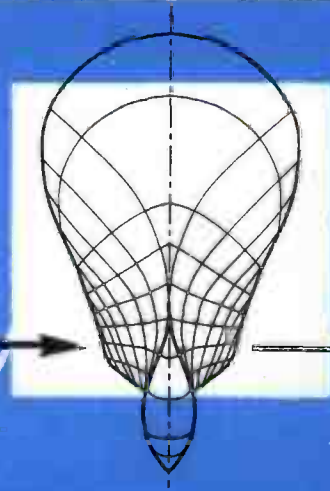


TU Hamburg – Harburg
Schriftenreihe Schiffbau



Delft University of Technology
Ship Hydromechanics Laboratory
Library
Mekelweg 2, 2628 CD Delft
The Netherlands
Phone: +31 15 2786873 - Fax: +31 15 2781836

**Bewegungssimulation schwimmender Körper
in viskoser Strömung**

Matthias Klemt

Oktober 2004

Bericht 630

Bewegungssimulation schwimmender Körper in viskoser Strömung

Vom Promotionsausschuß der
TU Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation

von

Matthias Klemt
aus Wismar

2004

Gutachter

Prof. Dr.-Ing. G. Jensen

Prof. Dr.-Ing. M. Perić

Tag der mündlichen Prüfung : 4. Oktober 2004

ISBN 3-89220-630-9

© Arbeitsbereiche Schiffbau der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
Lämmersieth 90
D-22305 Hamburg

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Stipendiat des Graduiertenkollegs „Meerestechnische Konstruktionen“ an der Technischen Universität Hamburg-Harburg.

Für die wissenschaftliche Betreuung danke ich besonders Prof. Jensen und Prof. Perić wie auch den Mitarbeitern des Arbeitsbereiches Fluidodynamik und Schiffstheorie.

Mein weiterer Dank gilt der Firma Judel / Vrolijk & Co. sowie dem Germanischen Lloyd Hamburg, die die erforderlichen Geometriedaten zur Verfügung stellten.

Schließlich möchte ich an dieser Stelle auch meiner Verlobten Nadine für Ihr Verständnis und Ihre Unterstützung danken.

Inhaltsverzeichnis

SYMBOLVERZEICHNIS	V
ABBILDUNGSVERZEICHNIS	VII
KAPITEL 1 EINLEITUNG	1
1.1 MOTIVATION.....	1
1.2 VORANGEGANGENE ARBEITEN	2
1.3 INHALT UND AUFBAU DER ARBEIT	3
KAPITEL 2 NUMERISCHE METHODE.....	7
2.1 BERECHNUNG DER KÖRPERBEWEGUNG.....	7
2.1.1 <i>Kinematik des Punktes</i>	7
2.1.2 <i>Kinematik des starren Körpers</i>	9
2.1.3 <i>Kinetik des starren Körpers</i>	14
2.1.4 <i>Diskretisierung der Bewegungsgleichungen</i>	17
2.1.5 <i>Der Algorithmus zur Lösung der Bewegungsgleichungen</i>	18
2.2 BERECHNUNG DER STRÖMUNG.....	20
2.2.1 <i>Erhaltungsprinzip</i>	20
2.2.2 <i>Grundgleichungen</i>	20
2.2.3 <i>Turbulenzmodellierung</i>	22
2.2.4 <i>Freie Oberfläche</i>	24
2.2.5 <i>Bewegtes Koordinatensystem</i>	24
2.2.6 <i>Diskretisierung der Strömungsgleichungen</i>	25
2.2.7 <i>Der Algorithmus zur Lösung der Strömungsgleichungen</i>	33
2.3 KOPPLUNG DER STRÖMUNGS- UND BEWEGUNGSGLEICHUNGEN	36
2.3.1 <i>Fluidkräfte auf den Körper</i>	36
2.3.2 <i>Hydrodynamische Massen</i>	37
2.3.3 <i>Vortrieb von Schiffen</i>	38
2.3.4 <i>Der Algorithmus des gekoppelten Verfahrens</i>	40
KAPITEL 3 METHODE DER ÜBERLAPPENDEN GITTER	43
3.1 EINLEITUNG	43
3.2 VORGEHEN	44
3.3 ZELLENSUCHE.....	46

