [158] dargestellt. Die Messungen von Wolf [110] werden dabei im Umlauftank durchgeführt. Die Freifahrtversuche der SVA [158] werden im Versuchstank durchgeführt. Beide Messungen weisen eine hohe Übereinstimmung untereinander auf. Das Traglinienverfahren bildet die Propellercharakteristik gut ab. Der Schub wird geringfügig überschätzt, wobei die Abweichung bei niedrigen Fortschrittsgraden geringer ist als bei hohen Fortschrittsgraden. Das Drehmoment des Propellers wird ebenfalls leicht überschätzt. Hier ist der Verlauf jedoch andersherum. Die Abweichung zu den Messungen ist bei geringen Fortschrittsgraden größer als bei hohen Fortschrittsgraden. Insgesamt bewegen sich die Abweichungen jedoch im vertretbaren Rahmen.

Die Beeinflussungen des Propellerschubes und -momentes durch das Ruder sind in Abbildung 5.27 dargestellt. Hierbei werden die Änderungen, wie zuvor in den Gleichungen (5.9) und (5.10) beschrieben, als relative Änderungen dargestellt. Bei den Messungen werden die Messreihe 1387 für den Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$ der fünf untersuchten Schubbelastungsgrade und die Messreihe 1388, bei der für den neutralen Ruderwinkel der Schubbelastungsgrad variiert wird, dargestellt. Die beiden Messreihen liegen sowohl für den Schub als auch für das Moment nicht direkt übereinander. Die Abweichung der beiden Messreihen stellt somit ein Maß für die Unsicherheit der Messungen dar. In den Berechnungen wird die relative Änderung des Propellerschubes mit sehr guter Übereinstimmung zu der Messreihe 1388 bestimmt. Die Änderung des Drehmomentes wird ebenfalls gut vorausgesagt. Bei größeren Fortschrittsgraden wird die Änderung jedoch unterschätzt.

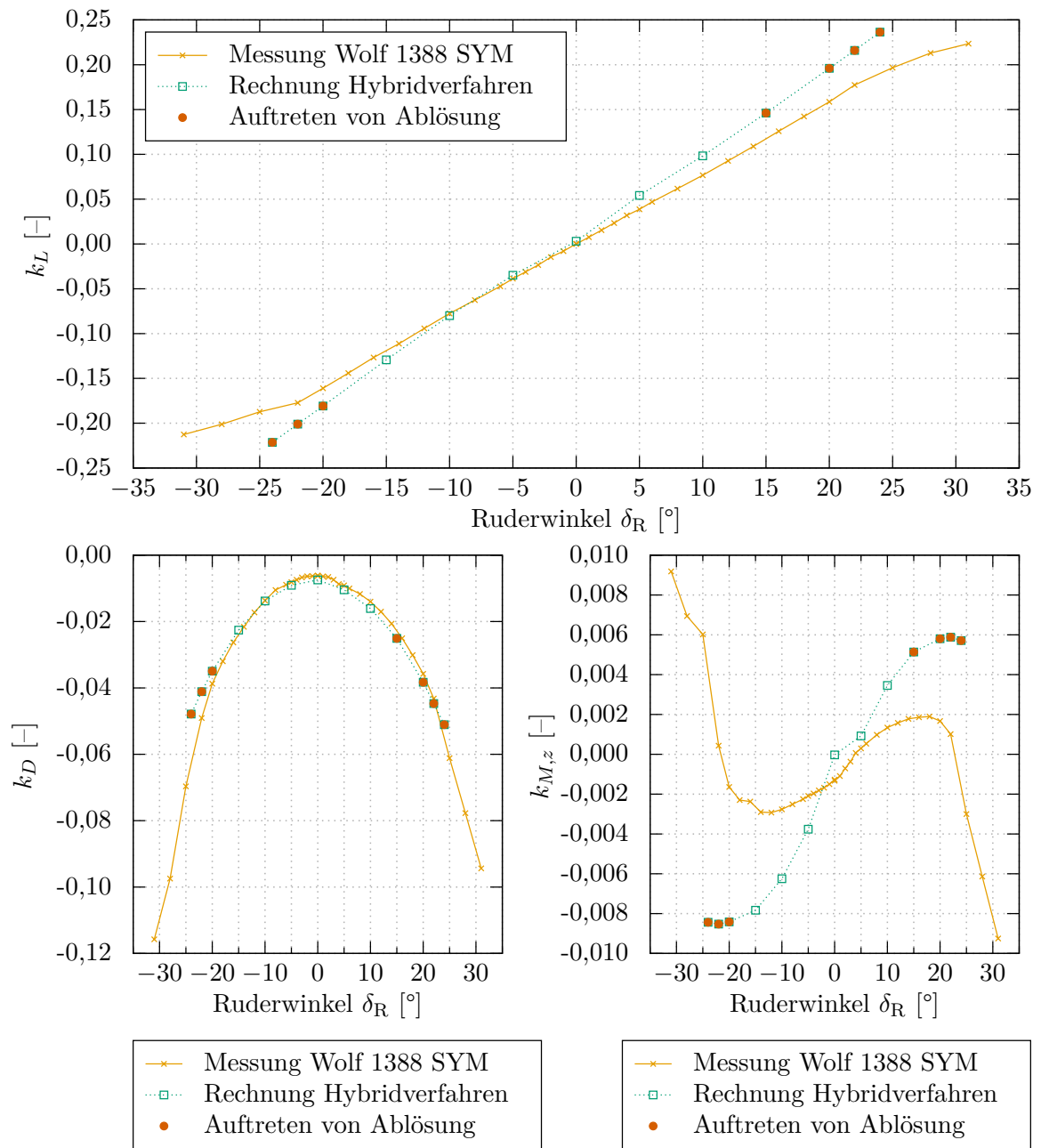


Abbildung 5.25.: Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und der Messreihe 1388 von Wolf [110] für den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 4,0$.

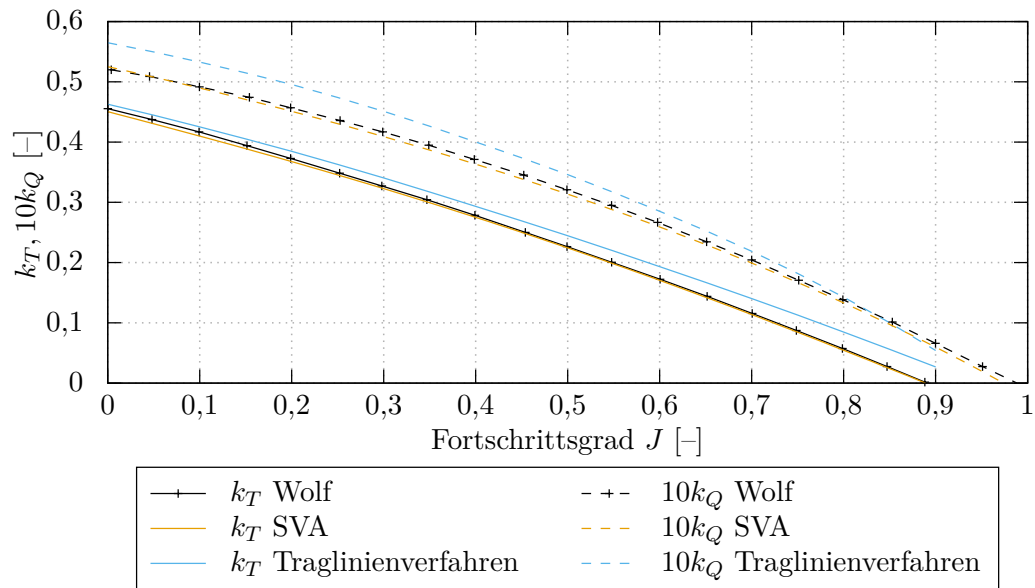


Abbildung 5.26.: Vergleich der Propellerfreifahrten zwischen Berechnungen und den Messungen von Wolf [110] und der SVA [158].

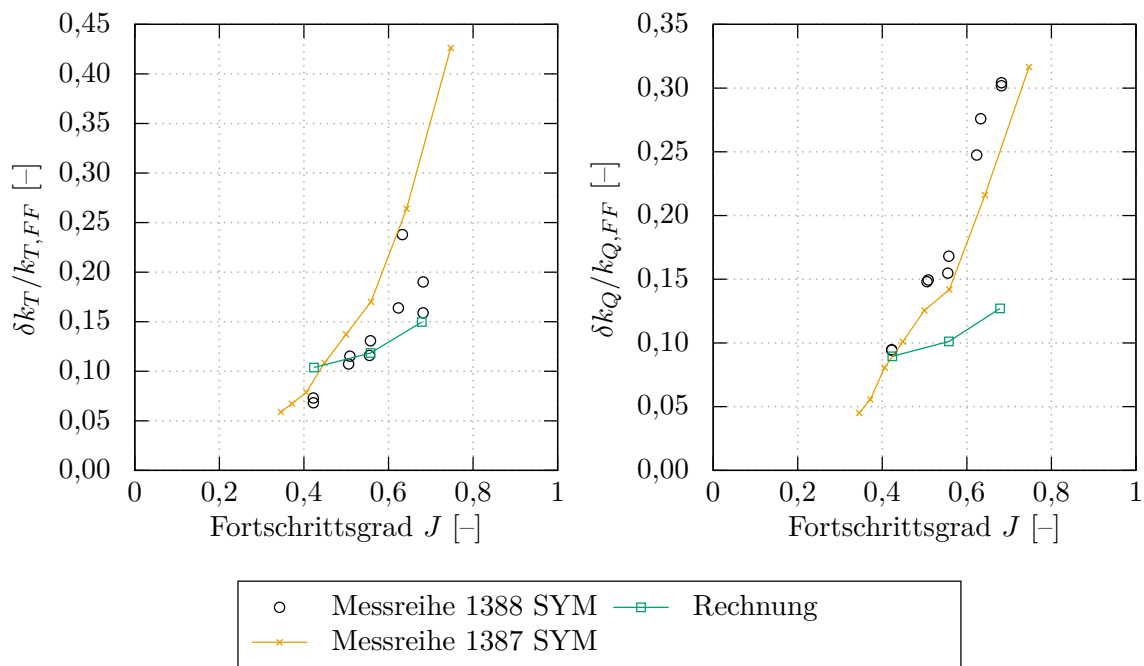


Abbildung 5.27.: Vergleich der relativen Änderung des Schubes (links) und des Momentes (rechts) am Propeller zwischen Messungen [110] und Berechnungen für die Propeller-Ruder-Anordnung.

5.4. Fall 4

5.4.1. Vorstellung des Validierungsfalls

Der letzte Fall, der im Rahmen dieser Arbeit zu Validierungszwecken genutzt wird, sind die Messungen, die im Rahmen des Forschungsvorhabens ESD@Sea durchgeführt wurden [111]. Innerhalb des Vorhabens werden eine Vielzahl von Versuchen für ein Containerschiff und einen Massengutfrachter durchgeführt. Im Rahmen der Validierung werden hier lediglich die Versuche des Containerschiffes genutzt. Für dieses wird die Propeller-Ruder-Anordnung im Schlepptank in umgedrehter Freifahrtanordnung (ROWT) untersucht [159]. Die Versuchsanordnung ist in Abbildung 5.28 schematisch und in Abbildung 5.29 ausschnittsweise in der Versuchsdurchführung dargestellt. Abbildung 5.29 zeigt ein Ruder mit Ruderfinnen, auf welches hier im Rahmen der Validierung nicht eingegangen wird. Abgesehen von den am Ruder angebrachten Finnen entsprechen die Rudergeometrie und die Anordnung jedoch dem hier untersuchten Validierungsfall. Oberhalb des Ruders ist eine profilförmige Schaftverkleidung angebracht, deren Vorderkante in der Propellerebene liegt und deren Hinterkante knapp über die Hinterkante des Ruders hinaus ragt. Die Dicke der Verkleidung entspricht der des obersten Profilschnitts des Ruders. Oberhalb der Schaftverkleidung ist auf Höhe der Wasseroberfläche eine Platte angebracht, um Effekte der freien Oberfläche zu vermeiden.

Der untersuchte Winkelbereich des Ruders beschränkt sich in den Versuchen auf $\delta_R = -4^\circ$ bis 4° , da dieser Bereich ungefähr 75 % der Betriebszeit des Schiffes abbildet [160, S. 47]. In den ROWT-Versuchen wird das gesamte Freifahrt-Propellerdiagramm des Propellers untersucht. Die Versuche werden mit konstanter Drehzahl durchgeführt und der Fortschrittsgrad wird über die Schlepptankgeschwindigkeit eingestellt. Von den verschiedenen untersuchten Anordnungen wird hier zu Validierungszwecken nur auf die ESPACTM-Anordnung eingegangen³. Die Kennwerte

³Das Produkt ESPACTM ist eine aufeinander abgestimmte Propeller-Ruder-Anordnung, die von den Firmen Mecklenburger Metallguss GmbH und Van der Velden Barkemeyer GmbH vertrieben wird.

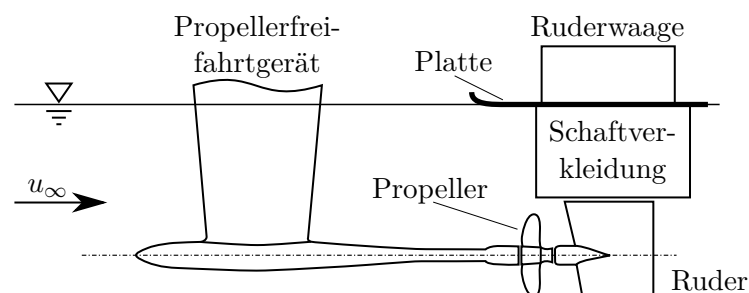


Abbildung 5.28.: Schematische Versuchsanordnung der umgedrehten Freifahrtversuche aus dem Forschungsvorhaben ESD@Sea [159] in eigener Darstellung nach [159, Blatt 3.2].

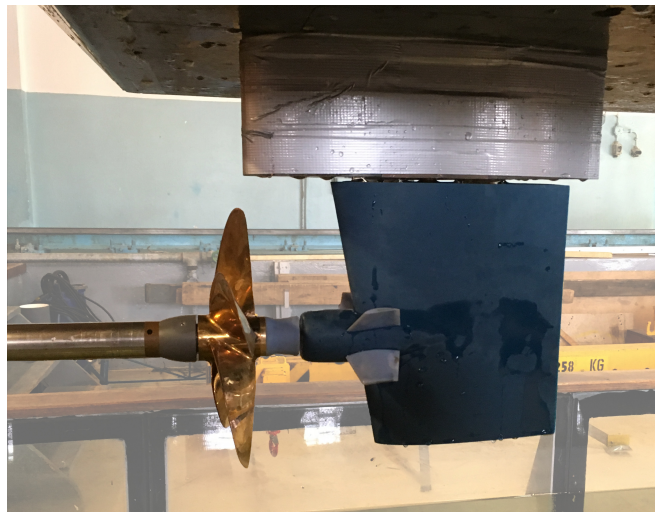


Abbildung 5.29.: Ausschnitt der Versuchsanordnung der umgekehrten Freifahrtversuche aus dem Forschungsvorhaben ESD@Sea [159] in der Versuchsdurchführung. Die dargestellten Ruderfinnen werden nicht in der hier vorgestellten Validierung verwendet.

des Ruders mit twistierter Vorderkante sind in Tabelle 5.7 und die des Propellers in Tabelle 5.8 angegeben. Innerhalb der Versuche werden sowohl die am Ruder auftretenden Kräfte und Momente gemessen als auch der Propellerschub und das Propellermoment.

Neben den Messungen im Schlepptank stehen ergänzend die Ergebnisse von RANS-Berechnungen des Unternehmens *Van der Velden Barkemeyer GmbH*, die Teil des Forschungsvorhabens waren, zur Verfügung [50]. Im Rahmen der Berechnungen wird die Anordnung für einen Fortschrittsgrad untersucht, der dicht am optimalen Wirkungsgrad des Propellers liegt. Die numerischen Untersuchungen werden instationär durchgeführt. Sowohl das Ruder als auch der Propeller sind voll aufgelöst und das Berechnungsgebiet des rotierenden Propellers ist mit einem gleitenden Interface in das gesamte Berechnungsgebiet eingegliedert. Die in der Berechnung verwendete Headbox entspricht nicht der aus den ROWT-Versuchen, sondern der des realen Schiffes. Da keine freie Oberfläche angesetzt wird, werden zwei verschiedene Randbedingungen betrachtet. Eine ist eine Spiegelrandbedingung ohne Wandschubspannung und die andere ist eine Druckrandbedingung. Darüber hinaus wird die Strömung in den Berechnungen als voll turbulent angenommen.

5.4.2. Propeller-Ruder-Anordnung

Für die Validierung des Hybridverfahrens werden die Ergebnisse der ROWT-Modellversuche [111] für die drei Fortschrittsgrade $J = 0,413$, $0,620$ und $0,827$ mit den Berechnungsergebnissen

Tabelle 5.7.: Geometrische Parameter des verwendeten Ruders aus den Modellversuchen des Forschungsvorhabens ESD@Sea [111].

Modell	ESPAC TM Ruder
Maßstab λ_M	42,727
Spannweite h_M	0,231 m
Mittlere Sehnenlänge \bar{c}_M	0,194 m
Ruderfläche A_{Rud}	0,046 m ²
Geom. Seitenverhältnis Λ	1,160
Pfeilungswinkel Ω	7,843 °
Zuspitzung λ_R	0,804
Profildfamilie	DMC VdV
Rel. Dicke Wurzel $(t/c)_W$	0,217
Rel. Dicke Spitze $(t/c)_S$	0,160

Tabelle 5.8.: Hauptdaten des Propellers aus den Modellversuchen des Forschungsvorhabens ESD@Sea [111].

Maßstab λ_M	42,727
Flügelanzahl Z	5
Propellerdurchmesser $D_{P,M}$	0,2177 m
Nabendurchmesser $D_{H,M}$	0,0368 m
Flächenverhältnis A_E/A_0	0,6450
Mittlere Steigung P/D_P	0,9398

verglichen. Der Fortschrittsgrad $J = 0,827$ liegt dicht am optimalen Wirkungsgrad des Propellers und stellt somit im normalen Betrieb den größten Fortschrittsgrad von Interesse dar. Für diesen Punkt stehen auch die eingangs erwähnten viskosen numerischen Berechnungen [50] als Referenz zur Verfügung. Die in den Berechnungen mit dem Hybridverfahren verwendeten Einstellungen sind im Anhang in Tabelle A.5 zusammengefasst. Alle Teilaspekte des Hybridverfahrens finden in den Berechnungen Anwendung. Die Nachlaufpaneele werden mittels des Traglinienverfahrens für Mehrkomponenten-Propulsoren ausgerichtet und die Grenzschicht auf dem Ruder wird entlang von Trajektorien berechnet. Als Headbox wird die in den ROWT-Versuchen verwendete und in Abbildung 5.28 schematisch dargestellte Geometrie verwendet. Oberhalb der Headbox wird eine Spiegelrandbedingung aufgebracht.

5.4.2.1. Rudercharakteristik

Die gemessenen und berechneten Ruderkräfte werden für diesen Validierungsfall nach den Gleichungen (5.4) und (5.5) mit der Propellerdrehzahl dimensionslos gemacht. Dies entspricht zwar nicht der für Tragflügel üblichen Weise, bietet jedoch Vorteile bezüglich der Vergleichbarkeit von verschiedenen Messungen und Rechnungen. Außerdem wird die Unsicherheit hin zu geringen Fortschrittsgraden mit niedrigen Geschwindigkeiten der Außenströmung verringert.

Die Beiwerte der Ruderkräfte und -momente sind für den Fortschrittsgrad $J = 0,827$ in Abbildung 5.30 dargestellt. Dabei sind die Messungen [159], die RANS-Berechnungen [50] mit den beiden Randbedingungen an der Oberkante und die Berechnungen des Hybridverfahrens gegenübergestellt. Alle Berechnungsverfahren überschätzen den Auftriebsbeiwertgradienten und prognostizieren einen ähnlichen neutralen Ruderwinkel von $\delta_R = -0,2^\circ$. Der Auftriebsbeiwert k_L der Messung wird am besten von der RANS-Berechnung mit Druckrandbedingung wiedergegeben. Die Berechnung des Hybridverfahrens und die RANS-Berechnung mit Druckrandbedingung liefern vergleichbare Ergebnisse, wobei mit dem Hybridverfahren ein etwas größerer Auftrieb für positive Ruderwinkel berechnet wird. Vor dem Hintergrund der sehr geringen Ruderwinkel und somit auftretenden Kräfte kann die Vorhersagegenauigkeit als zufriedenstellend beurteilt werden. Die Berechnungsergebnisse weichen zwar geringfügig von den Messungen ab, jedoch zeigt sich, dass mit dem Hybridverfahren Ergebnisse für die integrale Größe des Auftriebs in ähnlicher Qualität wie die in den RANS-Berechnungen mit Spiegelrandbedingung erzeugt werden können.

Bei dem Widerstandsbeiwert k_D unterschätzt das Hybridverfahren den gemessenen Widerstand relativ stark. Die RANS-Berechnungen liefern hier die richtige Größenordnung des Widerstands, können jedoch auch nicht den exakten Verlauf des Widerstands über dem Ruderwinkel abbilden. Gründe für die starke Abweichung des mit dem Hybridverfahren berechneten Widerstandsbeiwertes können sein, dass die Strömung auf dem Ruder stärker oder annähernd

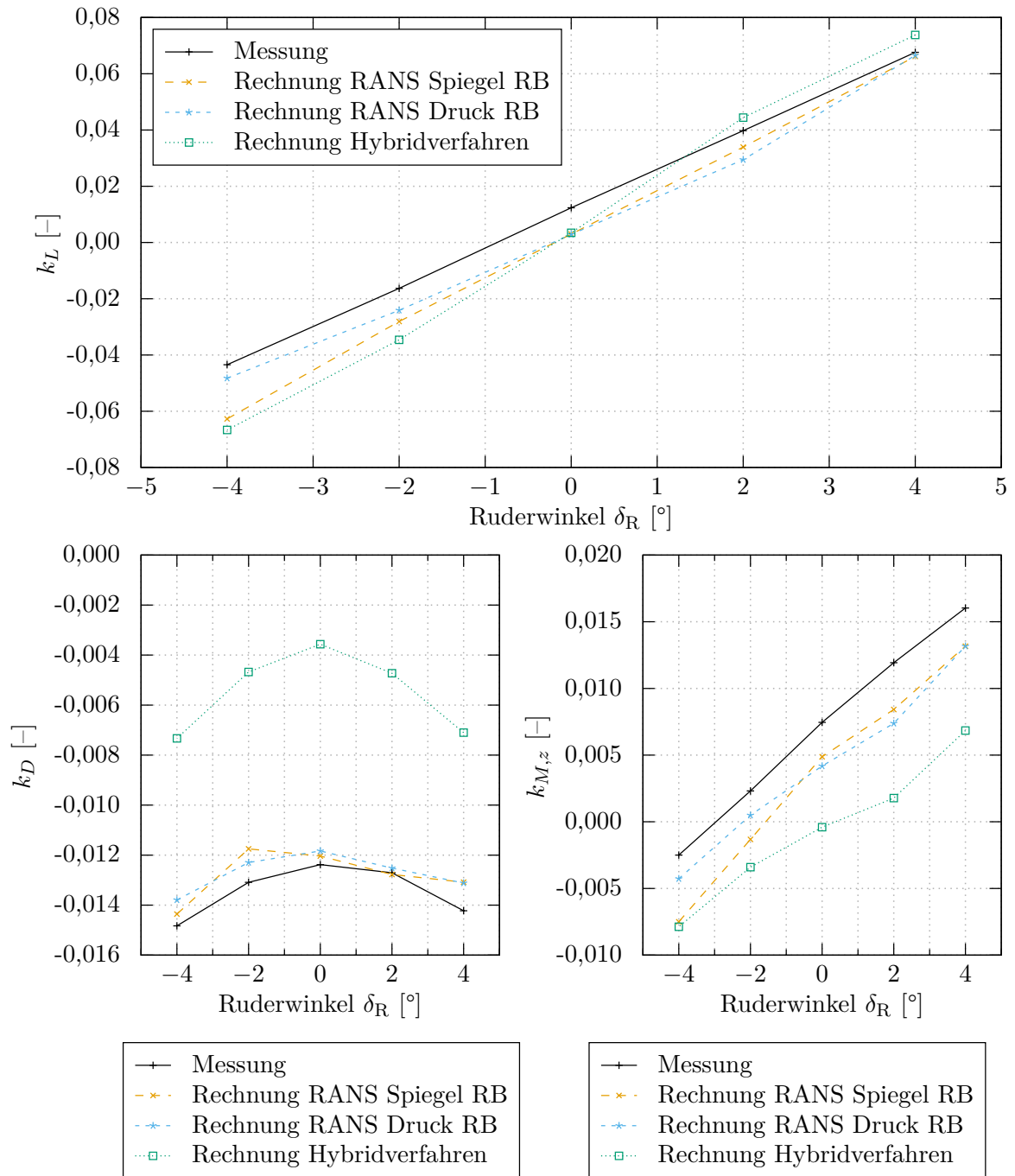


Abbildung 5.30.: Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und den in umgekehrten Freifahrtversuchen gemessenen Werten für $J = 0,827$.

komplett turbulent ist. Die RANS-Berechnungen treffen die Annahme einer vollständig turbulenten Strömung vor dem Hintergrund, dass der Propeller den Turbulenzgrad in seinem Nachlauf erhöht und somit ein früherer Umschlag stattfindet oder eine gar komplett turbulente Strömung vorliegt. Die Berechnungen des Hybridverfahrens berücksichtigen dies nicht. Dort wird mit einem laminaren Anlauf und erst ab der Transition mit einer turbulenten Strömung gerechnet, wobei kein erhöhter Turbulenzgrad die Transition beeinflusst. Dabei liegt der Transitionspunkt in den Berechnungen ungefähr bei $x_{Tr} = 0,5c$. Somit wird ein Großteil des Ruders im Hybridverfahren laminar umströmt. Ein weiterer Aspekt, der den Widerstand beeinflussen kann, ist die komplexe Interaktion zwischen Propeller, Ablaufhaube und Propulsionsbirne im Nabenbereich. Bei der untersuchten Propeller-Ruder-Anordnung sind diese aufeinander abgestimmt. Die Ablaufhaube des Propellers besitzt eine optimierte Form und die Propulsionsbirne weist eine auf Geradeausfahrt optimierte Geometrie auf, die an der Vorderkante sehr stumpf ist und einen sehr kleinen Spalt zur Ablaufhaube aufweist. Die stumpfe Geometrie hat zur Folge, dass bereits bei geringen Ruderwinkeln eine starke Krümmung der Propulsionsbirne in den Nabenbereich des Propellernachlaufs hinein ragt und widerstandserhöhend wirkt. Diese Effekte können jedoch nur in aufwendigen und hoch aufgelösten Verfahren (beispielsweise viskose Finite-Volumen-Verfahren) abgebildet werden. Somit können diese Effekte nicht mit dem vorgestellten Hybridverfahren beurteilt werden.

Bei dem Beiwert des Ruderschaftmomentes $k_{M,z}$ weisen alle Berechnungen einen Versatz zu den Messungen auf. Der stärkste Versatz tritt bei den Ergebnissen des Hybridverfahrens auf. Bei den RANS-Berechnungen tritt ein geringerer Versatz auf. Die höchste Übereinstimmung wird mit der Druckrandbedingung erzielt. Bei der Spiegelrandbedingung kommt es bei negativen Ruderwinkeln zu einer größeren Abweichung, die dann auch zu einer Überschätzung des Gradienten des Ruderschaftmomentes führt. Ein Grund für die Abweichung der Messergebnisse zu den Berechnungsergebnissen ist die hohe Balancierung des Ruders, die zu sehr geringen Schaftmomenten führt und somit deren genaues Abbilden in numerischen Untersuchungen erschwert [161].

Für den Fortschrittsgrad $J = 0,62$ sind die Beiwerte der Ruderkräfte und -momente aus Messungen und Berechnungen in Abbildung 5.31 gegenübergestellt. Der Auftriebsbeiwert k_L wird vom Hybridverfahren mit zufriedenstellender Genauigkeit vorhergesagt, auch wenn der Gradient etwas überschätzt wird. Der Widerstandsbeiwert k_D wird im Rahmen der Berechnung wie auch schon bei dem höheren Fortschrittsgrad unterschätzt. Auf die möglichen Ursachen wurde bereits eingegangen. Der berechnete Beiwert des Ruderschaftmomentes $k_{M,z}$ weist, wie auch für den vorigen Fortschrittsgrad, einen Versatz zu den Messwerten auf. Der Gradient wird darüber hinaus geringfügig unterschätzt. Aufgrund der hohen Balancierung des Ruders und somit geringen Ruderschaftmomente ist diese Abweichung vertretbar.

In Abbildung 5.32 werden die Messergebnisse [159] mit den Ergebnissen des Hybridverfah-

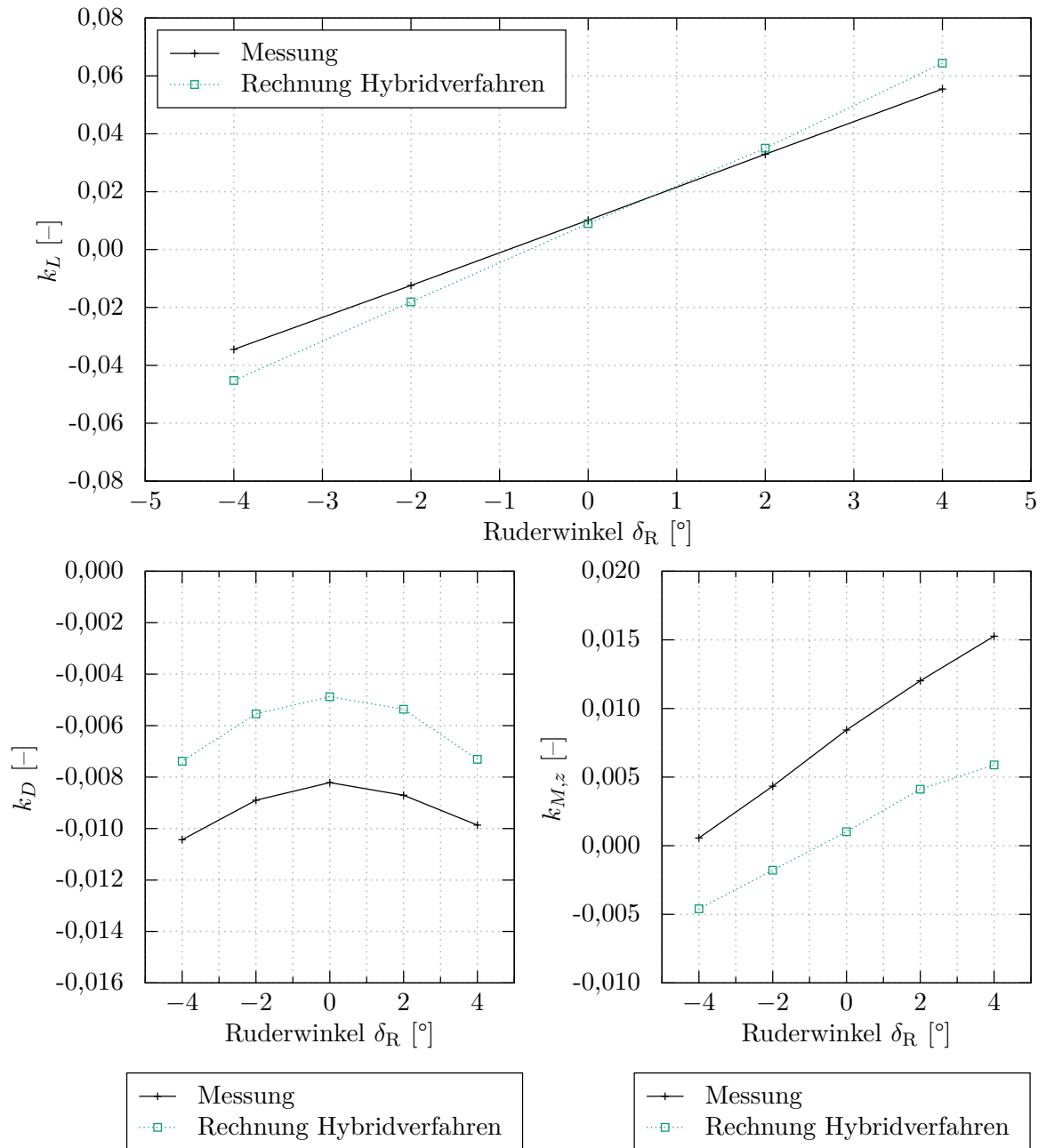


Abbildung 5.31.: Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und den in umgekehrten Freifahrtversuchen gemessenen Werten für $J = 0,620$.

rens für den Fortschrittsgrad $J = 0,413$ verglichen. Der Auftriebsbeiwert k_L wird mit guter Genauigkeit vom Hybridverfahren berechnet. Der Gradient k_L/δ_R wird im Berechnungsverfahren geringfügig überschätzt. Mit einer Abweichung von unter $0,5^\circ$ wird der neutrale Ruderwinkel mit zufriedenstellender Genauigkeit berechnet. Der Widerstandsbeiwert k_D wird in den Berechnungen des Hybridverfahrens unterschätzt. Der Unterschied zu den Messungen ist jedoch geringer als bei den zuvor vorgestellten Fortschrittsgraden. Auf die möglichen Ursachen für die Abweichung wurde bereits bei den Ergebnissen des Fortschrittsgrads $J = 0,827$ eingegangen. Die dort aufgeführten Gründe sind unabhängig vom Fortschrittsgrad und lassen sich somit auf diesen Fall übertragen. Zwischen den Berechnungsergebnissen und den Messungen für das Ruderschaftmoment $k_{M,z}$ besteht ein Versatz und der Gradient wird unterschätzt. Diese Abweichungen traten auch bei den anderen Fortschrittsgraden auf und die dort ausgeführten Begründungen lassen sich auf diesen Fortschrittsgrad übertragen.

5.4.2.2. Propellercharakteristik

Die Messwerte des Propellers in Freifahrt [11, Blatt 2.8 ff.] sind den mit der Traglinienmethode berechneten Werten in Abbildung 5.33 gegenübergestellt. Hierbei erzielt das Traglinienverfahren über weite Bereiche eine sehr gute Übereinstimmung im Propellerschub. Erst ab einem Fortschrittsgrad von $J > 0,8$ wird der Propellerschub vom Traglinienverfahren geringfügig unterschätzt. Das Drehmoment des Propellers wird ebenfalls in einem großen Bereich der Fortschrittsgrade mit guter Genauigkeit berechnet. Bei niedrigen Fortschrittsgraden wird das Drehmoment geringfügig überschätzt. Ab einem Fortschrittsgrad von $J > 0,75$ wird das Drehmoment unterschätzt. Im Bereich des starken Wirkungsgradabfalls des Propellerfreifahrtwirkungsgrades η_0 wird das Drehmoment ab $J > 0,85$ stark unterschätzt. Dieser Bereich ist für den normalen Betrieb des Schiffes jedoch nicht relevant.

Die relativen Änderungen des Propellerschubes und des Drehmomentes aufgrund der Beeinflussung des Propellers durch das Ruder sind in Abbildung 5.34 dargestellt. Diese relativen Änderungen werden nach den Gleichungen (5.9) und (5.10) berechnet. Neben den Messwerten aus den ROWT-Versuchen [159] sind die Ergebnisse der RANS-Rechnungen [50] für den Fortschrittsgrad $J = 0,826$ als Referenz eingezeichnet. Mit dem Hybridverfahren sind die relativen Änderungen im Bereich von $J = 0,206$ bis $0,827$ berechnet. Die Änderung des Propellerschubes wird in den Berechnungen des Hybridverfahrens mit guter Genauigkeit berechnet. Für den Fortschrittsgrad $J = 0,827$ wird der Rudereinfluss unterschätzt und bei geringen Fortschrittsgraden überschätzt. Im Vergleich zu den RANS-Rechnungen liefert das Hybridverfahren für den Fortschrittsgrad $J = 0,827$ eine relative Änderung des Propellerschubes in vergleichbarer Größenordnung. Bei der relativen Änderung des Drehmomentes zeigt sich ein ähnliches Bild. Bei dem Fortschrittsgrad $J = 0,827$ wird die Änderung unterschätzt, wohingegen sie bei niedrigeren

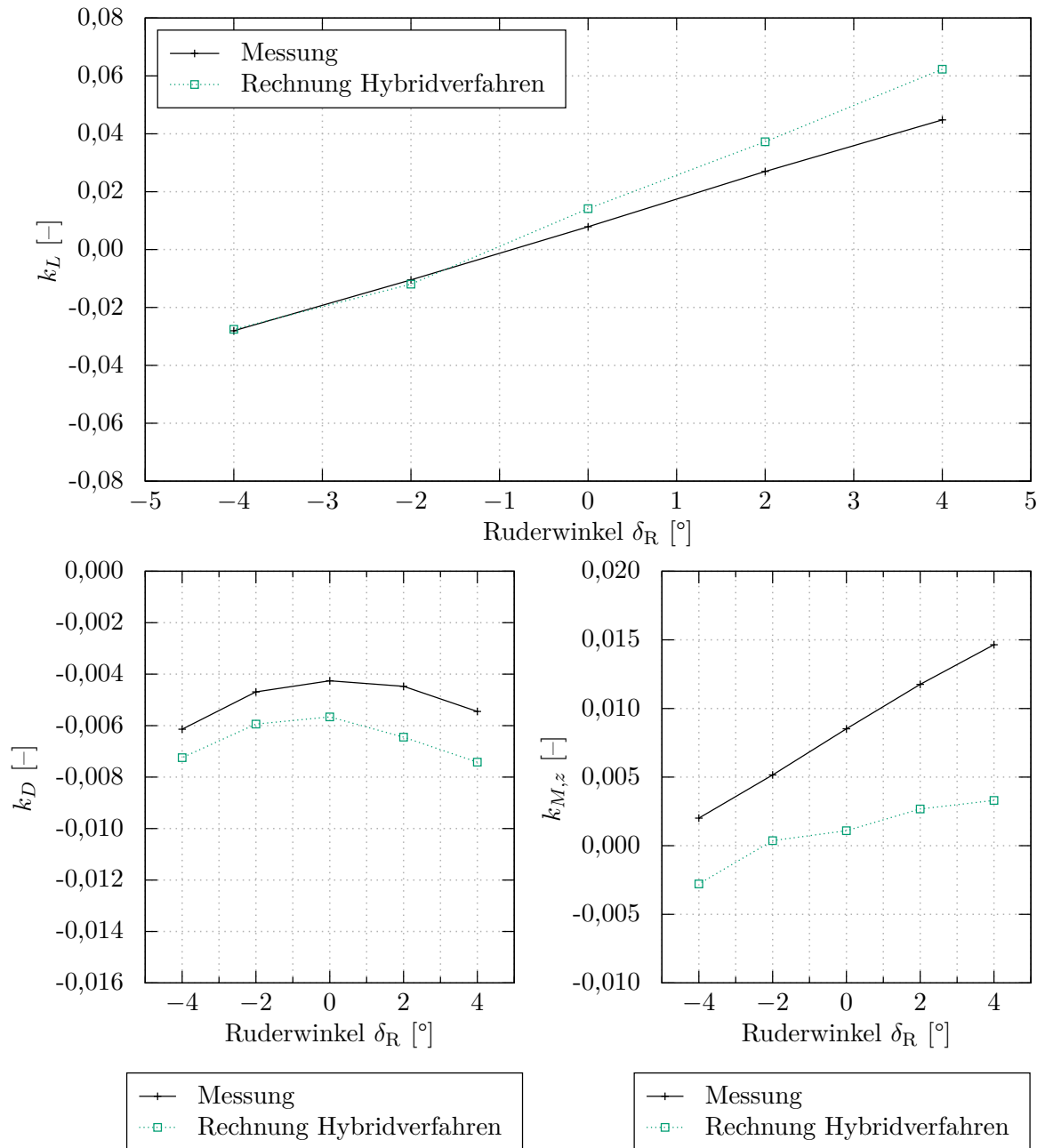


Abbildung 5.32.: Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren und den in umgekehrten Freifahrtversuchen gemessenen Werten für $J = 0,413$.