3.3.1	Eingrenzung des Suchraumes.....	47
3.3.2	Ordnung der Suchpunkte und des Suchraumes.....	47
3.3.3	Suchalgorithmus.....	48
3.3.4	Aktualisierung des Suchraumes	49
3.4	INTERPOLATION DER STRÖMUNGSLÖSUNG.....	49
3.5	BERÜCKSICHTIGUNG DER DIFFERENZSCHEMATA.....	51
3.6	KORREKTUR DER KONVEKTIVEN MASSENFLÜSSE	55
3.7	PARALLELISIERUNG DER METHODE	56
KAPITEL 4 UNTERSUCHUNGEN AN EINFACHEN GEOMETRISCHEN KÖRPERN		59
4.1	NUMERISCHER TANK	59
4.1.1	Allgemeiner Aufbau.....	59
4.1.2	Initialisierung	62
4.1.3	Benutzerdefinierte Randbedingungen.....	63
4.1.4	Hohe Wellen.....	66
4.1.5	Körper mit großen translatorischen Bewegungen.....	67
4.2	FREI SCHWIMMENDER QUADER IM WELLENTANK.....	69
4.3	FREI SCHWIMMENDER QUADER IN LINEAREN WELLEN	72
4.4	KENTERN EINES FREI SCHWIMMENDEN QUADERS IN SCHRÄGEN WELLEN	74
KAPITEL 5 SCHIFFSBEWEGUNGEN IN REGULÄREN WELLEN		77
5.1	EINLEITUNG.....	77
5.2	GITTERGENERIERUNG.....	77
5.2.1	Symmetrische Berechnungsfälle.....	78
5.2.2	Allgemeine Berechnungsfälle.....	80
5.3	SCHNELLE RO/RO-PASSAGIERFÄHRE	81
5.3.1	Modellversuche.....	83
5.3.2	Diskretisierung	84
5.3.3	Berechnung von globalen und lokalen Lasten in extremen Wellensituationen.....	87
5.3.4	Konvergenzverhalten der numerischen Methode.....	88
5.3.5	Schiffsbewegungen.....	99
5.3.6	Auswertung der Kräfte auf die Bugklappe.....	105
5.4	CONTAINERSCHIFF IN SEHR HOHEN WELLEN	108
KAPITEL 6 WINDINDUZIERTE BEWEGUNG EINER SEGELYACHT		117
6.1	EINLEITUNG.....	117
6.2	REFERENZSCHIFF UND BERECHNUNGSMODELL	117
6.2.1	Realisierung der Ruderbewegung.....	120
6.2.2	Ausrichtung der Segel.....	123
6.2.3	Berücksichtigung der Massenverteilung.....	125

6.3	SYSTEMATISCHE UNTERSUCHUNGEN MIT VORGEGEBENEM GIERWINKEL	127
6.4	SCHIFFSSTEUERUNG MIT EINEM EXTERNEN AUTOPILOTEN	131
KAPITEL 7 VISUALISIERUNG DER BERECHNUNGEN		135
7.1	KÖRPERBEWEGUNG	137
7.2	FREIE OBERFLÄCHE.....	137
7.3	VARIABLEN AUF DER OBERFLÄCHE DES SCHIFFES	139
7.4	WEITERE FELDRÖßEN	141
7.5	ZEITLICHE UND RÄUMLICHE STEUERUNG	143
7.6	ZUSAMMENFASSUNG.....	144
KAPITEL 8 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK		145
ANHANG.....		151
LITERATUR		153
CURRICULUM VITAE.....		159