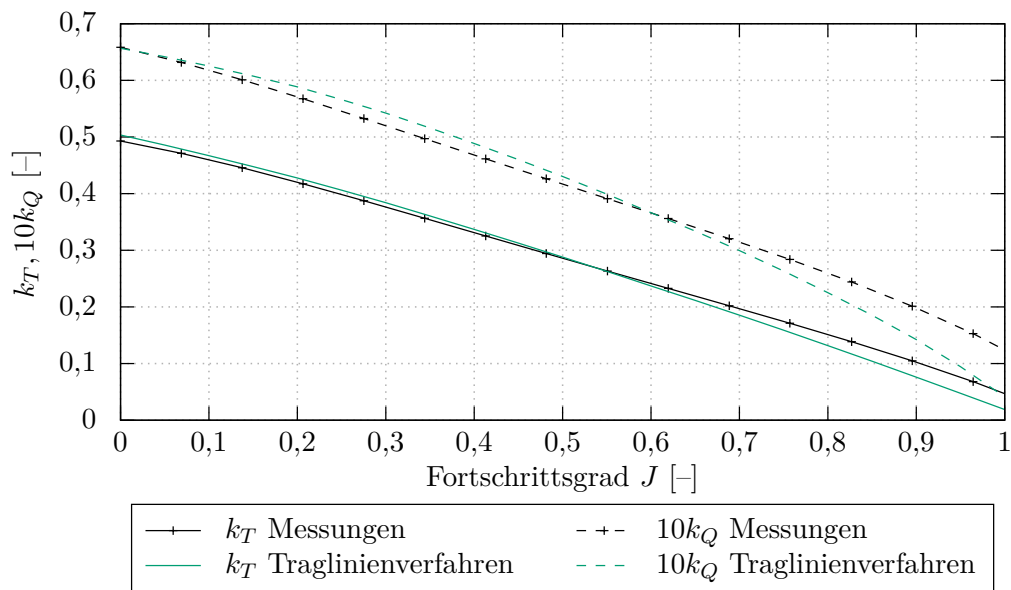


Abbildung 5.33.: Vergleich der Propellerfreifahrten zwischen Messungen [11, Blatt 2.8 ff.] und Berechnungen.

Fortschrittsgraden überschätzt wird. Für den Fortschrittsgrad $J = 0,827$ überschätzen die RANS-Berechnungen den Rudereinfluss auf das Propellerdrehmoment. Auch wenn die relativen Drehmomentenänderungen zwischen Messungen und Berechnungen des Hybridverfahrens nicht exakt übereinstimmen, wird eine gute Rechengenauigkeit erzielt.

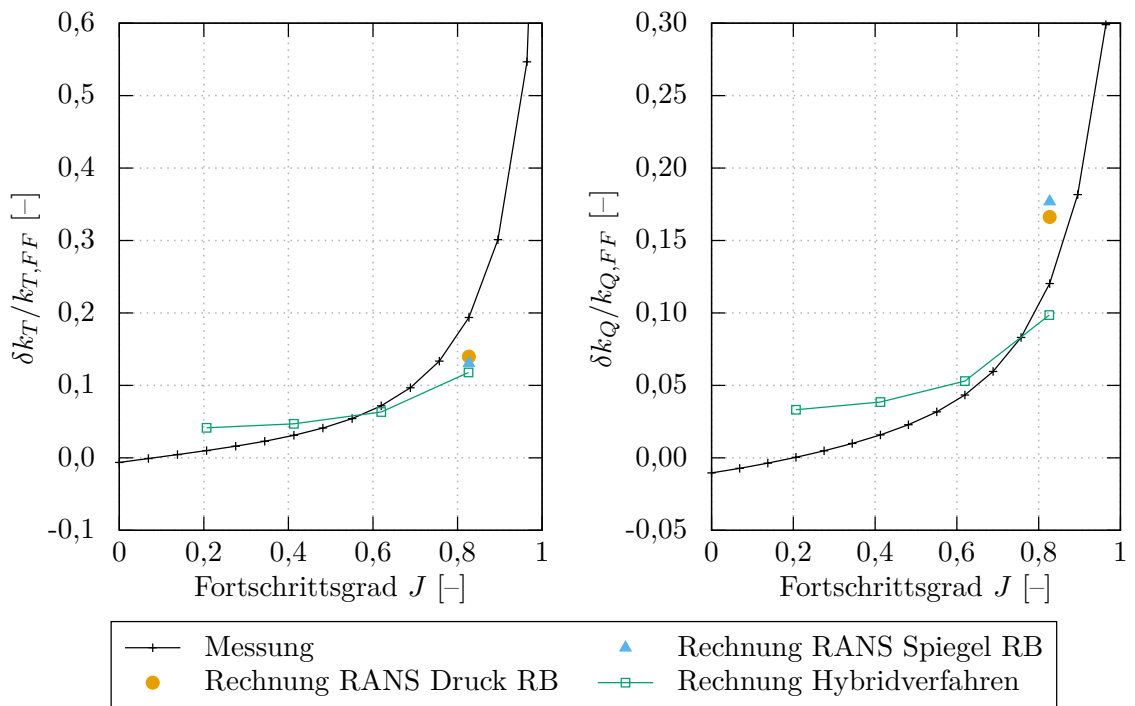


Abbildung 5.34.: Vergleich der relativen Änderung des Schubes (links) und des Moments (rechts) am Propeller zwischen Messungen [159], RANS-Berechnungen [50] und Berechnungen mit dem Hybridverfahren für die Propeller-Ruder-Anordnung.

6. Anwendung der Berechnungsmethode auf Großausführungsprognosen

Während im vorangegangenen Kapitel das neuartige Hybridverfahren zu Validierungszwecken zur Nachrechnung von Modellversuchen verwendet wurde, wird das Verfahren nun für Berechnungen in der Großausführung genutzt. Dies stellt letztlich die eigentliche Anwendung der Methode dar. Die Berechnungen für die Großausführung können jedoch, wie bereits in Abschnitt 2.1 erläutert, nicht validiert, sondern nur auf Plausibilität geprüft werden. Außerdem können die Unterschiede zwischen den Modellversuchen und der Großausführung identifiziert werden, um so auch die Übertragbarkeit von Modellversuchsergebnissen zu kontrollieren.

Als Beispiel wird in diesem Kapitel der Validierungsfall Nummer 3 aus Abschnitt 5.3 verwendet. Dem Validierungsfall liegt ein von der FSG gebautes Schiff zugrunde, wodurch sich der Fall an dieser Stelle für eine Großausführungsprognose anbietet. In Abbildung 6.1 ist die Ruder-Propeller-Anordnung des Schiffes in der Großausführung während des Baus auf dem Helgen dargestellt. Darüber hinaus stehen für diesen Fall nicht nur Modellversuche im Umlauftank zur Verfügung [110], sondern auch Widerstands- und Propulsionsversuche [158], einschließlich Ruderkraftmessungen in einem Propulsionsversuch.

Die Auswertung der Großausführungsprognose gliedert sich in drei Teile. Zunächst wird in Abschnitt 6.1 auf die Kräfte und Momente am Ruder eingegangen. Anschließend werden in Abschnitt 6.2 die Unterschiede der Grenzschichtgrößen zwischen Modellmaßstab und Großausführung thematisiert. Abschließend werden in Abschnitt 6.3 die Änderungen des Propellerschubes und -momentes vorgestellt.

6.1. Kräfte und Momente am Ruder

Die am Ruder wirkenden Kräfte und Momente werden in Abbildung 6.2 zwischen Modellmaßstab und Großausführung verglichen. Dabei sind die zuvor in Abschnitt 5.3.2.1 vorgestellten Messungen der SVA [158] und die Messungen von Wolf [110] für den Modellmaßstab eingezeichnet. Als Referenz wird weiterhin die Rechnung von Söding [90] aufgeführt. Bei den Berechnungen des Hybridverfahrens werden drei verschiedene Varianten betrachtet. Zum einen sind dies die bereits vorgestellten Berechnungen für den Modellmaßstab. Weiterhin sind die Ergebnisse des Hybrid-



Quelle: Bildarchiv M-06, TUHH.

Abbildung 6.1.: Ruder und Propeller des Validierungsfalls 3 in der Großausführung auf dem Helgen.

verfahrens für die Großausführung mit und ohne Berücksichtigung von Kavitation aufgeführt. Bei den Berechnungen mit Kavitation wird der minimale Druck auf einem Körperpaneel auf den Dampfdruck begrenzt. In den Berechnungen findet jedoch keine weitere Berücksichtigung der Kavitationserscheinungen statt, wie beispielsweise der Aufbringung einer Verdrängungsdicke der Kavitation. Bei den Berechnungen ohne Kavitation kann in den Berechnungen auf den Paneelen der Dampfdruck unterschritten werden.

Der Auftriebsbeiwert k_L wird durch den Maßstab nur geringfügig beeinflusst. Die Werte des Hybridverfahrens für den Modellmaßstab und die Großausführung sind nahezu identisch, wobei der Auftrieb in der Großausführung minimal kleiner ausfällt. Hierbei führt die Berücksichtigung der Kavitation in den Berechnungen für die Großausführung zu einer Verringerung des Auftriebs ab einem Ruderwinkel von $|\delta_R| \geq 25^\circ$. Ab dem Zeitpunkt des Auftretens von Kavitation führt diese zu einem geringeren Auftrieb, da der minimale Druck limitiert wird. Das Auftreten der Kavitation ist in Abbildung 6.3b exemplarisch für den Ruderwinkel von $\delta_R \geq 30^\circ$ dargestellt. Dabei werden Bereiche, in denen der Dampfdruck unterschritten wird, rosa hervorgehoben, während alle anderen Bereiche blau gefärbt sind. Die dazugehörige Druckverteilung ist in Abbildung 6.3a dargestellt. Der Dampfdruck wird in diesem Fall nur in dem ausgeprägten Unterdruckgebiet auf der Steuerbordseite des Ruders unterschritten. Aufgrund des hydrostatischen Drucks und der tangential induzierten Geschwindigkeit des Propellers ist das Gebiet, in dem der Dampfdruck

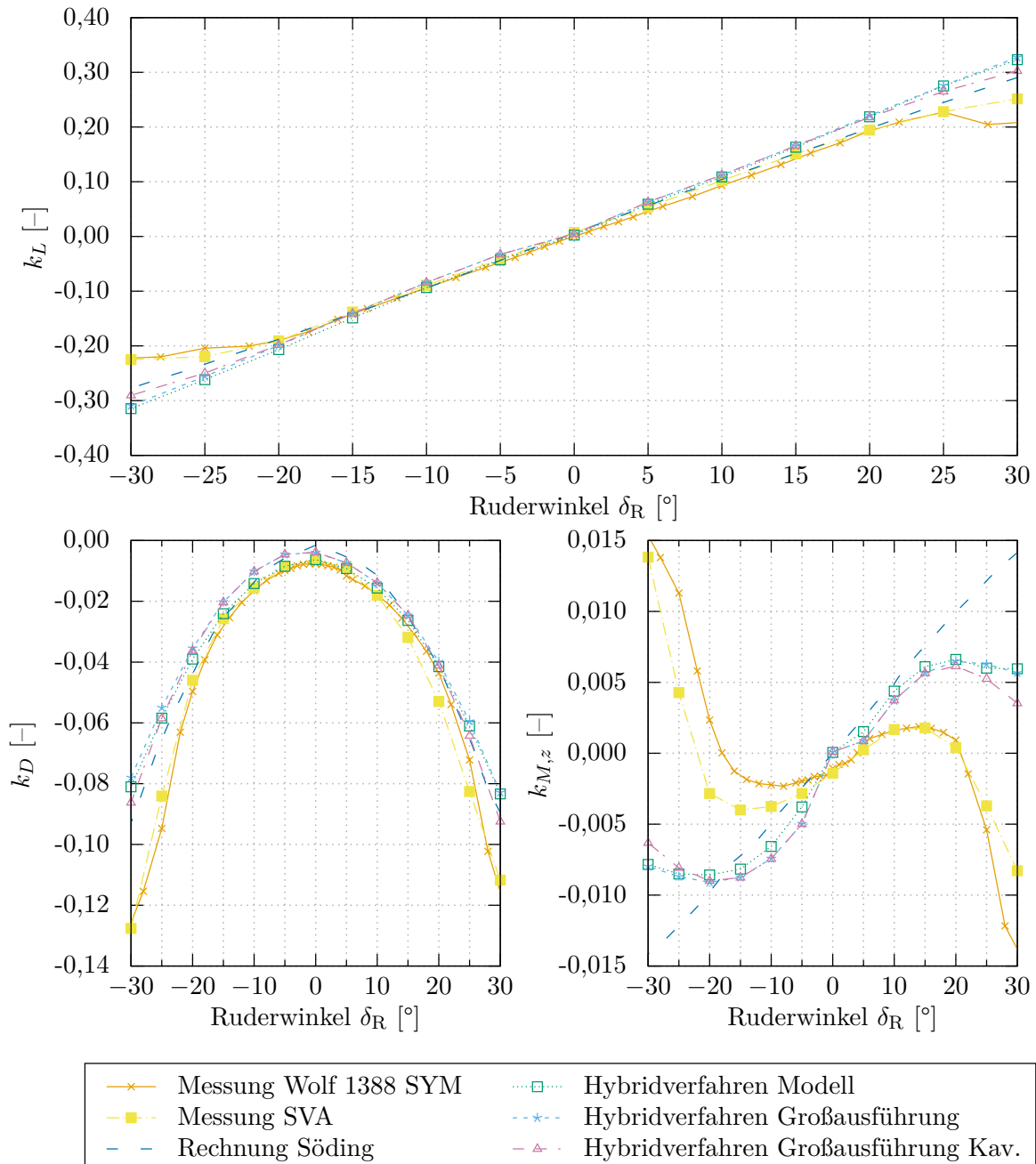


Abbildung 6.2.: Vergleich der Ruderkräfte und des Ruderschaftmomentes zwischen dem Hybridverfahren für Modellmaßstab und Großausführung, den Berechnungen von Söding [90], den Messungen der SVA [158] und der Messreihe 1388 von Wolf [110] für den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 1,8$.

unterschritten wird, auf der oberen Ruderhälfte größer als auf der unteren Hälfte.

Der Vergleich des Widerstandsbeiwertes k_D zwischen Modellmaßstab und Großausführung in Abbildung 6.2 zeigt, dass dieser in der Großausführung niedriger ausfällt als im Modellmaßstab. Bei dem Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$ verringert sich der Widerstandsbeiwert nach Berechnung des Hybridverfahrens von $k_{D, M} = 6,292 \cdot 10^{-3}$ für den Modellmaßstab auf $k_{D, S} = 3,975 \cdot 10^{-3}$ für die Großausführung. Somit beträgt der Widerstandsbeiwert des Ruders in der Großausführung lediglich 63,2% des Widerstands im Modellmaßstab für das nicht gelegte Ruder. Der Versatz zwischen den Widerstandskurven für den Modellmaßstab und die Großausführung bleibt über den Ruderwinkel konstant. Dies entspricht den Erwartungen, da der Widerstand von der Reynoldszahl abhängt und der Unterschied in den Reynoldszahlen über den Ruderwinkeln ebenfalls konstant ist. Lediglich bei großen Ruderwinkeln erhöht sich der Widerstand in der Großausführung unter Berücksichtigung von Kavitation. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Kavitation in der Nähe der Vorderkante auftritt (vergleiche Abbildung 6.3b). In diesem Bereich besitzt die Oberfläche teils eine nach vorne gerichtete Normale. Durch die Begrenzung des Unterdrucks auf den Dampfdruck vermindert sich somit die nach vorne gerichtete Kraft des Unterdruckgebiets.

Der Vergleich der Berechnungen des Hybridverfahrens für die Großausführung mit den Berechnungen von Söding [90] zeigt für den Widerstandsbeiwert k_D eine ähnliche Tendenz. In den Berechnungen von Söding [90] wird die Reibung über die Korrelationslinie der ITTC [143] mit einer mittleren Geschwindigkeit auf der Oberfläche des Ruders berechnet. In den Berechnungen werden die Strömungsverhältnisse der Großausführung verwendet. Dies führt zu der Unterschätzung des Widerstandsbeiwertes im Vergleich zu den Modellversuchsergebnissen. Die Berechnungen des Hybridverfahrens liefern für die Großausführung bei ungelegtem Ruder einen Widerstandsbeiwert in ähnlicher Größenordnung wie die Berechnungen von Söding [90].

Das Ruderschaftmoment $k_{M,z}$ zeigt in den Berechnungen einen konstanten Versatz über alle Ruderwinkel der Großausführungsprognose im Vergleich zum Modellmaßstab. Der Einsatz der Kavitation bei Ruderwinkeln $|\delta_R| \geq 25^\circ$ führt zu einer betragsmäßigen Abnahme des Schaftmomentes. Dies entspricht den Erwartungen, da der Bereich der Kavitation an der Vorderkante liegt und eine Begrenzung des Unterdrucks hier zu einer Verringerung des Momentes führt.

Die Druckverteilungen auf der Ruderoberfläche werden beispielhaft für den Ruderwinkel von $\delta_R = -20^\circ$ in Abbildung 6.4 zwischen Modellmaßstab und Großausführung verglichen. Dabei werden in den Teilabbildungen auf der linken Seite (Abb. 6.4a und 6.4c) die auf Backbord liegende Saugseite und in den Teilabbildungen auf der rechten Seite (Abb. 6.4b und 6.4d) die auf Steuerbord liegende Druckseite dargestellt. Die eingezeichneten Vektoren zeigen die Strömungsrichtung auf den untergeordneten Dreieckspaneelen. Als dünne schwarze Linien sind die Isobaren und die Trajektorien eingezeichnet. Die Druckverteilungen unterscheiden sich

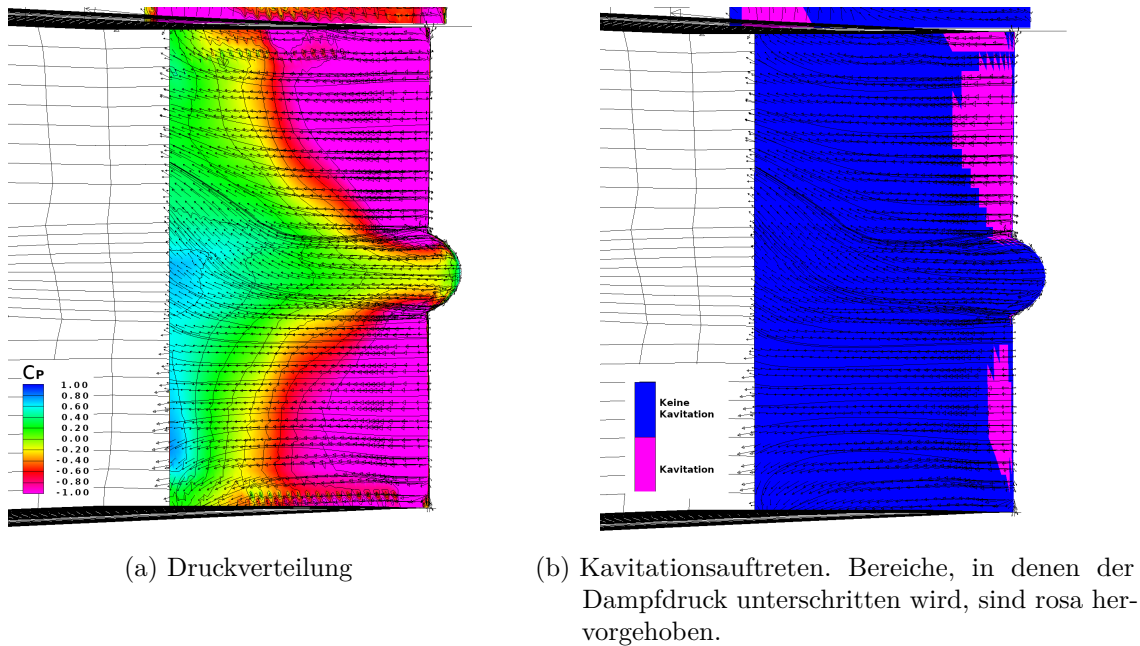


Abbildung 6.3.: Darstellung der Druckverteilung (links) und des Kavitationsauftretens (rechts) auf der Steuerbordseite des Ruders in der Großausführung für den Ruderwinkel $\delta_R = 30^\circ$.

zwischen dem Modellmaßstab und der Großausführung nur in sehr geringem Maße. Auffällig sind hingegen die unterschiedlichen Verläufe der Trajektorien (siehe hierzu auch die im nächsten Abschnitt vorgestellten Abbildungen 6.5 und 6.7). Gerade im Bereich der Hinterkante unterscheidet sich der Verlauf der Trajektorien zwischen Modellmaßstab und Großausführung. Dieser Unterschied ist auf die Transpirationsgeschwindigkeit zurückzuführen, die zur Berücksichtigung der Grenzschicht aufgebracht wird. Da sich die Grenzschichten zwischen den Maßstäben stark unterscheiden, ist die aufgebrachte Transpirationsgeschwindigkeit ebenfalls stark unterschiedlich zwischen den Maßstäben. Der Einfluss der Grenzschicht und der Transpirationsgeschwindigkeit ist jedoch so gering, dass dieser keinen direkt ersichtlichen Einfluss auf die Druckverteilung auf der Ruderoberfläche hat.

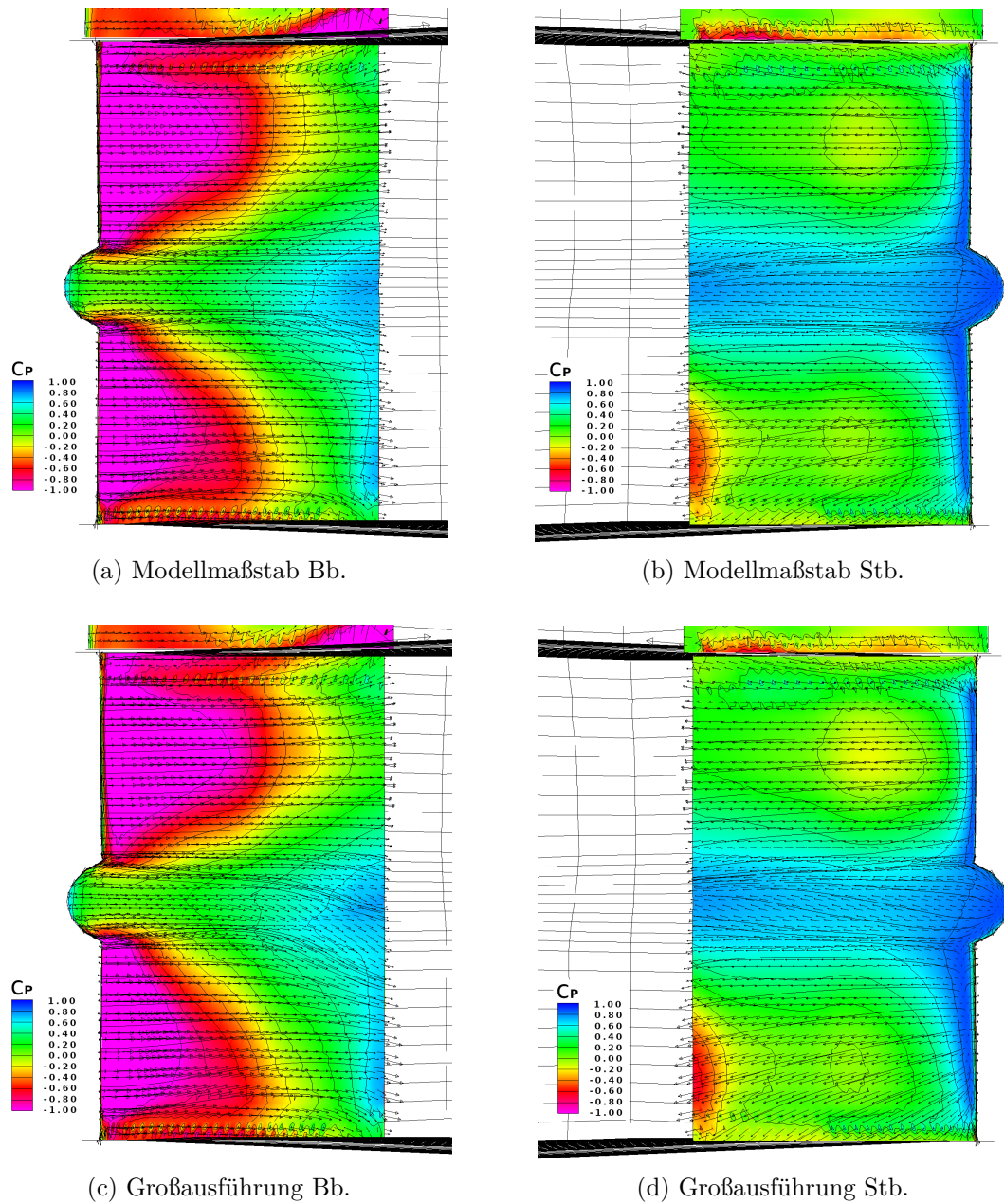


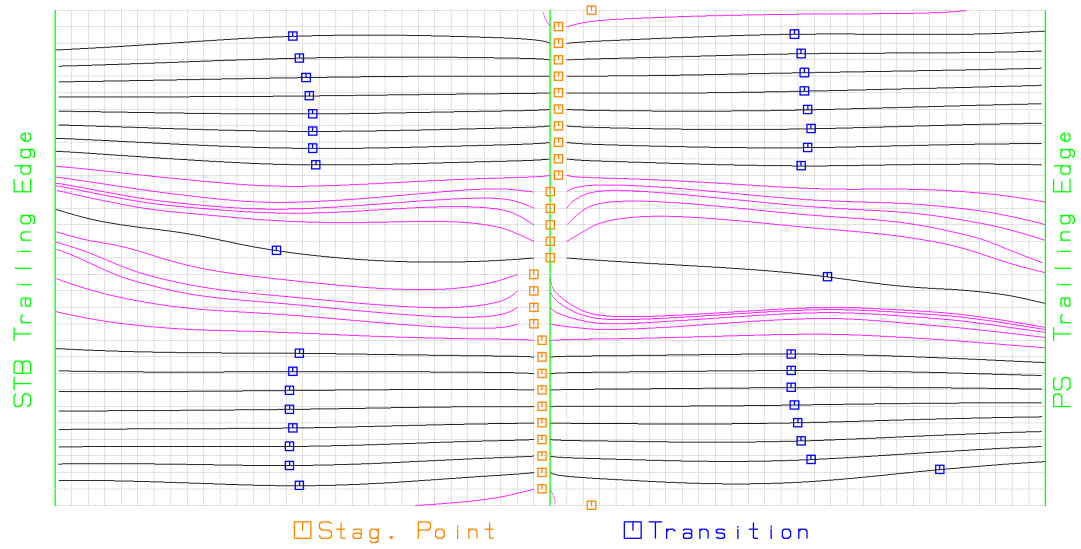
Abbildung 6.4.: Vergleich der Druckverteilung im Modellmaßstab (oben) und in der Großausführung (unten) für den Ruderwinkel $\delta_R = -20^\circ$.

6.2. Grenzschichtgrößen am Ruder

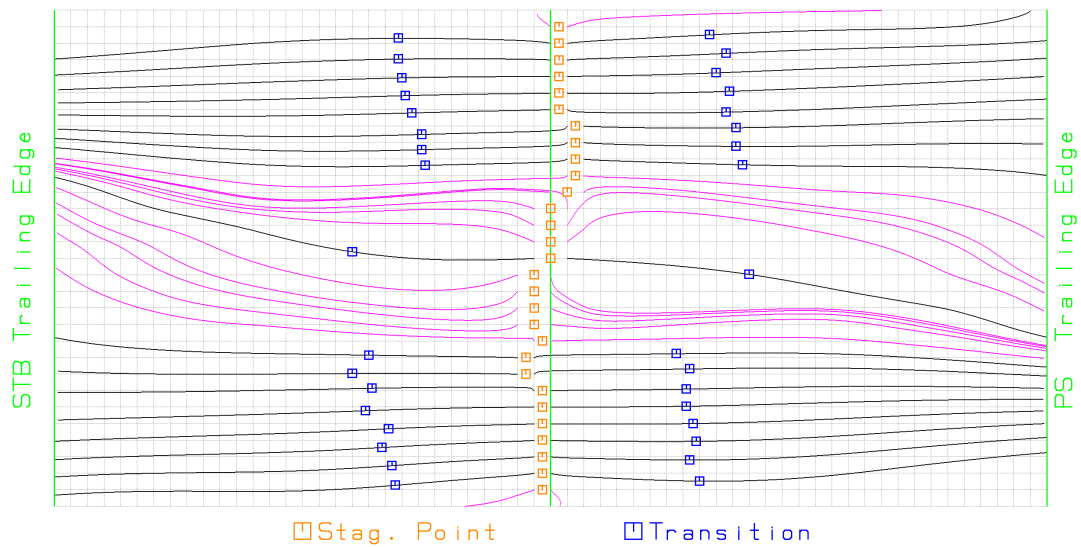
Durch die Maßstabeffekte werden vor allem die Grenzschichten beeinflusst. Während für den hier betrachteten Fall im Modellmaßstab auf dem Ruder im Propellerstrahl Reynoldszahlen von circa $Re_M \approx 2,65 \cdot 10^5$ herrschen, liegen in der Großausführung Reynoldszahlen auf dem Ruder im Propellerstrahl in der Größenordnung $Re_S \approx 3,10 \cdot 10^7$ vor. Diese sehr große Differenz in den Reynoldszahlen führt zu unterschiedlichen Grenzschichten auf dem Ruder. Um diese Unterschiede genauer zu betrachten, werden die charakteristischen Punkte der Grenzschicht zwischen Modell- und Großausführung miteinander verglichen. Hierzu wird die Darstellungsform des Berechnungsraums verwendet, die in Abbildung 3.9 aus Abschnitt 3.4.1 vorgestellt wurde. In dieser Darstellungsform wird die dreidimensional gekrümmte Oberfläche des Ruders als zweidimensionale Ebene abgebildet. Jedes Paneel ist quadratisch und besitzt, unabhängig von den eigentlichen Abmessungen im physikalischen Raum, die Seitenlänge eins. Auf diese Weise erscheinen die Paneele an der Vorderkante, wo diese zur genaueren Auflösung dichter beieinander liegen, gestreckt. Dies hat jedoch den Vorteil, dass kleine Unterschiede in diesem wichtigen Bereich besser erkennbar sind. Weiterhin sei darauf hingewiesen, dass eine Propulsionsbirne, sofern vorhanden, in der Darstellungsform des Berechnungsraumes durch die Normierung der Paneele nicht mehr im Gitter erkennbar ist. Dies dient letztlich jedoch der Übersichtlichkeit, da sich die Sehnenlänge im Bereich der Propulsionsbirne stark ändert, was teils zu verzerrten Paneelen im physikalischen Raum führt. In den Darstellungen des Berechnungsraums stellt der linke Bildrand die Hinterkante auf der Steuerbordseite des Ruders dar, während sich die Backbordseite des Ruders am rechten Bildrand befindet. Die Vorderkante ist durch eine mittige grüne Linie gekennzeichnet.

In den Vergleichen werden hier sowohl die Berechnungsergebnisse des Ansatzes der Grenzschichtrechnung entlang von Trajektorien (siehe Abschnitt 3.5.2.2) als auch Berechnungsergebnisse für die vereinfachte Variante der Grenzschichtrechnung für äquivalente Anstellwinkel (siehe 3.5.2.1) vorgestellt. Im Rahmen der Validierung in Kapitel 5 wurden lediglich die Ergebnisse des Ansatzes der Grenzschichtrechnung entlang von Trajektorien verwendet.

In Abbildung 6.5 werden die charakteristischen Punkte der Grenzschichtrechnung entlang von Trajektorien bei einem Ruderwinkel von $\delta_R = 0^\circ$ für den Modellmaßstab denen der Großausführung gegenübergestellt. Auf dem uniformen Rechteckgitter des Berechnungsraums sind die Trajektorien eingezeichnet. In Schwarz sind Trajektorien hinterlegt, für die eine Grenzschichtrechnung durchgeführt wird. Trajektorien, die nicht alle Anforderungen für die Grenzschichtrechnung erfüllen, sind in Rosa eingezeichnet. Zum einen fließen nur mittig (in vertikaler Richtung) auf der Propulsionsbirne beginnende Trajektorien ein. Dies liegt daran, dass die Trajektorien auf der Propulsionsbirne eigentlich in einem zylindrischen Koordinatensystem verlaufen und nicht in einem kartesischen, wie es der Methode zugrunde liegt. Zum anderen werden Trajektorien



(a) Modellmaßstab



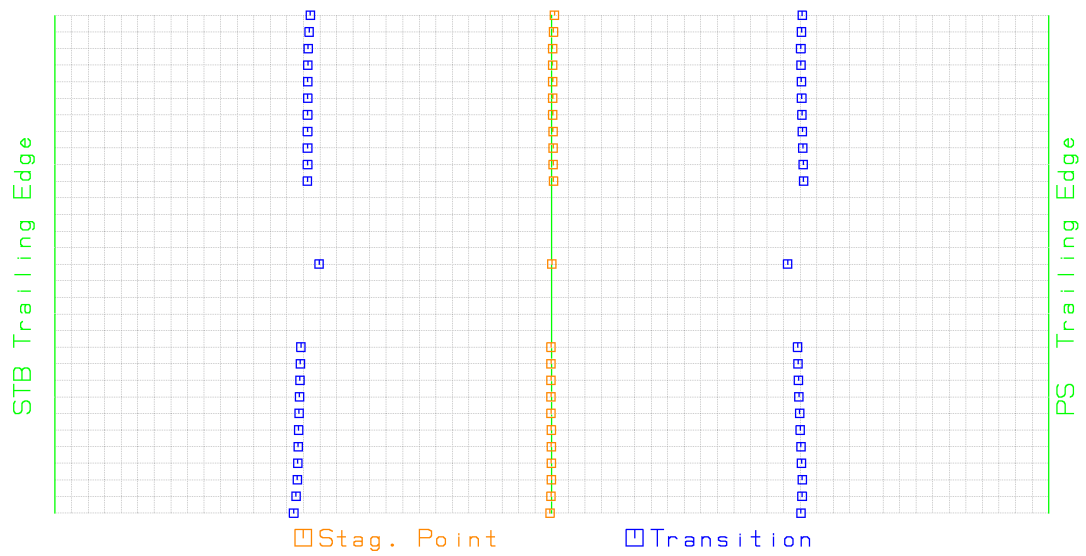
(b) Großausführung

Abbildung 6.5.: Vergleich der charakteristischen Punkte im Berechnungsraum aus der Grenzschichtrechnung für den Modellmaßstab (oben) und für die Großausführung (unten) mit dem Ansatz der Trajektorien für den Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$ und den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 1,8$.