Symbolverzeichnis

Romanische Symbole

\mathbf{a}	[m/s ²]	Vektor der translatorischen Beschleunigung des Körpers
B	[m]	Schiffsbreite
c	[1]	Volumenanteil
C_u	[1]	Courant-Zahl
dt	[s]	Zeitschrittgröße
F_n	[1]	Froude-Zahl
f	[1]	Anzahl der Freiheitsgrade
\mathbf{f}	[N]	Kraftvektor
\mathbf{g}	[m/s ²]	Gravitationsvektor
\mathbf{I}	[kg m ²]	Matrix der Trägheitsmomente des Körpers
\mathbf{J}_T	[m/m]	Jacobi-Matrix der Translation
\mathbf{J}_R	[rad/m]	Jacobi-Matrix der Rotation
k	[m ² /s ²]	turbulente kinetische Energie
\mathbf{l}	[Nm]	Vektor der Momente
L_{pp}	[m]	Schiffslänge zwischen den Loten
m	[kg]	Masse des Körpers
\dot{m}_j	[kg/s]	Massenfluß durch die j -te KV-Oberfläche
\mathbf{n}_j	[m/m]	Einheitsvektor senkrecht zur KV-Oberfläche j
p	[N/m ²]	Druck
q	[1]	Anzahl der Zwangsbedingungen
\mathbf{r}_i	[m]	Position des i -ten Körpers
R_n	[1]	Reynolds-Zahl
S	[m ²]	Fläche
S_j	[m ²]	Fläche der j -ten KV-Oberfläche
\mathbf{S}_i	[1]	Drehungsmatrix des i -ten Körpers
t	[s]	Zeit
\mathbf{u}	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit
\mathbf{u}_s	[m/s]	Geschwindigkeit der KV-Oberfläche
\mathbf{v}	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor des Körpers

\bar{v}	[m/s]	partielle Geschwindigkeit des Körpers
V	[m ³]	Volumen
y	[m, rad]	Lagevektor aller Körper

Griechische Symbole

α	[1]	Platzhalter für normalisierte Variable
Δ	[t]	Verdrängung
ε	[m ² /s ³]	Dissipationsrate
ϕ	[1]	Platzhalter für Variablen
φ	[rad]	Vektor der Verdrehung
φ_{Ruder}	[rad]	Ruderlage
λ	[1]	Mischungsverhältnis der Differenzenschemata
μ	[kg/(ms)]	molekulare Viskosität des Fluids
μ_t	[kg/(ms)]	turbulente Scheinviskosität des Fluids
ρ	[kg/m ³]	Fluidichte
τ	[N/m ²]	viskoser Spannungstensor
ω	[rad/s]	Vektor der Winkelgeschwindigkeit
$\tilde{\omega}$	[rad/s]	Vektor der Winkelgeschwindigkeit in Tensorschreibweise
$\bar{\omega}$	[rad/s]	Vektor der partiellen Winkelgeschwindigkeit
$\dot{\omega}$	[rad/s ²]	Vektor der Winkelbeschleunigung
ω	[rad/s]	Wellenkreisfrequenz
ζ	[m]	Wellenamplitude

Akronyme

CDS	Zentraldifferenzenschema
DDS	Abwinddifferenzenschema
HRIC	High-Resolution Interface Capturing Scheme
KV	Kontrollvolumen
NVD	normalisiertes Variablendiagramm
RANSE	Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations
RAO	Response Amplitude Operator
UDS	Aufwinddifferenzenschema
VRML	Virtual Reality Model Language

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1 Punktkoordinaten in unterschiedlichen Koordinatensystemen	7
Abbildung 2.2 Beschreibung der Drehung mit Kardanwinkeln	10
Abbildung 2.3 Algorithmus $\mathcal{A}1$ zur Lösung der Bewegungsgleichung	19
Abbildung 2.4 Diskretisierung mit zweidimensionalen Kontrollvolumen	26
Abbildung 2.5 Aufwind-, Zentral-, und Abwindkontrollvolumen im NVD-Diagramm.....	27
Abbildung 2.6 Algorithmus $\mathcal{A}2$ zur Lösung der Strömungsgleichungen	35
Abbildung 2.7 Algorithmus $\mathcal{A}3$ des Gesamtverfahrens	41
Abbildung 3.1 Anordnung des Zweigittersystems	45
Abbildung 3.2 Randelementmittelpunkte und zugehörige KV	46
Abbildung 3.3 Eingrenzung des Suchraumes	47
Abbildung 3.4 Konstellation der Suchraumpunkte und Transformation ins (ξ, η, γ) - Koordinatensystem	49
Abbildung 3.5 Modellierung der Differenzenschemata im (ξ, η, γ) -Koordinatensystem	52
Abbildung 4.1 Aufbau des numerischen Tanks.....	60
Abbildung 4.2 Diskretisierungsaufbau am Rand R_1 , links Seitenansicht, rechts Blick in Längsrichtung	61
Abbildung 4.3 Orbitalbahnen und Partikelgeschwindigkeiten einer Tiefwasserwelle, Clauss et al. (1988).....	63
Abbildung 4.4 Beispiel für die Vorgabe der Strömungsgeschwindigkeiten am Einlaßbrand für zwei Zeitpunkte.....	64
Abbildung 4.5 Geschwindigkeitsverteilung in der ausgebildeten Strömung, $t=10T$	65
Abbildung 4.6 Trochoidenwellen nach Gerstner (1802)	66
Abbildung 4.7 Aufbau des numerischen Tanks bei großen translatorischen Bewegungen.....	69
Abbildung 4.8 Zweidimensionales Berechnungsgebiet und Diskretisierung in der Nähe des Körpers.....	70
Abbildung 4.9 Vergleich der Bewegungsergebnisse mit dem Experiment.....	71
Abbildung 4.10 Systemzustand nach 3.88 s im Experiment (links) und in der Simulation (rechts).....	72
Abbildung 4.11 Abmessungen des Quaders	72
Abbildung 4.12 Körperposition, Höhenlinien der freien Oberfläche und Druck auf der Körperoberfläche zum Zeitpunkt $t=11.0$ s für die Berechnung in linearen Wellen (nur körperfestes Gitter)	73