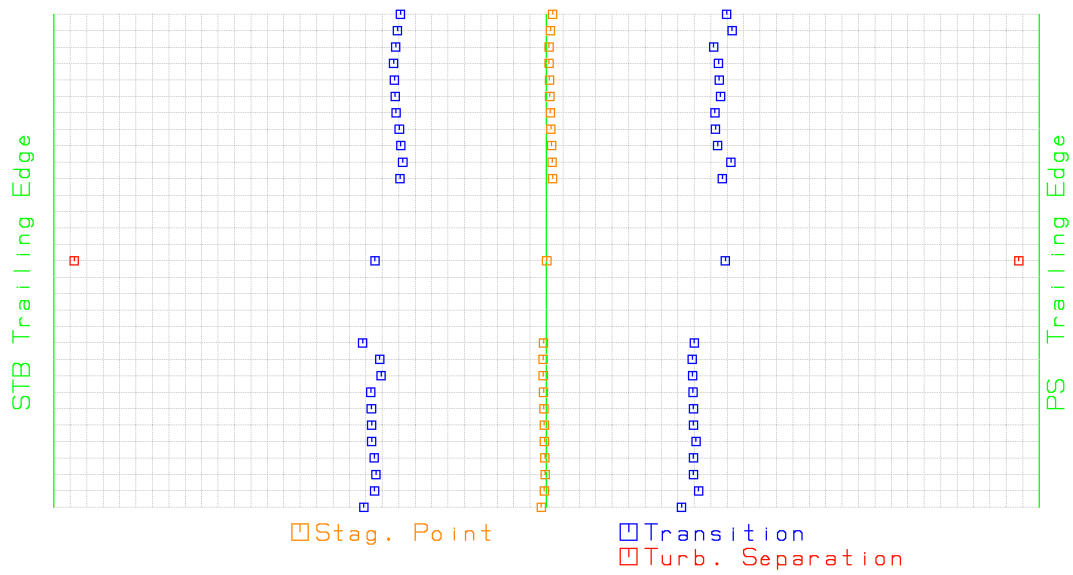
von der Berechnung ausgeschlossen, die nicht den gesamten Bereich von der Vorder- bis zur Hinterkante abdecken, da in der Grenzschichtrechnung methodenablaufbedingt nur Schnitte mit vollständiger Druck- und Saugseite berücksichtigt werden können. Von den letzten Einschränkungen sind Trajektorien betroffen, die an der Ober- oder Unterkante die Ruderoberfläche verlassen und so nicht die Hinterkante erreichen. Der Staupunkt eines Schnitts ist als orangefarbiges Quadrat eingezeichnet und der Transitionspunkt wird durch ein dunkelblaues Quadrat gekennzeichnet.

Durch die Propellerzuströmung befindet sich für den Ruderwinkel von $\delta_R = 0^\circ$ in Abbildung 6.5 der Staupunkt auf der unteren Ruderhälfte auf der Steuerbordseite und auf der oberen Ruderhälfte auf der Backbordseite. Dies gilt erwartungsgemäß im Modellmaßstab und in der Großausführung. Ebenfalls den Erwartungen entsprechend, schlägt die Strömung im Modellmaßstab bei der niedrigeren Reynoldszahl später in die turbulente Strömung um als im Großausführungsmaßstab. Darüber hinaus wird im Vergleich der Trajektorien im Modellmaßstab in Teilabbildung 6.5a zu denen im Großausführungsmaßstab in Teilabbildung 6.5a der bereits im vorigen Abschnitt angesprochene unterschiedliche Verlauf der Trajektorien an der Hinterkante deutlich. Dieser ist, wie schon erläutert, auf die verschiedenen Transpirationsgeschwindigkeiten aufgrund der unterschiedlichen Grenzschichtdicken zurückzuführen.

In Abbildung 6.6 ist für den gleichen Strömungszustand der Vergleich zwischen Modellmaßstab und Großausführung dargestellt, nur dass diesmal für die Grenzschichtrechnung der Ansatz des äquivalenten Anstellwinkels genutzt wird. Die Grenzschicht wird auf Schnitten konstanter Höhe ($z = \text{const.}$) mit einem für diesen Schnitt äquivalenten Anstellwinkel berechnet. Im Berechnungsraum liegen die Schnitte auf den horizontalen Gitterlinien. Bei diesem Ansatz wird ebenfalls nur mittig auf der Propulsionsbirne ein Schnitt berechnet. Der Grund hierfür liegt bei diesem Ansatz darin, dass die Schnitte beim Übergang von der Birne in den Ruderkörper Unstetigkeiten aufweisen können. Diese auf dem Körper auftretenden Knicke liegen jedoch nicht auf einer Stromlinie. Der Ansatz konstanter Höhenschnitte, der impliziert, dass die Stromlinien entlang von Höhenschnitten verlaufen, ist deshalb an diesen Stellen nicht anwendbar. Die Lage des Staupunktes wird bei diesem Ansatz dichter an der Vorderkante prognostiziert. Die Lage der Transitionspunkte ähnelt den Ergebnissen der Rechnungen mit dem Ansatz der Trajektorien aus Abbildung 6.5. Bei dem Ansatz des äquivalenten Anstellwinkels befindet sich der Umschlagspunkt im Modellmaßstab erwartungsgemäß weiter stromab als in der Großausführung. Auffällig ist, dass in den Ergebnissen der Großausführung in Teilabbildung 6.6b eine turbulente Ablösung in der Nähe der Hinterkante auf der Propulsionsbirne prognostiziert wird. Diese ist auf eine Ungenauigkeit in der Diskretisierung der Propulsionsbirne zurückzuführen. Die Hinterkante besitzt im Paneelverfahren eine Dicke von null. Eine Paneelecke weiter vorne hat das Profil der Propulsionsbirne noch eine endliche Dicke, was dann zu einem starken Knick in der Paneelierung führt. Da die Diskretisierung des Paneelverfahrens als Grundlage für die Grenzschichtrechnung



(a) Modellmaßstab



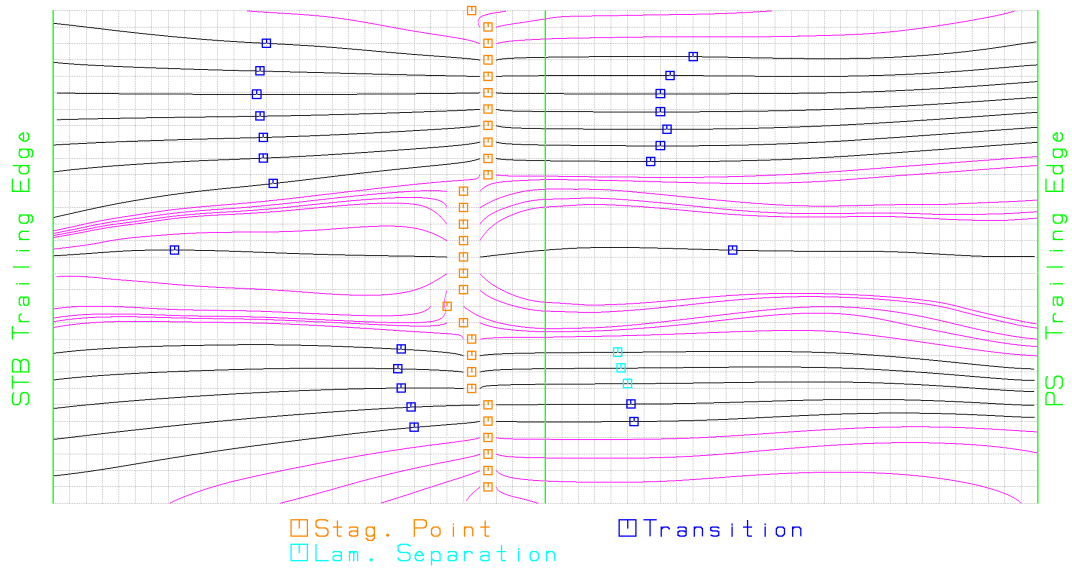
(b) Großausführung

Abbildung 6.6.: Vergleich der charakteristischen Punkte im Berechnungsraum aus der Grenzschichtrechnung für den Modellmaßstab (oben) und für die Großausführung (unten) mit dem Ansatz des äquivalenten Anstellwinkels für den Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$ und den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 1,8$.

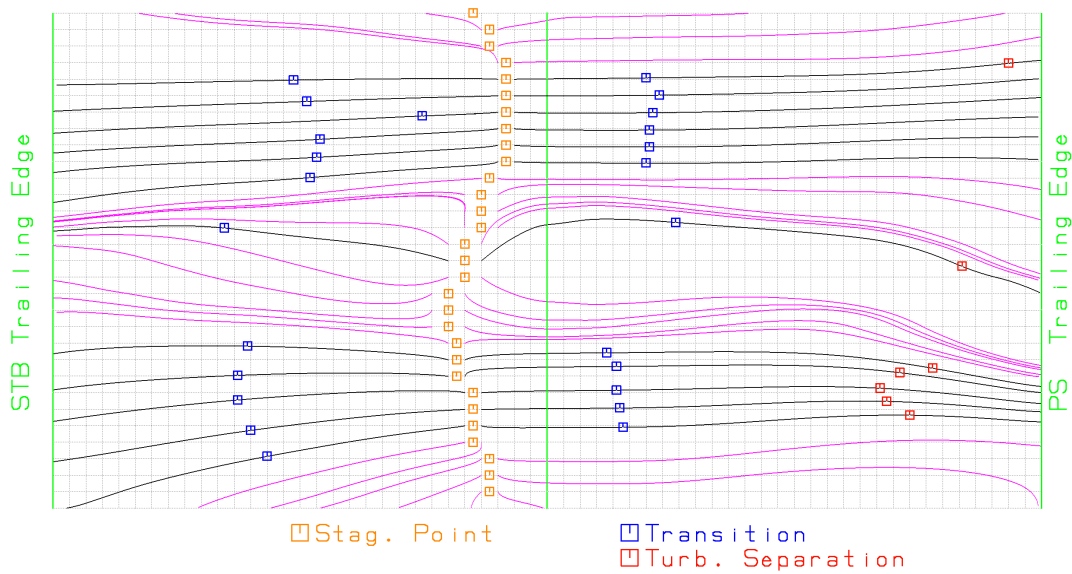
verwendet wird, wird dieser Knick an das Grenzschichtverfahren weitergegeben. Dieser starken Änderung der Geometrie kann die Strömung in der Nähe der Hinterkante nicht mehr folgen, weshalb es dort in den Berechnungen zu einer turbulenten Strömungsablösung kommt.

Die charakteristischen Punkte der Grenzschicht für den Ruderwinkel $\delta_R = -20^\circ$ sind in Abbildung 6.7 für den Modellmaßstab und für die Großausführung mit dem Ansatz der Trajektorien dargestellt. Im Modellmaßstab tritt in diesem Fall eine laminare Ablösung auf, die in der Teilabbildung 6.7a als türkises Quadrat eingezeichnet sind. Die Punkte laminarer Ablösung liegen auf der unteren Hälfte des Ruders, wo ein großer Anstellwinkel herrscht, da dort die tangential induzierte Geschwindigkeit des Propellers den Anstellwinkel aus dem Ruderwinkel vergrößern. Auf der oberen Ruderhälfte verkleinert die Propellerzuströmung hingegen den Anstellwinkel. In der Großausführung, deren charakteristische Punkte der Grenzschicht in Teilabbildung 6.7b dargestellt sind, tritt aufgrund der deutlich größeren Reynoldszahl keine laminare Ablösung auf, da die Strömung zuvor umschlägt. Allerdings tritt nun an der Hinterkante der Saugseite eine turbulente Ablösung auf, die mit roten Quadraten gekennzeichnet ist. Auf der unteren Ruderhälfte löst die Strömung auf allen Trajektorien turbulent ab, wohingegen auf der oberen Ruderhälfte nur auf der obersten Trajektorie eine turbulente Ablösung auftritt. Der dargestellte Fall zeigt folglich den Nutzen des entwickelten Hybridverfahrens. Die Modellversuchsergebnisse des betrachteten Punktes lassen sich nicht direkt skalieren, da die Strömung auf dem Ruder nicht ähnlich ist. Das implementierte Verfahren ist in der Lage derartige Punkte, bei denen die Strömungsverhältnisse zwischen Modell und Großausführung nicht ähnlich sind, zu identifizieren.

Der vorgestellte Fall mit einem Ruderwinkel von $\delta_R = -20^\circ$ wird in Abbildung 6.8 noch einmal aufgegriffen. Diesmal wird jedoch der Ansatz des äquivalenten Anstellwinkels für die Erstellung der zweidimensionalen Schnitte für die Grenzschichtrechnung verwendet. Bei einem Ruderwinkel von $\delta_R = -20^\circ$ ist die Annahme, dass die Trajektorien entlang von Schnitten konstanter Höhe verlaufen, nicht mehr auf dem gesamten Ruder erfüllt (siehe Abbildung 6.7). Das Verfahren ist dabei numerisch jedoch deutlich robuster als der Ansatz der Trajektorien. Aus diesem Grund werden die Ergebnisse des Ansatzes hier vorgestellt, obwohl die Eingangsvoraussetzungen nur eingeschränkt erfüllt sind. Im Modellmaßstab wird eine laminare Ablösung berechnet. Diese wird nun jedoch, im Vergleich zum vorherigen Ansatz, sowohl auf der Saugseite als auch auf der Druckseite vorhergesagt. Der Ort des Auftretens befindet sich im Bereich des Spitzen- und Nabenwirbels des Propellers. In der Großausführung tritt aufgrund der höheren Reynoldszahl erneut keine laminare Ablösung auf. Dafür wird jedoch wieder eine turbulente Ablösung an der Hinterkante prognostiziert. Mit diesem Ansatz wird berechnet, dass die turbulente Ablösung sowohl auf der unteren als auch auf der oberen Ruderhälfte auftritt. Dies entspricht einem deutlich größeren Bereich der Ablösung, als es der Ansatz der Trajektorien vorhersagt.

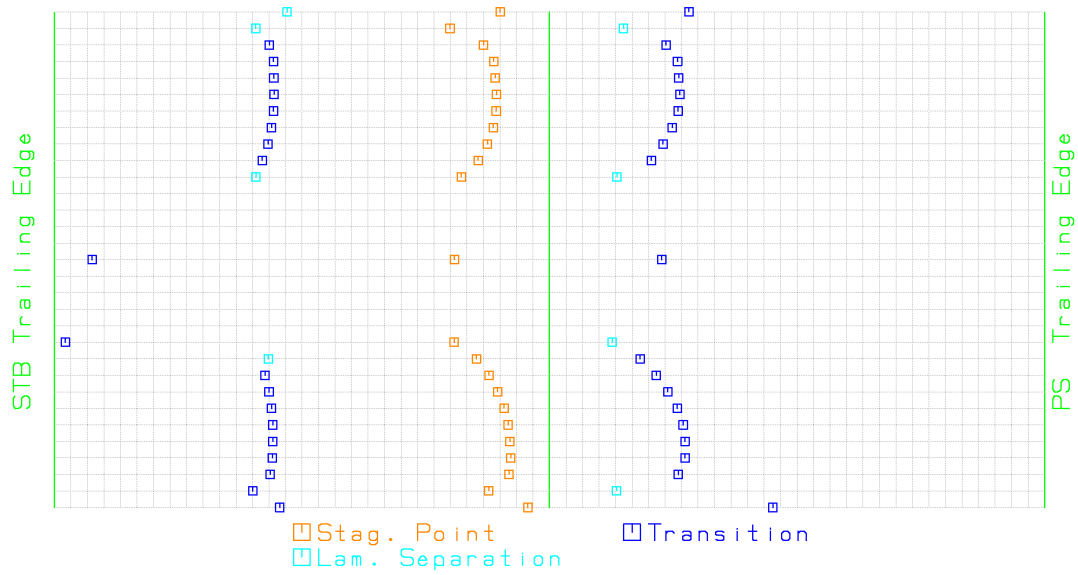


(a) Modellmaßstab

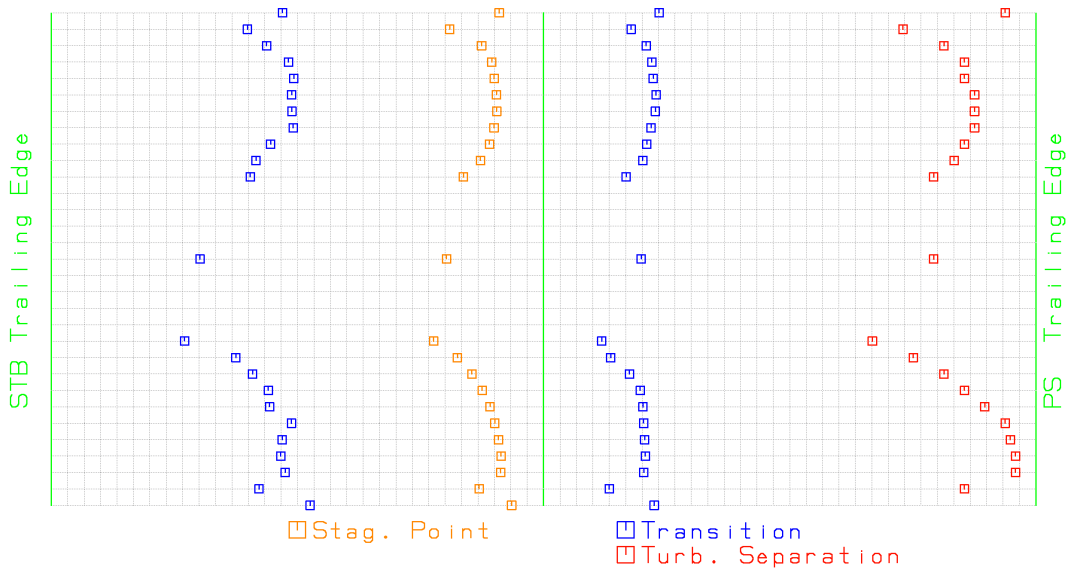


(b) Großausführung

Abbildung 6.7.: Vergleich der charakteristischen Punkte im Berechnungsraum aus der Grenzschichtrechnung für den Modellmaßstab (oben) und für die Großausführung (unten) mit dem Ansatz der Trajektorien für den Ruderwinkel $\delta_R = -20^\circ$ und den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 1,8$.



(a) Modellmaßstab



(b) Großausführung

Abbildung 6.8.: Vergleich der charakteristischen Punkte im Berechnungsraum aus der Grenzschichtrechnung für den Modellmaßstab (oben) und für die Großausführung (unten) mit dem Ansatz des äquivalenten Anstellwinkels für den Ruderwinkel $\delta_R = -20^\circ$ und den Schubbelastungsgrad $c_{TH} = 1,8$.

6.3. Kräfte und Momente am Propeller

Abschließend werden die Änderungen des Propellerschubes und -momentes für den Modellmaßstab mit der Großausführungsprognose in Abbildung 6.9 verglichen. Die gemessenen Werte aus den Modellversuchen werden hier nicht erneut aufgegriffen. Diese finden sich in Abbildung 5.26. Im Vergleich der Berechnungen für den Modellmaßstab und für die Großausführung zeigt sich, dass der Einfluss des Ruders auf den Propeller abnimmt. Sowohl die Änderung des Schubes als auch die Änderung des Momentes fallen für die Großausführung circa zwei Prozentpunkte niedriger aus. Dadurch, dass sich sowohl der Schub als auch das Moment in annähernd gleichem Maße verändern, ist der Einfluss des Maßstabs auf den Propellerwirkungsgrad letztlich jedoch gering. Denn für den Propellerwirkungsgrad gilt:

$$\eta_0 = \frac{J}{2\pi} \frac{k_T}{k_Q}. \quad (6.1)$$

Somit hebt sich der Maßstabseffekt der Änderung der Propellergrößen durch das Ruder im hinteren Term näherungsweise auf. Lediglich durch eine Veränderung des Propulsionspunktes kann der Wirkungsgrad durch einen dann anderen Fortschrittsgrad geringfügig anders ausfallen.