Abbildung 4.13 Zeitverläufe der 6 Bewegungskomponenten für den Kentervorgang.....	75
Abbildung 4.14 Körperposition und freie Oberfläche zu verschiedenen Zeitpunkten für die Berechnung des Kentervorgangs (nur körperfestes Gitter)	76
Abbildung 5.1 Skizze des Gitteraufbaus mit Maßen für symmetrische Berechnungen.....	79
Abbildung 5.2 Seitenansicht des Referenzschiffes	82
Abbildung 5.3 Spantenriß des Referenzschiffes.....	82
Abbildung 5.4 Bugsektion zur Kraftmessung und Position der Drucksensoren während der Modellversuche	83
Abbildung 5.5 Diskretisierung D1 (oben), D2 und D3 (unten) der RoRo-Passagierfähre.....	86
Abbildung 5.6 Schiffposition und freie Oberfläche im Zeitpunkt $t=32.1$ s für die Berechnungen mit den Diskretisierungen D1 (links) und D3 (rechts).....	89
Abbildung 5.7 Druckverteilung über die Schiffsoberfläche im Zeitpunkt des Eintauchens für die Diskretisierung D1 (links) und D3 (rechts), $t=31.4$ s.....	90
Abbildung 5.8 Entstehung und Ausbreitung von Lufteinschlüssen beim Eintauchen der Bugsektion (Diskretisierung D3), Ansicht von schräg unten	90
Abbildung 5.9 Bewegungsergebnisse für Tauchen und Stampfen, vertikale Kraft auf die Bugklappe und Auslenkung der freien Oberfläche an der Längsposition des Schiffsschwerpunktes; Diskretisierungen D1, D2 und D3.....	91
Abbildung 5.10 Vergleich der vertikalen Kraft und des Momentes um die y-Achse.....	92
Abbildung 5.11 Ergebnisse des Modellversuchs 112006.....	92
Abbildung 5.12 Vergleich der gemessenen und simulierten Welle und der Relativbewegung an $x=FPP$ (oben) sowie der Slammingkräfte auf die Bugklappe in x- und z-Richtung (unten) für das ausgewählte Ereignis.....	94
Abbildung 5.13 Vergleich der gemessenen und simulierten lokalen Drücke für das ausgewählte Ereignis	9
Abbildung 5.14 Berechnungsergebnisse bei Variation der Zeitschrittweite Δt , Diskretisierung D1	97
Abbildung 5.15 Vergleich der Berechnungsergebnisse für den Referenzfall ohne die Verwendung eines Turbulenzmodells und bei Vernachlässigung der Viskosität des Fluids....	98
Abbildung 5.16 Vergleich der Übertragungsfunktionen aus den Berechnungen und den Versuchsergebnissen für Tauchen (oben) und Stampfen (unten); ($v=26$ kn, $F_n=0.324$)	101
Abbildung 5.17 Vergleich der Phasenbeziehungen aus den Berechnungen und den Versuchsergebnissen für Tauchen (oben) und Stampfen (unten); ($v=26$ kn, $F_n=0.324$)	102
Abbildung 5.18 Verlauf der Bewegungsgrößen Tauchen, Querbewegung, Rollen und Stampfen für die MS Dextra in schrägen Wellen	103
Abbildung 5.19 Driftwinkel und Zustand des Systems nach $t=6.68$ s.....	104
Abbildung 5.20 Prognostizierte und gemessene Vertikalkraft auf die Bugsektion für die Wellenkreisfrequenzen $\omega=0.5$ rad/s (oben), $\omega=0.55$ rad/s und $\omega=0.6$ rad/s (unten), $v=26$ kn	106

Abbildung 5.21 Prognostizierte und gemessene Vertikalkraft auf die Bugsektion für die Wellenkreisfrequenzen $\omega=0.55$ rad/s, $v=13$ kn.....	107
Abbildung 5.22 Photo der „SALOME NORASIA“	108
Abbildung 5.23 Diskretisierung des Containerschiffes und Wellenbedingungen für die Simulation.....	110
Abbildung 5.24 Auslenkung der Wasseroberfläche an der Position $x=FPP$ und Vergleich mit verschiedenen Wellentheorien.....	111
Abbildung 5.25 Partikelbahnen einiger ausgewählter Punkte weit vor dem Schiff.....	111
Abbildung 5.26 Bewegungsergebnisse des Containerschiffes	112
Abbildung 5.27 Simulationsergebnisse für zwei Zeitpunkte, links $t=20.7$ s, rechts $t=22.5$ s.....	113
Abbildung 5.28 Meßstellen für den Druckverlauf in der Simulation	113
Abbildung 5.29 Zeitverläufe der Drucksensoren (Ausschnitt)	114
Abbildung 5.30 Messergebnisse der Seereise 4.02.2000 bis zum 21.02.2000.....	115
Abbildung 6.1 Diskretisierung der Segelyachtoberfläche.....	119
Abbildung 6.2 Prinzip der Knotenverschiebung im homogenen Volumengitter zur Realisierung der Ruderbewegung	121
Abbildung 6.3 Geschwindigkeitsfeld in der Ebene $z=12$ m (schiffsfestes Koordinatensystem 1), links Originalsegelstellung S1, rechts die modifizierte Segelstellung S2.....	124
Abbildung 6.4 Druckfeld in der Ebene $z=12$ m (schiffsfestes Koordinatensystem 1), links Originalsegelstellung S1, rechts die modifizierte Segelstellung S2	124
Abbildung 6.5 Exemplarischer Verlauf für die in der Simulation aufgetretenen Kraft- und Bewegungsverläufe anhand des Momentes um die x-Achse und der Rollamplitude (oben) und ermittelte Gleichgewichtslage (unten).....	128
Abbildung 6.6 Berechneter Bewegungszustand, Ruderlage und Winkel zum scheinbaren Wind (AWA) der Segelyacht in Abhängigkeit des Gierwinkels	129
Abbildung 6.7 Verlauf der freien Oberfläche an der Schiffsoberfläche, schiffsfestes Koordinatensystem	130
Abbildung 6.8 Blockdiagramm des adaptiven Regelmodells	131
Abbildung 6.9 Zeitverlauf des durch den Autopiloten berechneten Ruderwinkels und des Gierwinkels des Schiffes in der Simulation mit der freifahrenden Segelyacht.....	132
Abbildung 7.1 Verlauf der Bugwelle anhand der Berechnung der Segelyacht (Luvseite).....	138
Abbildung 7.2 Anzeige der Auslenkung der freien Oberfläche für die Berechnung des Containerschiffes	139
Abbildung 7.3 Anzeige der Druck- und Reibungskräfte sowie der freien Oberfläche am Beispiel der Berechnung der RoRo-Fähre	140
Abbildung 7.4 Druckverteilung auf der Luvseite (links) und der Leeseite (rechts) der Besegelung	140
Abbildung 7.5 Zeitlicher und räumlicher Verlauf ausgewählter Fluidpartikel, RoRo-Fähre ...	141
Abbildung 7.6 Anzeige einiger Partikelbahnen in der ungestörten Welle	142

Abbildung 7.7 Partikelbahnen in der Luft- und Wasserströmung für die Berechnung der Segelyacht	142
Abbildung 7.8 Darstellung stark verwirbelter Bereiche im Fluid mit Geschwindigkeitsvektoren	143
Abbildung 7.9 Steuerleiste zur Navigation im Raum	144

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

William Froude baute am Anfang des 19. Jahrhunderts den ersten Schlepptank in Torquay, Großbritannien. Das Ziel war, mit skalierten Schiffmodellen und den von ihm entwickelten Skalierungsfaktoren Vorhersagen für Schiffswiderstände und Schiffsbewegungen treffen zu können. Die britische Admiralität stimmte diesem Vorhaben unter der Bedingung zu, daß auch Möglichkeiten zur Reduzierung der Rollbewegungen von Schiffen untersucht würden. Damit begann die systematische Untersuchung von Schiffsbewegungen. Aufgrund des Erfolges entstanden weitere Schlepptanks in anderen Ländern und Anfang der 50er Jahre wurden die ersten Berechnungsmethoden entwickelt. Bis heute werden neue numerische Methoden zur Berechnung des Problems Schiff im Seegang anhand von Modellversuchen im Schlepptank validiert. Das langfristige Ziel der numerischen Schiffhydrodynamik besteht darin, Bewegungsverhalten und Schiffstüchtigkeit von Schiffen in Großausführung unter realen Betriebsbedingungen zuverlässig und effizient simulieren zu können, um auf teure und langwierige Modellversuche mit den einhergehenden Unsicherheiten aus der Skalierung verzichten zu können. Die Verfahren sollten in der Lage sein, alle physikalischen Besonderheiten bei der Schiffsumströmung und auftretende Phänomene bei der Interaktion mit der freien Oberfläche zu berücksichtigen. Die Bedeutung einer genauen Prognose auch lokaler Effekte wird beispielsweise bei der Betrachtung von Schäden klar, die durch Slammingstöße hervorgerufen wurden (siehe *Klemt (2000)*). Da derzeit keine numerische Methode bekannt ist, die das Problem Schiff im Seegang umfassend und zufriedenstellend zu lösen vermag, bleibt diese Problemstellung ein aktives Forschungsfeld. Durch die fortwährende Weiterentwicklung der Berechnungsmethoden soll eine Verbesserung der Schiffssicherheit für die Zukunft gewährleistet werden.