Der dargestellte Vergleich der Änderungen beinhaltet hierbei nur den Effekt der durch den unterschiedlichen Maßstab veränderten Ruderumströmung. Die Traglinienmethode zur Berechnung des Schraubenpropellers bildet keine Abhängigkeit von der Reynoldszahl ab. Der Maßstabseffekt der Propellerumströmung ist somit nicht in dem dargestellten Vergleich integriert. Um den Einfluss der Reynoldszahl auf die Propellerfreifahrt abzuschätzen, kann jedoch auf die aus dem Versuchswesen etablierten Skalierungsmethoden zurückgegriffen werden [54, 162, 163]. Hiervon wird jedoch an dieser Stelle abgesehen.

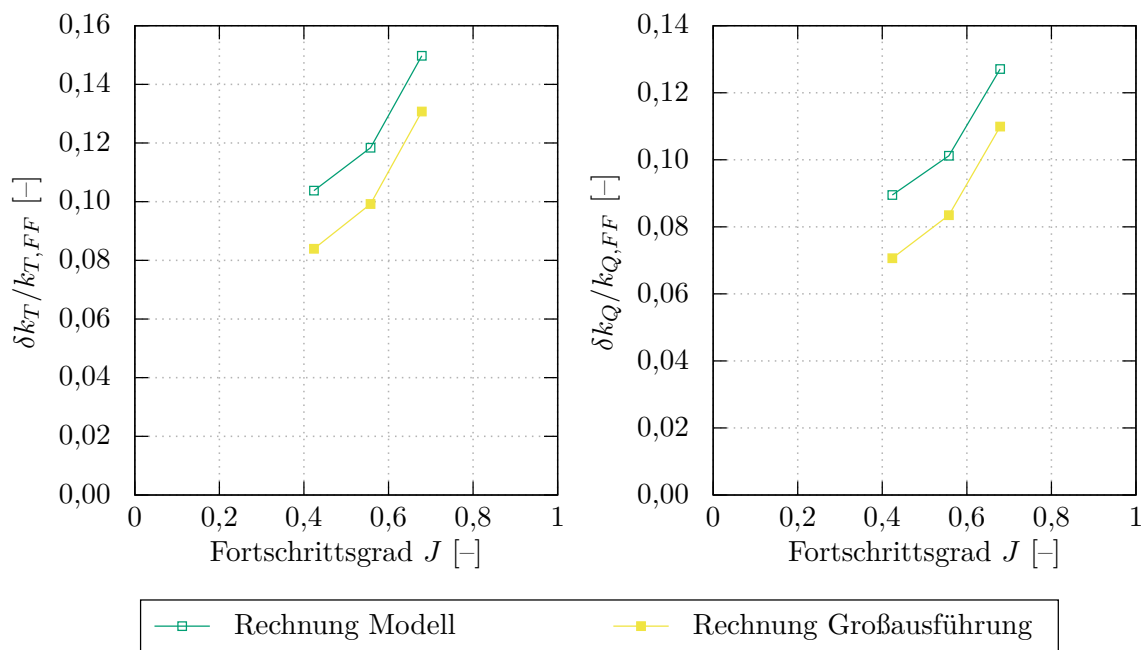


Abbildung 6.9.: Vergleich der relativen Änderung des Schubes (links) und des Momentes (rechts) am Propeller zwischen den Berechnungen im Modellmaßstab und für die Großausführung der Propeller-Ruder-Anordnung.

7. Zusammenfassung und Ausblick

7.1. Zusammenfassung

Der Fokus der Propulsion verschiebt sich aufgrund von Erweiterungen und Anpassungen internationaler Regelwerke und aus Wettbewerbsinteressen hin zur Energieeffizienz. Das Ruder, dessen primäre Aufgabe zunächst das Manövrieren ist, hat ebenfalls eine wichtige Rolle in der Propulsion und bietet durch einen geeigneten Entwurf gewisse Möglichkeiten zur Energieeinsparung. Die hierbei zur Auslegung und Optimierung notwendigen Berechnungen können nur durch ganzheitliche Ansätze unter Berücksichtigung aller relevanten beteiligten Komponenten erfolgreich sein und Ergebnisse mit ausreichender Genauigkeit liefern. Im Umfeld des frühen Entwurfs steht dabei der Anforderung einer hohen Rechengenauigkeit jedoch ein hoher Zeitdruck gegenüber.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein neuartiges hybrides Berechnungsverfahren zur Berechnung der Ruderkräfte im frühen Entwurf unter Berücksichtigung der Propeller-Ruder-Interaktion entwickelt und validiert. Dieses Verfahren wurde als Weiterentwicklung in eine bestehende Entwurfsmethodendatenbank integriert, wodurch es sich in eine Entwurfsumgebung mit einheitlicher Datenbasis für die Eingangs- und Ausgabedaten eingliedert. Den Kern des entwickelten Hybridverfahrens bildet ein potenzialtheoretisches Paneelverfahren zur Ruderkraftberechnung. Dieses wurde im Zuge der Entwicklungen im Funktionsumfang erweitert, sodass bereits in der frühen Entwurfsphase detailliertere Aussagen zu Teilaspekten des Ruderentwurfs getroffen werden können. Darüber hinaus wurden vorher unbeachtete Effekte, wie der Einfluss von Spitzenwirbeln, berücksichtigt. Für die Berechnung der wechselseitigen Propeller-Ruder-Interaktion wurde eine Verbindung zu einem Traglinienverfahren für Mehrkomponenten-Propulsoren geschaffen. Zur Abschätzung von viskosen Effekten, wie der genaueren Berechnung des Widerstandes und einer Vorhersage des Ablöseverhaltens, wurde darüber hinaus das Paneelverfahren mit einem zweidimensionalen Grenzschichtverfahren gekoppelt. Die aus diesen drei Teilverfahren geschaffene Methode liefert ein geschlossenes ganzheitliches Verfahren zur Berechnung von Ruderkräften und der Propeller-Ruder-Interaktion, welches über den aktuellen Stand der Wissenschaft und Technik hinausgeht.

Der Umfang der in den Berechnungen berücksichtigten Effekte kann an die Anwendung und Phase des Entwurfs angepasst werden. In einer früheren Phase können für grobe Abschätzungen

einzelne Aspekte, wie beispielsweise die Grenzschichtkopplung, ausgelassen werden, um mit geringerer Rechenzeit überschlägige Ergebnisse zu erhalten. Für spätere fundierte Berechnungen stehen mit der Weiterentwicklung nun ebenfalls Möglichkeiten zur Verfügung, die einen detaillierten Entwurf und die Bearbeitung von spezifischen Fragestellungen ermöglichen. Diese Differenzierung in der Detailtiefe eröffnet eine breite Anwendung der Methode, die sich nach der zu bearbeitenden Fragestellung und dem Umfeld richtet.

Das entwickelte Verfahren wurde an vier verschiedenen Modellversuchen validiert. Die Validierung umfasste verschiedene Teilaspekte bis schließlich hin zu der eigentlichen Anwendung in der Berechnung von Propeller-Ruder-Anordnungen. Zur Validierung der neu entwickelten Spitzenwirbelkorrektur, die vor allem für Tragflügel und Ruder von geringem Seitenverhältnis von großer Bedeutung ist, werden Modellversuche von Rudern und Tragflügeln in homogener Anströmung betrachtet. Für die Validierung der Propeller-Ruder-Anordnung werden drei verschiedene Versuchsreihen untersucht. Hierbei werden unterschiedliche Anordnungen und Rudergeometrien betrachtet. Die einfachsten Rudergeometrien umfassen einfache Rechteckruder, wohingegen die komplexeren Rudergeometrien eine twistierte Vorderkante und eine Propulsionsbirne beinhalten. Durch die Abdeckung verschiedener Geometrien wird eine allgemeine Anwendbarkeit des Verfahrens nachgewiesen. Die Validierung wurde anhand der auf das Ruder wirkenden Kräfte und Momente und der Beeinflussung des Propellerschubes und -momentes durch das Ruder vorgenommen. Hier konnte für alle untersuchten Anordnungen und Betriebspunkte eine zufriedenstellende Berechnungsgenauigkeit des Verfahrens nachgewiesen werden. Darüber hinaus wurde im Rahmen der Validierung das Auftreten einer Strömungsablösung betrachtet. Hier konnte ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen den Modellversuchen und der Berechnung festgestellt werden.

Im Anschluss an die Validierung wurde das Verfahren zur Erstellung und Bewertung einer Großausführungsprognose für einen beispielhaften Anwendungsfall verwendet. Die erstellte Prognose kann zwar nicht anhand von Großausführungsmessungen validiert werden, jedoch können die Ergebnisse auf Plausibilität geprüft werden. Das entwickelte Verfahren lieferte dabei plausible Ergebnisse für die Großausführung und bietet somit die Möglichkeit Maßstabeffekte zu beurteilen. Auf diese Weise können Modellversuche besser bewertet und deren Ergebnisse mit einer höheren Sicherheit auf die Großausführung skaliert werden.

7.2. Ausblick

In der Validierung hat sich gezeigt, dass der Ruderwinkel, ab dem eine Strömungsablösung vorhergesagt wird, vom Berechnungsverfahren tendenziell unterschätzt wird. Als Grund hierfür wurde unter anderem der Turbulenzgrad im Nachlauf des Propellers angeführt. Im Propulsionsversuch oder in der Großausführung kommt darüber hinaus noch die Erhöhung des Turbulenzgrads

durch den Rumpf hinzu. Diese Effekte finden bislang keinen Eingang in das Berechnungsverfahren. Für eine genauere Vorhersage des Ablösezeitpunktes wären hier Abschätzungen zur Erhöhung des Turbulenzgrads durch Propeller und Rumpf wünschenswert. Ein weiterer Aspekt, der sich verzögernd auf die Ablösung auswirkt, ist der instationäre Charakter der Strömung hinter dem Propeller. Während im Rahmen des entwickelten Hybridverfahrens die Berechnungen für eine stationäre Strömung mit den mittleren Geschwindigkeiten durchgeführt werden, ist der Nachstrom des Propellers instationär. Die Grenzschicht und das Ablöseverhalten von instationären Strömungen ist sehr komplex und der Berechnungsaufwand hierfür wäre für die angestrebte Anwendung nicht gerechtfertigt. Eine Untersuchung des Effekts mit dem Ziel der Entwicklung von empirischen oder semi-empirischen Abschätzungen des Einflusses könnte jedoch die Berechnungsgenauigkeit erhöhen.

Für den Fall hoher Schubbelastungsgrade sollte die Spitzenwirbelkorrektur dahingehend erweitert werden, dass diese auch auf das ungelegte Ruder anwendbar ist. Aktuell richtet sich die Korrektur nur nach dem Ruderwinkel, wodurch bei ungelegtem Ruder kein Spitzenwirbel vorhanden ist. Bei hohen Schubbelastungsgraden induziert der Propeller jedoch hohe Tangentialgeschwindigkeiten, die zu einem Anstellwinkel des Ruders und somit auch zu einem Vorhandensein eines Spitzenwirbels führen. Von dieser Erweiterung sind die Ruderkräfte nur in geringem Maß betroffen. Das Ruderschaftmoment würde jedoch mit höherer Genauigkeit für den Ruderwinkel $\delta_R = 0^\circ$ berechnet werden und die Verläufe des Momentes über dem Ruderwinkel würden glatter werden.

Bei der Berechnung des Propellerschubes und -momentes wäre eine Erweiterung des Traglinienverfahrens um den Einfluss der Reynoldszahl zur genaueren Beurteilung von Modellversuchsergebnissen zielführend. Dies ist bislang nicht integriert, da die Verfahren der Entwurfsmethodendatenbank auf die Großausführungsprognose abzielen und das Nachrechnen von Modellversuchen bislang keinen Anwendungsfall darstellt. Für die Bewertung von Modellversuchen und zur Abschätzung der Skalierbarkeit von Modellversuchsergebnissen wäre diese Erweiterung jedoch hilfreich. Da das Traglinienverfahren zunächst als potenzialtheoretisches Verfahren unabhängig von der Reynoldszahl ist, werden bislang viskose Effekte über eine anstellwinkelabhängige Gleitzahl eingebunden. Durch Implementierung einer Reynoldszahl-Abhängigkeit dieser Gleitzahl ließe sich die Erweiterung leicht in die bestehende Methode integrieren.

Literaturverzeichnis

- [1] UNITED NATIONS. *50 Years of Review of Maritime Transport, 1968-2018: Reflecting on the past, exploring the future*. New York und Geneva: United Nations, 2018. 11.
- [2] EUROPEAN ENVIRONMENT AGENCY; EUROPEAN MARITIME SAFETY AGENCY. *European Maritime Transport Environmental Report 2021*. Luxembourg: Publications Office of the European Union, 2021. ISBN 978-92-9480-371-9. Abger. unter DOI: 10.2800/3525.
- [3] FABER, Jasper u. a. *Fourth IMO GHG Study 2020*. London, 2021. Techn. Ber.
- [4] MARINE ENVIRONMENT PROTECTION COMMITTEE. *Initial IMO Strategy on Reduction of GHG Emissions from Ships: Resolution MEPC.304(72)*. 2018.
- [5] MARINE ENVIRONMENT PROTECTION COMMITTEE. *Amendments to the Annex of the Protocol of 1997 to Amend the International Convention for the Prevention of Pollution from Ships, 1973, as Modified by the Protocol of 1978 Relation Thereto: Resolution MEPC.203(62)*. 2011.
- [6] MARINE ENVIRONMENT PROTECTION COMMITTEE. *Amendments to the Annex of the Protocol of 1997 to Amend the International Convention for the Prevention of Pollution from Ships, 1973, as Modified by the Protocol of 1978 Relating Thereto: Resolution MEPC.328(76)*. 2021.
- [7] DNV GL AS. *Energy Transition Outlook 2020: A global and regional forecast to 2050*. 2020. Techn. Ber. DNV GL AS.
- [8] MEWIS, Friedrich; PETERS, Hans-Erhard. Power Savings through a Novel Fin System. In: *15th Scientific and Methodological Seminar on Ship Hydrodynamics (SMSSH)*. Varna, Bulgarien, 1986.
- [9] SÖDING, Heinrich. Rudders, fundamental hydrodynamic aspects. In: BRIX, Jochim E. (Hrsg.). *Manoeuvring Technical Manual*. Hamburg: Seehafen-Verlag, 1993, Kap. 1.2.1.
- [10] MARITIME SAFETY COMMITTEE. *Standards for Ship Manoeuvrability: Resolution MSC.137(76)*. 2002.

- [11] RICHTER, H. *Widerstands- und Propulsionsversuche mit Messung von Ablaufkappen- und Ruderkräften: Teilbericht zum FuE-Projekt ESD@SEA, Bericht 4884*. 2019. Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam GmbH.
- [12] ALTE, R.; vom BAUR, M. Propulsion. In: WENDEL, K. (Hrsg.). *Handbuch der Werften*. Schiffahrts-Verlag Hansa, 1986, S. 132–211. ISBN 9783877000571.
- [13] ELJARDT, Georg. *Entwicklung einer statistikbasierten Simulationsmethodik für Schiffsentwürfe unter realistischen Betriebsbedingungen*. Hamburg, 2010. Diss. TUHH.
- [14] GREITSCH, Lars. *Entwicklung eines Entwurfsverfahrens für Schiffsruder auf der Basis statistischer Betriebsprofile*. Hamburg, 2011. Dissertation. TUHH.
- [15] KRÜGER, Stefan; CARSTENSEN, Björn; JOHNSEN, Lars; STEINBACH, Christoph; KLEINSORGE, Lutz; RICHTER, Heike; GRABERT, Rainer. Statistische Bewertung von Energy Saving Devices in realen Betriebsbedingungen. *Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft*. 2019, Jg. 113, S. 197–204.
- [16] WAGNER, Bernd. Zur Frage des effektiven Zusatzwiderstandes durch den Wind auf der Grundlage von Modellversuchen für Unter- und Überwasserschiffe. *Schiff und Hafen*. 1974, Jg. 26, Nr. 3, S. 259–266.
- [17] KRINGEL, H. Berechnung des Fahrtverlustes infolge Wind auf Grund von Winkanal- und Schrägschleppversuchen. *Schiff und Hafen*. 1974, Jg. 26, Nr. 4, S. 343–346.
- [18] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R. *Marine rudders and control surfaces: principles, data, design and applications*. Amsterdam: Butterworth-Heinemann, 2007.
- [19] KRÜGER, Stefan. The Role of IT in Shipbuilding. In: *Proceedings of the 2nd International EuroConference on Computer and IT Applications in the Maritime Industries*. 2003.
- [20] KÖNIG, Charlott. *Eine direkte Berechnungsmethode für Dockvorgänge*. Hamburg, 2020. Diss. TUHH.
- [21] LIEBERT, Maximilian. *Dynamische Analyse mobiler Offshore-Strukturen in der frühen Entwurfsphase*. Hamburg, 2021. Diss. TUHH.
- [22] TIEDEMANN, Frank. Challenges with the Rudder Design for Ships Built in the Far East. *Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft*. 2014, Jg. 108, S. 1–4.
- [23] SÖDING, Heinrich. Body Forces. In: BRIX, Jochim E. (Hrsg.). *Manoeuvring technical manual*. Hamburg: Seehafen-Verlag, 1993, Kap. 4.
- [24] KRÜGER, Stefan; BILLERBECK, Heike; LÜBCKE, Adele. Safe maneuvering in adverse weather conditions. In: KUJALA, P.; LU, Liangliang (Hrsg.). *Marine design XIII: Proceedings of the 13th International Marine Design Conference (IMDC 2018)*. CRC Press, 2018. ISBN 9780429440519.

-
- [25] BRIX, Jochim E. (Hrsg.). *Manoeuvring Technical Manual*. Hamburg: Seehafen-Verlag, 1993.
- [26] LIU, Jialun; HEKKENBERG, Robert. Sixty years of research on ship rudders: effects of design choices on rudder performance. *Ships and Offshore Structures*. 2017, Jg. 12, Nr. 4, S. 495–512. ISSN 1744-5302. Abger. unter DOI: 10.1080/17445302.2016.1178205.
- [27] VAN LAMMEREN, W. P. A. *Resistance, propulsion and steering of ships: A manual for designing hull forms, propellers and rudders*. Stam, 1948. SME series.
- [28] MANDEL, Philip. Some Hydrodynamic Aspects of Appendage Design. *Transactions of the Society of Naval Architects and Marine Engineers*. 1953, Jg. 61, S. 464–515.
- [29] INTERNATIONAL MARITIME ORGANIZATION. *SOLAS 2020*. Consolidated edition 2020, seventh edition. London: International Maritime Organization, 2020. ISBN 9789280116908. Consolidated text of the International Convention for the safety of life at sea, 1974, and its protocol of 1988: articles, annexes and certificates : incorporating all amendments in effect from 1 January 2020.
- [30] INTERNATIONAL ASSOCIATION OF CLASSIFICATION SOCIETIES. *S10 Rudders, Sole Pieces and Rudder Horns*. 6. Aufl. 2019. Unified Requirements.
- [31] THIEME, H. Zur Formgebung von Schiffsrudern. *Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft*. 1962, Jg. 56, S. 381–426.
- [32] DET NORSKE VERITAS. *Hull equipment and appendages: stern frames, rudders and steering gears. Rules for classification of steel ships (Part 3, Chapter 3, Section 2)*. Høvik, 2000.
- [33] WAGNER, Bernd. Rudders, design of the area. In: BRIX, Jochim E. (Hrsg.). *Manoeuvring Technical Manual*. Hamburg: Seehafen-Verlag, 1993, Kap. 1.2.2.
- [34] ABBOTT, Ira H. *Theory of wing sections : including a summary of airfoil data*. Hrsg. von DOENHOFF, Albert E. von. New York: Dover Publ., 1959.
- [35] WHICKER, L. F.; FEHLNER, Leo F. *Free-Stream Characteristics of A Family of Low-Aspect-Ratio, All-Movable Control Surfaces for Application to Ship Design*. Washington DC, 1958. Techn. Ber. David Taylor Model Basin.
- [36] ABELL, T. B. Some model experiments on rudders placed behind a plane deadwood. *Transactions of the Royal Institution of Naval Architects*. 1936, Jg. 78, S. 135–144.
- [37] BAKER, G. S.; BOTTOMLEY, G. H. Manoeuvring of ships. Part I - Unbalanced rudders of single screw ships. *Transactions of the Institute of Engineers and Shipbuilders in Scotland*. 1921, Jg. 65, S. 522–583.