Als vielversprechende Variante konnten seit kurzer Zeit aufgrund der steigenden Rechnerleistungen Feldmethoden, wie die in dieser Arbeit eingesetzte Finite-Volumen-Methode, zur Berechnung von ersten Testfällen eingesetzt werden. Der Modellierungs- und der Berechnungsaufwand für diese Verfahren ist weitaus höher als bei herkömmlichen Methoden, die ersten Ergebnisse lassen jedoch eine Steigerung der Genauigkeit vermuten. Daraus entstand das Ziel der vorliegenden Arbeit, eine numerische Methode zur gekoppelten

Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen und der strömungsinduzierten Körperbewegungen zu entwickeln und zu testen. Neben der Validierung anhand aktueller Problemstellungen aus der schiffbaulichen Praxis stand auch der Aspekt der praktischen Anwendbarkeit im Vordergrund. Aus diesem Grund wurde das Verfahren der überlappenden Gitter implementiert, um den Modellierungsaufwand möglichst gering zu halten.

1.2 Vorangegangene Arbeiten

Auf dem Gebiet der welleninduzierten Bewegungen schwimmender Körper sind derzeit als state-of-the-art die dreidimensionalen, voll nichtlinearen Potentialmethoden zu nennen wie Boundary-integral-equation methods (BIEM), Green-function methods (GFM) und Rankine-source methods (RSM). Diese Methoden sind in der Lage, die Bewegungen von frei schwimmenden Körpern basierend auf den Annahmen der Potentialtheorie und, bis zu einem gewissen Grad, die Interaktion mit den Wellen zu berechnen. Prinzipiell werden die Schiffsbewegungen aus der Superposition der Lösung des Radiations- und des Diffraktionsproblems zusammengesetzt. Das Radiationsproblem beinhaltet die Entstehung der Wellen durch oszillierende Schiffsbewegungen in glattem Wasser, das Diffraktionsproblem beschreibt dagegen den Einfluß der Wellen auf ein in der Gleichgewichtslage befindliches Schiff. Eine Übersicht zur Entwicklung dieser Methoden ist in *Berkvens* (1998) und in *Bertram* (2000) zu finden. Die angesprochenen Methoden unterliegen einer Reihe von Beschränkungen wie beispielsweise: Vernachlässigung der Viskosität des Fluids, Annahme der Rotationsfreiheit des Fluids, Probleme bei starken Nichtlinearitäten und hohen Vorwärtsgeschwindigkeiten des Schiffes.

Der Durchbruch für den Einsatz der RANSE (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations) - Methoden zur Berechnung der Schiffsumströmung begann mit dem CFD-Workshop in Tokio 1994, wo in zahlreichen Verfahren die simultane Berechnung der Strömung und der Form und Lage der freien Oberfläche implementiert wurde. Da die zu dieser Zeit verwendeten "interface-tracking"-Methoden (Anpassung des Gitters an die berechnete Form der freien Oberfläche) sich als untauglich erwiesen, bestimmte Phänomene wie brechende Wellen, Lufteinschlüsse etc. abzubilden, wurde diese Technik nach ein paar Jahren durch "interface-capturing"-Methoden vom VOF-Typ bzw. Variationen (level-set technique) abgelöst. Diese Techniken gewährleisteten ein robustes numerisches Verhalten bei der Berechnung der angesprochenen Oberflächeneffekte. Eine gute Beschreibung der verschiedenen Methoden zur Berechnung der freien Oberfläche ist in *Larsson et al.* (1998) zu finden. Die RANSE-Verfahren wurden zunächst für die Untersuchung des Manövrierverhaltens von Schiffen bei vorgegebenen Bewegungsverhalten eingesetzt, beispielsweise von *Sato et al.* (1998), *Cura Hochbaum* (1998), *Ohimori et al.* (1998), *Abdel-Maksoud et al.* (1998) und *El Moctar* (2001). Eine gute Zusammenfassung ist hier in *Landrini* (1999) zu finden. Weitere Untersuchungen im Bereich der Schiffshydrodynamik wurden von *Schumann* (1998), *Sames et al.* (1998),