- [38] BOTTOMLEY, G. H. Manoeuvring of ships. Part II - Unbalanced rudders of twin screw ships. *Transactions of the Institute of Engineers and Shipbuilders in Scotland*. 1923, Jg. 67, S. 509–559.
- [39] BOTTOMLEY, G. H. Manoeuvring of ships. Part III - Unbalanced rudders behind single screw ships, effect of varying fullness of form. *Transactions of the Institute of Engineers and Shipbuilders in Scotland*. 1926, Jg. 70, S. 463–500.
- [40] BOTTOMLEY, G. H. Manoeuvring of ships. Part IV - Unbalanced rudders behind twin screw ships, effect of varying fullness of form. *Transactions of the Institute of Engineers and Shipbuilders in Scotland*. 1930, Jg. 74, S. 94–123.
- [41] BEAUFOY, Mark. *Nautical and Hydraulic Experiments: With Numerous Scientific Miscellanies*. Printed at the private Press of Henry Beaufoy, 1834.
- [42] JOËSSEL, J.-É. Rapport sur des expériences relatives aux gouvernails. *Mémorial Génie Marit Rapport*. 1873, Nr. 9.
- [43] OKADA, Shojiro. *On the Results of Experiments of Rudders Placed Behind the Vessel*. 1959. Techn. Ber., 3. Hitachi Shipbuilding & Engineering Co., Ltd.
- [44] KIM, Hyun-Jun; KIM, Sang-Hyun; OH, Jung-Keun; SEO, Dae-Won. A Proposal on Standard Rudder Device Design Procedure by Investigation of Rudder Design Process at Major Korean Shipyards. *Journal of Marine Science and Technology*. 2012, Jg. 20, Nr. 4, S. 450–458. Abger. unter DOI: 10.6119/JMST-012-0119-1.
- [45] SON, D. I.; AHN, J. H.; RHEE, K. P. An Empirical Formula For Steering Gear Torque Of Tankers With a Horn Rudder. In: WU, You-Sheng (Hrsg.). *Practical Design of Ships and Other Floating Structures*. Amsterdam: Elsevier Science & Technology, 2001, S. 679–684. ISBN 978-0-08-043950-1. Abger. unter DOI: 10.1016/B978-008043950-1/50086-7.
- [46] DUBBIOSO, G.; VIVIANI, M. Aspects of twin screw ships semi-empirical maneuvering models. *Ocean Engineering*. 2012, Jg. 48, S. 69–80. ISSN 0029-8018. Abger. unter DOI: 10.1016/j.oceaneng.2012.03.007.
- [47] RABLIÅS, Øyvind; KRISTIENSEN, Trygve. A 2D+t approach for the transverse viscous loads in a modular maneuvering model. *Ocean Engineering*. 2021, Jg. 228. ISSN 0029-8018. Abger. unter DOI: 10.1016/j.oceaneng.2021.108853.
- [48] BERTRAM, Volker. *Practical ship hydrodynamics*. Elsevier, 2012.
- [49] MATUSIAK, Jerzy. *Dynamics of a Rigid Ship*. 2017. Aalto University publication series. ISBN 978-952-60-7262-3.

-
- [50] WILL, Johannes. *Schlussbericht zum Verbundvorhaben ESD@SEA: Forschungs- und Entwicklungsvorhaben RUDDER@SEA & BSD@SEA*. 2021. Van der Velden Barkemeyer GmbH.
- [51] STEINWAND, Marc; GRABERT, Rainer; SCHULZE, Reinhard. Ruderentwurf - Aktuelle Entwicklungen. *Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft*. 2007, Jg. 101, S. 283–295.
- [52] KLEINSORGE, Lutz; BAUMFALK, Hauke; GREITSCH, Lars. *Abschlussbericht ESD@Sea: Beurteilung der Performance des Propulsionssystems mit ESD bei Betriebsbedingungen (eProp@Sea)*. 2021. Mecklenburger Metallguss GmbH.
- [53] HAN, Kai-Jia. *Numerical optimization of hull/propeller/rudder configurations*. Göteborg: Chalmers Univ. of Technology, 2008. ISBN 9789173851114. Diss. Chalmers Univ. of Technology.
- [54] *28th International Towing Tank Conference*. 1978 ITTC Performance Prediction Method. 2017. Nr. 7.5-02-03-01.4.
- [55] *29th International Towing Tank Conference*. Recommended Procedures and Guidelines - Captive Model Test. 2020. Nr. 7.5-02-06-02.
- [56] BECKER, L. A.; BROCK, J. S. The Experimental Determination of Rudder Forces During Trials of USS Norfolk. *Transactions of the Society of Naval Architects and Marine Engineers*. 1958, Jg. 66, S. 310–344.
- [57] *BOSSTM: Barke Optimised Steering System* [Online] [besucht am 21. Apr. 2022]. Abger. unter: https://www.damenmc.com/-/media/damen/vandervelden/downloads/boss_leaflet_a3_definite_20140428.pdf. Produktbrochüre.
- [58] *BIMS – Becker Intelligent Monitoring System, BBMS – Becker Bearing Monitoring System* [Online] [besucht am 21. Apr. 2022]. Abger. unter: https://www.becker-marine-systems.com/files/content/pdf/product_pdf/Becker_Intelligent_Monitoring_System_BIMS.pdf. Produktbrochüre.
- [59] POSA, Antonio; BROGLIA, Riccardo; BALARAS, Elias. Analysis of the influence of an upstream rudder over the wake features of a submarine propeller. In: FELLI, Mario; LEOTARDI, Cecilia (Hrsg.). *6th Symposium on Marine Propulsors*. Rom, Italien, 2019, Bd. 2, S. 388–395. ISBN 978-88-7617-049-2.
- [60] POSA, A.; BROGLIA, R. Flow over a hydrofoil at incidence immersed within the wake of a propeller. *Physics of Fluids*. 2021, Jg. 33, Nr. 12, S. 125108. Abger. unter DOI: 10.1063/5.0075231.

- [61] HU, Jian; ZHANG, Weipeng; SUN, Shili; GUO, Chunyu. Numerical simulation of Vortex–Rudder interactions behind the propeller. *Ocean Engineering*. 2019, Jg. 190, S. 106446. ISSN 0029-8018. Abger. unter DOI: <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2019.106446>.
- [62] LÜBKE, Lars. Investigation of a Semi-Balanced Rudder. *Ship Technology Research*. 2009, Jg. 56, Nr. 2, S. 69–86. ISSN 09377255. Abger. unter DOI: [10.1179/str.2009.56.2.003](https://doi.org/10.1179/str.2009.56.2.003).
- [63] YANG, Xiao; YIN, Yong; LIAN, Jing-Jing. Numerical study on the hydrodynamic performance of the semi-spade rudder and propeller. *Advances in Mechanical Engineering*. 2019, Jg. 11, Nr. 1. ISSN 1687-8140. Abger. unter DOI: [10.1177/1687814018823107](https://doi.org/10.1177/1687814018823107).
- [64] MASCIO, Andrea Di; DUBBIOSO, Giulio; MUSCARI, Roberto; FELLI, Mario. CFD Analysis of Propeller-Rudder Interaction. In: CHUNG, Jin S. (Hrsg.). *Proceedings of the Twenty-fifth (2015) International Ocean and Polar Engineering Conference*. ISOPE, 2015, S. 946–950. ISBN 9781880653890.
- [65] MUSCARI, Roberto; DUBBIOSO, Giulio; DI MASCIO, Andrea. Analysis of the flow field around a rudder in the wake of a simplified marine propeller. *Journal of Fluid Mechanics*. 2017, Jg. 814, S. 547–569. ISSN 0022-1120. Abger. unter DOI: [10.1017/jfm.2017.43](https://doi.org/10.1017/jfm.2017.43).
- [66] SIMONSEN, Claus D. *Rudder, Propeller and Hull Interaction by RANS*. Lyngby: Department of Naval Architecture und Offshore Engineering, 2000. PhD Thesis. Technical University of Denmark.
- [67] PHILLIPS, Alexander B.; TURNOCK, Stephen R.; FURLONG, Maaten. Accurate Capture of Propeller-Rudder Interaction using a Coupled Blade Element Momentum-RANS Approach. *Ship Technology Research*. 2010, Jg. 57, Nr. 2, S. 128–139. ISSN 09377255. Abger. unter DOI: [10.1179/str.2010.57.2.005](https://doi.org/10.1179/str.2010.57.2.005).
- [68] BRUZZONE, D.; GAGGERO, S.; PODENZANA BONVINO, C.; VILLA, D.; VIVIANI, M. Rudder-Propeller Interaction: Analysis of Different Approximation Techniques. In: TAN, S. K.; WANG, X.; GHO, W. M.; JOY, C. (Hrsg.). *Proceedings of the 11th International Conference on Hydrodynamics, ICHD*. 2014. ISBN 978-981-09-2175-0.
- [69] MOFIDI, Alireza; MARTIN, J. Ezequiel; CARRICA, Pablo M. Propeller/rudder interaction with direct and coupled CFD/potential flow propeller approaches, and application to a zigzag manoeuvre. *Ship Technology Research*. 2018, Jg. 65, Nr. 1, S. 10–31. ISSN 09377255. Abger. unter DOI: [10.1080/09377255.2017.1399970](https://doi.org/10.1080/09377255.2017.1399970).
- [70] BERGER, S.; SCHARF, M.; GÖTTSCHE, U.; NEITZEL, J. C.; ANGERBAUER, R.; ABDEL-MAKSOUUD, M. Numerical Simulation of Propeller-Rudder Interaction for Non-Cavitating and Cavitating Flows Using Different Approaches. *Fourth International Symposium on Marine Propulsors smp'15*. 2015.

-
- [71] CALCAGNI, D.; CAPONE, A.; ORTOLANI, F.; BROGLIA, R.; DUBBIOSO, G.; PEREIRA, F.; SALVATORE, F.; DI FELICE, F. A generalised hybrid RANSE/BEM approach for unsteady flow effects in hull/propeller interaction. In: FELLI, Mario; LEOTARDI, Cecilia (Hrsg.). *6th Symposium on Marine Propulsors*. Rom, Italien, 2019, Bd. 2, S. 396–406. ISBN 978-88-7617-049-2.
- [72] VILLA, Diego; VIVIANI, Michele; TANI, Giorgio; GAGGERO, Stefano; BRUZZONE, Dario; PODENZANA, Carlo Bonvino. Numerical Evaluation of Rudder Performance Behind a Propeller in Bollard Pull Condition. *Journal of Marine Science and Application*. 2018, Jg. 17, Nr. 2, S. 153–164. ISSN 1671-9433. Abger. unter DOI: 10.1007/s11804-018-0018-4.
- [73] VILLA, Diego; FRANCESCHI, Andrea; VIVIANI, Michele. Numerical Analysis of the Rudder–Propeller Interaction. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2020, Jg. 8, Nr. 12, S. 990. Abger. unter DOI: 10.3390/jmse8120990.
- [74] REN, Zhen; WANG, Jianhua; WAN, Decheng; ABDEL-MAKSOU, Moustafa. Numerical Investigation of Propeller-Rudder Interaction Based on Body Force Approach. In: CHUNG, Jin S. (Hrsg.). *The proceedings of the Thirtieth (2020) International Ocean and Polar Engineering Conference*. Cupertino, California, USA: International Society of Offshore and Polar Engineers, 2020, S. 3781–3788. ISBN 978-1-880653-84-5.
- [75] BISSONNETTE, William; BRAMESFELD, Götz. Effects of Wake Shapes on High-Lift System Aerodynamic Predictions. *Aerospace*. 2017, Jg. 4, Nr. 2. Abger. unter DOI: 10.3390/aerospace4020024.
- [76] KATZ, Joseph; PLOTKIN, Allen. *Low-speed aerodynamics*. 2. ed. Cambridge u.a.: Cambridge Univ. Press, 2001. Cambridge aerospace series.
- [77] WANG, Youjiang; ABDEL-MAKSOU, Moustafa; SONG, Baowei. Convergence of different wake alignment methods in a panel code for steady-state flows. *Journal of Marine Science and Technology*. 2016, Jg. 21, Nr. 4, S. 567–578. Abger. unter DOI: 10.1007/s00773-016-0375-0.
- [78] KRÜGER, Stefan; WANG, Youjiang; SCHARF, Martin; ABDEL-MAKSOU, Moustafa. A hybrid calculation concept for single and multi-component propulsors. In: FELLI, Mario; LEOTARDI, Cecilia (Hrsg.). *6th Symposium on Marine Propulsors*. Rom, Italien, 2019. ISBN 978-88-7617-049-2.
- [79] TURNOCK, Stephen R. *Prediction of ship rudder-propeller interaction using parallel computations and wind tunnel measurements*. Southampton: Faculty of Engineering und Applied Science, 1993. PhD Thesis. University of Southampton.

- [80] SU, Yiran; KIM, Seungnam; KINNAS, Spyros. Prediction of Propeller-Induced Hull Pressure Fluctuations via a Potential-Based Method: Study of the Effects of Different Wake Alignment Methods and of the Rudder. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2018, Jg. 6, Nr. 2, S. 52. Abger. unter DOI: 10.3390/jmse6020052.
- [81] GOLDSTEIN, Sydney. On the Vortex Theory of Screw Propellers. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*. 1929, Bd. 123, S. 440–465. Nr. Nr. 792.
- [82] KRÜGER, Stefan. Computation of the free vortex system of multi component propulsors. *Ship Technology Research*. 2019, Jg. 66, Nr. 1.
- [83] FALKENHORST, Arne; STEINBACH, Christoph M. Calculation of Penetrated Wake Alignments in a Three Dimensional Panel Method for the Rudder Design Process. In: *Fifth International Symposium on Marine Propulsors*. Espoo, Finland, 2017.
- [84] WANG, Youjiang; GÖTTSCHE, Ulf; ABDEL-MAKSOUUD, Moustafa; KRÜGER, Stefan. Different Techniques To Simulate Tandem Propeller with Boundary Element Method. In: *11th International Workshop on Ship and Marine Hydrodynamic (IWSH2019)*. 2019. Abger. unter DOI: 10.15480/882.3355.
- [85] HE, Lei; KINNAS, Spyros A. Numerical simulation of unsteady propeller/rudder interaction. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*. 2017, Jg. 9, Nr. 6, S. 677–692. ISSN 2092-6782. Abger. unter DOI: 10.1016/j.ijnaoe.2017.02.004.
- [86] ISAY, Wolfgang H. Über die Wechselwirkung zwischen Schiffsruder und Schraubenpropeller. *Schiffstechnik*. 1965, Jg. 62, S. 65–76.
- [87] LI, Da-Qing. A non-linear method for the propeller-rudder interaction with the slipstream deformation taken into account. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 1996, Jg. 130, Nr. 1, S. 115–132. Abger. unter DOI: bqhq85.
- [88] BRUNNSTEIN, Klaus. *Wechselwirkung zwischen Schiffsnachstrom, Schraubenpropeller und Schiffsruder*. Hamburg, 1968. Dissertation. Universität Hamburg.
- [89] HAN, Jae-Moon; KONG, Do-Sung; SONG, In-Haeng; LEE, Chang-Sup. Analysis of the Cavitating Flow Around the Horn-type Rudder in the Race of a Propeller. In: *Proceedings of the Fourth International Symposium on Cavitation (CAV2001)*. 2001.
- [90] SÖDING, Heinrich. Limits of potential theory in rudder flow prediction. *Ship Technology Research*. 1997, Jg. 45/3.
- [91] SÖDING, Heinrich. *Zum Programm "Ruder"*. 1995. Interner Bericht. Institut für Schiffbau der Universität Hamburg.

-
- [92] ACHKINADZE, Alexander S.; BERG, Aage; KRASILNIKOV, Vladimir I.; STEPANOV, Ivan E. Numerical Analysis of Podded and Steering Systems Using a Velocity Based Source Boundary Element Method with Modified Trailing Edge. In: *Proceedings of the Propellers/Shafting '2003 Symposium*. 2003. Abger. unter DOI: 10.5957/PSS-2003-12.
- [93] COENEN, Edith Gerda Maria. *Viscous-inviscid interaction with the quasi-simultaneous method for 2D and 3D aerodynamic flow*. Groningen, 2001. Diss. University of Groningen.
- [94] MORIYAMA, Fumio. On the Effect of a Rudder on Propulsive Performance. *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*. 1981, Jg. 1981, Nr. 150, S. 63–73. ISSN 0514-8499. Abger. unter DOI: 10.2534/jjasnaoe1968.1981.150_63.
- [95] TAMASHIMA, Masahiro; YANG, Chen-Jun; YAMAZAKI, Ryusuke. A Study of the Forces acting on Rudder with Rudder Angle behind Propeller. *The Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers*. 1992, Jg. 84, S. 37–48.
- [96] TAMASHIMA, Masahiro; MATSUI, Shiro; YANG, Jianmin; MORI, Kazu-hiro; YAMAZAKI, Ryusuke. The Method for Predicting the Performance of Propeller-Rudder System with Rudder Angle and Its Application to the Rudder Design. *Trans Soc Naval Arch West Japan*. 1993, Nr. 86, S. 53–76. Abger. unter DOI: 10.14856/wjsna.86.0_53.
- [97] TURNOCK, Stephen R. *Computer Aided Design and Numerically Controlled Manufacture of a Split Mould for a Composite Model Ship Propeller*. 1990. Techn. Ber., 42. University of Southampton. ISSN 0140-3818.
- [98] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R. *Wind Tunnel Test Results for a Model Ship Propeller Based on a Modified Wageningen B4.40*. 1990. Techn. Ber., 43. University of Southampton. ISSN 0140-3818.
- [99] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R. *Wind tunnel investigation of the influence of propeller loading on ship rudder performance*. 1991. Techn. Ber., 46. University of Southampton. ISSN 0140-3818.
- [100] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R. *Wind tunnel investigation of the influence of propeller loading on a semi-balanced skeg rudder*. 1993. Techn. Ber., 48. University of Southampton. ISSN 0140-3818.
- [101] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R. *Preliminary wind tunnel investigation of the influence of propeller loading on a ship rudder in the bollard ($J = 0$) condition*. 1993. Techn. Ber., 49. University of Southampton. ISSN 0140-3818.
- [102] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R. *Further wind tunnel tests on the influence of propeller loading on ship rudder performance*. 1992. Techn. Ber., 52. University of Southampton. ISSN 0140-3818.

- [103] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R. *Wind tunnel tests on the influence of zero speed operation*. 1993. Techn. Ber., 64. University of Southampton. ISSN 0140-3818.
- [104] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R. *Wind tunnel tests on the effect of a ship hull on rudder-propeller performance at different angles of drift*. 1994. Techn. Ber., 76. University of Southampton. ISSN 0140-3818.
- [105] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R.; SMITHWICK, J. E. T. *Wind tunnel tests on the influence of propeller loading and the effect of a ship hull on skeg-rudder performance*. 1995. Techn. Ber., 90. University of Southampton. ISSN 0140-3818.
- [106] MOLLAND, Anthony F.; TURNOCK, Stephen R.; SMITHWICK, J. E. T. *Investigation of the influence of propeller loading on a ship rudder in the bollard ($J = 0$) condition*. 1996. Techn. Ber., 94. University of Southampton. ISSN 0140-3818.
- [107] KRACHT, Albert. *Ruderentwurf: Teil I*. Berlin, 1989. Nr. 1137.
- [108] KRACHT, Albert. *Ruderentwurf: Teil II*. Berlin, 1988. Nr. 1134.
- [109] KRACHT, Albert. *Ruder im Schraubenstrahl*. Hrsg. von FORSCHUNGSZENTRUM DES DEUTSCHEN SCHIFFBAUS. 1991. Nr. 224/1991.
- [110] WOLF, Eric. *Untersuchung von Twist-Flow-Ruderformen im Propellerstrahl*. Kiel: Institut für Schiffbau, 1997. Diplomarbeit. FH Kiel.
- [111] GRABERT, Reiner. *Schlussbericht zum FuE-Vorhaben: Entwurf von propulsionsverbessernden Maßnahmen (Energy Saving Devices) bei Betriebsbedingungen (ESD@SEA): Schiffsoptimierung unter Berücksichtigung von propulsionsverbessernden Maßnahmen bei Betriebsbedingungen (ESD@SHIP)*. 2021. Schiffbauversuchsanstalt Potsdam GmbH.
- [112] SCHLICHTING, Hermann; TRUCKENBRODT, Erich. *Aerodynamik des Flugzeuges: Grundlagen aus der Strömungstechnik, Aerodynamik des Tragflügels (Teil I)*. 2. Aufl. Berlin u.a.: Springer, 1967. Abger. unter DOI: 10.1007/978-3-642-56911-1.
- [113] BIRNBAUM, W.; ACKERMANN, W. Die tragende Wirbelfläche als Hilfsmittel zur Behandlung des ebenen Problems der Tragflügeltheorie. *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*. 1923, Jg. 3, Nr. 4, S. 290–297. ISSN 1521-4001. Abger. unter DOI: 10.1002/zamm.19230030408.
- [114] GLAUERT, H. *Die Grundlagen der Tragflügel- und Luftschraubentheorie*. Berlin: Springer Verlag und Springer Berlin Heidelberg, 1929. ISBN 9783642474941. Abger. unter DOI: 10.1007/978-3-642-47494-1.
- [115] MUNK, Max M. *General theory of thin wing sections*. 1923. NACA Technical Report, Nr. 142.

-
- [116] HELMBOLD, H. B.; KEUNE, F. Beiträge zur Profilmforschung. *Luftfahrtforschung*. 1943, Jg. 20, S. 77.
- [117] RIEGELS, F. Das Umströmungsproblem bei inkompressiblen Potentialströmungen [I. Mitteilung]. *Ingenieur-Archiv*. 1948, Jg. 16, Nr. 5-6, S. 373–376. ISSN 1432-0681. Abger. unter DOI: 10.1007/BF00534500.
- [118] RIEGELS, F. Das Umströmungsproblem bei inkompressiblen Potentialströmungen [II. Mitteilung]. *Ingenieur-Archiv*. 1949, Jg. 17, Nr. 1-2, S. 94–106. ISSN 1432-0681. Abger. unter DOI: 10.1007/BF00571966.
- [119] PRANDTL, Ludwig. Tragflügeltheorie, I. und II. Mitteilung. In: PRANDTL, Ludwig; BETZ, Albert. *Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik: (Flüssigkeit mit kleiner Reibung; Tragflügeltheorie, I. und II. Mitteilung; Schraubenpropeller mit geringstem Energieverlust)*. Göttingen: Selbstverlag des Kaiser Wilhelm-Instituts für Strömungsmechanik, 1927 (Original von 1918/19). Neudruck: Göttinger Klassiker der Strömungsmechanik, Univ.-Verl. Göttingen, Bd. 3, 2010.
- [120] THWAITES, Bryan. *Incompressible aerodynamics: An account of the theory and observation of the steady flow of incompressible fluid past aerofoils, wings, and other bodies*. New York: Dover, 1987. Fluid motion memoirs. ISBN 9780486654652.
- [121] GLAUERT, Hermann. *The elements of aerofoil and airscrew theory*. 1. ed. Cambridge: Univ. Press, 1930.
- [122] TREFFTZ, E. Prandtlsche Tragflächen- und Propellertheorie. In: Von KÁRMÁN, Theodore; LEVI-CIVITA, T. (Hrsg.). *Vorträge aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik (Innsbruck 1922)*. Berlin, Heidelberg und s.l.: Springer Berlin Heidelberg, 1924, S. 34–46. ISBN 978-3-662-00280-3. Abger. unter DOI: 10.1007/978-3-662-00280-3_3.
- [123] ISAY, Wolfgang H. *Propellertheorie : hydrodynamische Probleme*. Hrsg. von SZABÓ, I. Berlin Heidelberg: Springer, 1964. Ingenieurwissenschaftliche Bibliothek.
- [124] KRÜGER, Stefan; ABELS, Wilfried. Hydrodynamic Damping and Added Mass of Modern Screw Propellers. *OMAE*. 2017.
- [125] LERBS, Hermann. Ergebnisse der angewandten Theorie des Schiffspropellers. *Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft*. 1955, Jg. 46, S. 163.
- [126] ISAY, Wolfgang H. *Moderne Probleme der Propellertheorie*. Hrsg. von SZABÓ, I. Berlin Heidelberg: Springer, 1970. Ingenieurwissenschaftliche Bibliothek.

- [127] PRANDTL, Ludwig. Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. In: PRANDTL, Ludwig; BETZ, Albert. *Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik: (Flüssigkeit mit kleiner Reibung; Tragflügeltheorie, I. und II. Mitteilung; Schraubenpropeller mit geringstem Energieverlust)*. Göttingen: Selbstverlag des Kaiser Wilhelm-Instituts für Strömungsmechanik, 1927 (Original von 1905). Neudruck: Göttinger Klassiker der Strömungsmechanik, Univ.-Verl. Göttingen, Bd. 3, 2010.
- [128] SCHLICHTING, Hermann. *Grenzschicht-Theorie*. 3. Aufl. Karlsruhe: Braun, 1958.
- [129] SCHLICHTING, Hermann; GERSTEN, Klaus. *Grenzschicht-Theorie*. 10. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. ISBN 978-3-540-32985-5. Abger. unter DOI: 10.1007/3-540-32985-4.
- [130] von KÁRMÁN, Theodore. Über laminare und turbulente Reibung. *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*. 1921, Jg. 1, Nr. 4, S. 233–252. ISSN 00442267. Abger. unter DOI: 10.1002/zamm.19210010401. Engl. translation in: “On laminar and turbulent friction”. NACA-TM-1092.
- [131] POHLHAUSEN, K. Zur näherungsweise Integration der Differentialgleichung der laminaren Grenzschicht. *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*. 1921, Jg. 1, Nr. 4, S. 252–290. ISSN 00442267. Abger. unter DOI: 10.1002/zamm.19210010402.
- [132] MARZI, Jochen. *Ein Berechnungsverfahren zur Behandlung von Profilströmungen mit lokalen Ablösezone und offenen Totwassergebieten*. TUHH Universitätsbibliothek, 1988. Nr. 3-89220-481-0. Abger. unter DOI: 10.15480/882.899.
- [133] KRÜGER, Stefan. *Instationäre Grenzschichteffekte an Tragflügelprofilen*. Hamburg: Institut für Schiffbau, 1992. Abger. unter DOI: 10.15480/882.960. Dissertation. Universität Hamburg und Technische Universität Hamburg-Harburg.
- [134] CEBECI, Tuncer; BRADSHAW, Peter. *Momentum transfer in boundary layers*. Washington: Hemisphere Publ. Corp. [u.a.], 1977. Series in Thermal and Fluids Engineering. ISBN 0070103003.
- [135] GRUSCHWITZ, E. Die turbulente Reibungsschicht in ebener Strömung bei Druckabfall und Druckanstieg. *Ingenieur-Archiv*. 1931, Jg. 2, Nr. 3, S. 321–346. ISSN 1432-0681. Abger. unter DOI: 10.1007/BF02108432.
- [136] von DOENHOFF, Albert E.; TETERVIN, Neal. *Determination of General Relations for the Behaviour of Turbulent Boundary Layers*. 1943. Techn. Ber., 772. NACA.

-
- [137] GASAU, Holger. *Grenzschichteffekte an Tragflügelprofilen*. Hamburg, 1983. Schriftenreihe Schiffbau. Abger. unter DOI: 10.15480/882.863.
- [138] LUDWIEG, Hubert; TILLMANN, W. *Investigations of the wall-shearing stress in turbulent boundary layers*. 1950. Techn. Ber., 1285. NACA.
- [139] SQUIRE, H. B.; YOUNG, B. A. The Calculation of the Profile Drag of Aerofoils. *Aeronautical Research Committee Reports and Memoranda*. 1937, Nr. 1838.
- [140] NEWMAN, J. N. Distributions of sources and normal dipoles over a quadrilateral panel. *Journal of Engineering Mathematics*. 1986, Nr. 20, S. 113–126.
- [141] HESS, J. L.; SMITH, A.M.O. Calculation of potential flow about arbitrary bodies. *Progress in Aerospace Sciences*. 1967, Jg. 8, S. 1–138. Abger. unter DOI: 10.1016/0376-0421(67)90003-6.
- [142] SÖDING, Heinrich. A Method for Accurate Force Calculations in Potential Flow. *Schiffstechnik*. 1993, Jg. 40, S. 176–186.
- [143] *8th International Towing Tank Conference*. Subjects 2 and 4: Skin Friction and Turbulence Stimulation. Madrid, Spanien, 1957.
- [144] SÖDING, Heinrich. Prediction of Ship Steering Capabilities. *Schiffstechnik*. 1983, Jg. 29, S. 3–29.
- [145] ZINGG, David W.; YARROW, Maurice. *A Direct Procedure for Interpolation on a Structured Curvilinear Two-Dimensional Grid*. California, 1989. Techn. Ber., 102213. NASA.
- [146] KÜCHEMANN, D. *A simple method for calculating the span and chordwise loading on straight and swept wings of any given aspect ratio at subsonic speeds*. London, 1952. Nr. 2935.
- [147] LEE, Jintae. *A potential based panel method for the analysis of marine propellers in steady flow*. 1987. Ph. D. Massachusetts Institute of Technology.
- [148] MOLLAND, A. F. A method for determining the free-stream characteristics of ship skeg-rudders. *International Shipbuilding Progress*. 1985, Jg. 32, Nr. 370, S. 138–150. Abger. unter DOI: 10.3233/ISP-1985-3237001.
- [149] CARSTENSEN, Björn; KRÜGER, Stefan. Coupling of a Boundary Element Method With a Boundary Layer Method for Accurate Rudder Force Calculation Within the Early Design Stage. *40th International Conference on Ocean, Offshore & Arctic Engineering*. 2021.

- [150] CARSTENSEN, Björn. Calculation of Rudder Forces in the Design Process Using a Panel Method with a Lifting Line Approach for Wake Alignment. In: OKADA, Tetsuo; SUZUKI, Katsuyuki; KAWAMURA, Yasumi (Hrsg.). *Practical Design of Ships and Other Floating Structures*. Singapore: Springer Singapore, 2021, S. 317–330. ISBN 978-981-15-4624-2.
- [151] LIDTHILL, M. J. On displacement thickness. *Journal of Fluid Mechanics*. 1958, Jg. 4, Nr. 04, S. 383. ISSN 0022-1120. Abger. unter DOI: 10.1017/S0022112058000525.
- [152] CARSTENSEN, Björn. A Method for Rudder Force Calculation in the Design Process Considering Rudder-Propeller-Interaction. In: FELLI, Mario; LEOTARDI, Cecilia (Hrsg.). *6th Symposium on Marine Propulsors*. Rom, Italien, 2019, Bd. 2, S. 381–387. ISBN 978-88-7617-049-2.
- [153] BÜHR, W.; KEIL, H.; KRÜGER, S. Rechnereinsatz im Projekt. In: Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer, 1988, S. 353–363. Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft.
- [154] KRÜGER, Stefan; STRECKWALL, H.; SÖDING, H.; SCHULZE, R.; STOEHRMANN, H.; TELLKAMP, J.; VOIGT, C.; KAETHER, B. L.; POHL, M. *Offenes Methodenbanksystem für Propulsorentwurf*. 1999. Flensburger Schiffbau-Gesellschaft mbH & Co. KG. Abschlußbericht - BMWF.
- [155] HAACK, Tobias. *Simulation des Manövrierhaltens von Schiffen unter besonderer Berücksichtigung der Antriebsanlage*. Hamburg, 2006. Dissertation. Technische Universität Hamburg-Harburg.
- [156] LÜBCKE, Adele. *Dynamisches Positionieren als Aspekt in der frühen Schiffsentwurfsphase*. Hamburg, 2019. Dissertation. Technische Universität Hamburg.
- [157] GLAUERT, H. *Wind Tunnel Interference on Wings, Bodies and Airscrews*. Hrsg. von AERONAUTICAL RESEARCH COUNCIL. 1933. Reports and memoranda, Nr. 1566. Auch verfügbar unter: <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA953012>.
- [158] GÜNTHER, B.; RÖPCKE, H.-J. *Results of Resistance and Propulsion Tests and Measurements of the Hydrodynamic Forces and the Torque on Rudder with the Model of the Project C-Box: Bericht 2243*. 1996. Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam GmbH.
- [159] RICHTER, H. *Reverse Open Water Tests mit dem Propeller P40164 und verschiedenen Ablauf- und Rudervarianten: Teilbericht zum FuE-Projekt ESD@SEA, Bericht 4889*. 2020. Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam GmbH.
- [160] KRÜGER, Stefan; CARSTENSEN, Björn; JOHNSEN, Lars; BÜSKEN, Andreas; LAS-SOTA, Leonike. *Abschlussbericht ESD@Sea: Teilvorhaben: Methodische Grundlagen*. 2021. Technische Universität Hamburg. ISBN 978-3-89220-719-1.

- [161] KRÜGER, Stefan; CARSTENSEN, Björn; WILL, Johannes; MATIN, Farhan; KLEIN-SORGE, Lutz; GRABERT, Rainer. ESD@SEA: Entwurf von propulsionsverbessernden Massnahmen bei Betriebsbedingungen. In: FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GMBH (Hrsg.). *Statustagung Maritime Technologien*. Jülich: Forschungszentrum Jülich GmbH Zentralbibliothek Verlag, 2021, S. 119–131. Schriftenreihe Projektträger Jülich. ISBN 978-3-95806-594-9.
- [162] MEYNE, K. Experimentelle und theoretische Betrachtungen zum Maßstabseffekt bei Modellpropeller-Untersuchungen. *Schiffstechnik*. 1968, Jg. 15, Nr. 77.
- [163] STRECKWALL, Heinrich; GREITSCH, Lars; MÜLLER, Julia; SCHARF, Martin; BUGALSKI, Tomasz. Development of a Strip Method Proposed as New Standard for Propeller Performance Scaling. *Ship Technology Research*. 2013, Jg. 60, Nr. 2, S. 58–69. ISSN 09377255. Abger. unter DOI: 10.1179/str.2013.60.2.002.

A. Einstellungen der Berechnungen zu Validierungszwecken

A.1. Fall 1

Tabelle A.1.: Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Whicker und Fehlner [35].

Zuströmung	Homogen
Nachlaufausrichtung	Halber Anstellwinkel
Körperpaneele in x -Richtung	30
Körperpaneele in z -Richtung	30
Nachlaufpaneele in x -Richtung	1
Grenzschichtkopplung	Aus
Spiegelung an Oberkante	An
Spalt an Oberkante	$h_s/\bar{c} = 0,005$

A.2. Fall 2

Tabelle A.2.: Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Molland und Turnock [99, 103] für homogene Zuströmung.

Zuströmung	Homogen
Nachlaufausrichtung	Halber Anstellwinkel
Körperpaneele in x -Richtung	30
Körperpaneele in z -Richtung	30
Nachlaufpaneele in x -Richtung	1
Grenzschichtkopplung	Trajektorie
Anzahl innerer Iterationen	3
Spiegelung an Oberkante	An
Spalt an Oberkante	$h_s/\bar{c} = 0,004$

Tabelle A.3.: Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Molland und Turnock [99, 103] für die Propeller-Ruder-Anordnung.

Zuströmung	Propeller
Nachlaufausrichtung	Gekoppelt
Anzahl äußerer Iterationen	3
Körperpaneele in x -Richtung	30
Körperpaneele in z -Richtung	30
Nachlaufpaneele in x -Richtung	30
Grenzschichtkopplung	Trajektorie
Anzahl innerer Iterationen	2
Spiegelung an Oberkante	An
Spalt an Oberkante	$h_s/\bar{c} = 0,004$

A.3. Fall 3

Tabelle A.4.: Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Wolf [110] und Günther und Röpcke [158] für die Propeller-Ruder-Anordnung.

Zuströmung	Propeller
Nachlaufausrichtung	Gekoppelt
Anzahl äußerer Iterationen	3
Körperpaneele in x -Richtung	30
Körperpaneele in z -Richtung	30
Nachlaufpaneele in x -Richtung	30
Grenzschichtkopplung	Trajektorie
Anzahl innerer Iterationen	3
Spiegelung an Oberkante	An
Spalt an der Oberkante der Headbox	$h_s/\bar{c} = 0,028$

A.4. Fall 4

Tabelle A.5.: Zusammenfassung der Einstellungen der Berechnungen für die Validierung anhand der Messungen von Grabert [111] für die Propeller-Ruder-Anordnung.

Zuströmung	Propeller
Nachlaufausrichtung	Gekoppelt
Anzahl äußerer Iterationen	2
Körperpaneele in x -Richtung	30
Körperpaneele in z -Richtung (gesamt)	30
Körperpaneele in z -Richtung (unter Costa-Birne)	10
Körperpaneele in z -Richtung (auf Costa-Birne)	8
Körperpaneele in z -Richtung (über Costa-Birne)	12
Nachlaufpaneele in x -Richtung	30
Grenzschichtkopplung	Trajektorie
Anzahl innerer Iterationen	2
Spiegelung an Oberkante	An
Spalt an der Oberkante der Headbox	$h_s/\bar{c} = 0,012$