Muzaferija et al. (1998) und Klemt et al. (2000) für Slamming-Untersuchungen hinsichtlich Bow-Flare- und Wetdeckslamming sowie von Nielsen et al. (2001) für Belastungen durch „Green water“ durchgeführt. Weiterhin sind Berechnungen von Strömungen um Schiffe in Glattwasser mit vorgegebener Bewegung von de Jouette et al. (1999) und von Gentaz et al. (1999) anhand des Serie 60 Modells zu nennen.

Die simultane Berechnung von dynamischen Schiffspositionen (quasistationäre Berechnungen) mit RANSE-Lösern begann mit Orihara und Miyata (1997) und Miyata et al. (1997), die die dynamische Schwimmposition verschiedener Schiffstypen (Gleitboot, Rumpf einer Segelyacht) berechneten. Die ersten Anwendungen mit frei schwimmenden Körpern (transiente Berechnungen) wurden von de Jouette et al. (1999) für zweidimensionale Rechtecke und von Kinoshita et al. (1999) für die gekoppelte Berechnung der Tauch- und Stampfbewegung des Serie 60 Modells und des Wigley-Schiffes vorgenommen (multi-grid Ansatz, Typ Chimera). In Klemt et al. (2003a) und Klemt et al. (2003b) wurden Anwendungen zur gekoppelten Berechnung in extremen Wellensituationen für eine schnelle RoRo-Fähre und ein Containerschiff vorgestellt (multi-grid Ansatz, Typ Chimera). Weitere Anwendungen wurden von Azcueta (2002) für den freifahrenden Rumpf einer Segelyacht sowie für Gleitboote in Caponnetto (2002) und Azcueta (2003) gezeigt (single-grid Ansatz). Ein Ansatz zur Untersuchung von frei fahrenden, manövrierenden Schiffen wurde dagegen von Xing et al. (2002, 2003) und für einen sich aus eigener Kraft vorwärtsbewegenden Fisch von Leroyer et al. (2003) dargestellt (multi-grid Ansatz).

Ein weiterer Ansatz zur Lösung des Problems Schiff im Seegang wurde verfolgt und ist Gegenstand aktueller Untersuchungen, indem RANSE-Löser im schiffsnahen Bereich und lineare Strömungslösungen für das Fernfeld zu einem Gesamtverfahren kombiniert wurden. Beispiele für diese sogenannten Hybridmethoden sind in Guillermin und Alessandrini (1999) und Yang et al. (1999) zu finden, die einen Fourier-Kochin-Ansatz zur Kopplung beider Methoden für Schiffe in Glattwasser verwendeten.

1.3 Inhalt und Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung einer numerischen Methode zur simultanen Berechnung der Strömung und der strömungsinduzierten Körperbewegung schwimmender Körper. Die Validierung der Methode soll anhand aktueller Problemstellungen aus dem Bereich Schiff im Seegang und entsprechenden Messungen erfolgen. Nach Versuchen an geometrisch einfachen Körpern werden Berechnungen für eine schnelle RoRo-Fähre vorgestellt, deren Hauptaugenmerk auf der Prognose der Slammingbelastung bei extremen Wellenbedingungen liegt. Eine weitere Anwendung beschäftigt sich mit dem Thema Schiff in extrem hohen Wellen, wobei ein Containerschiff als Untersuchungsobjekt gewählt wurde. Die Erweiterung der numerischen Methode zur Kopplung von Luft- und Wasserströmung sowie der simultanen Berechnung der Körperbewegung erfolgt schließlich

anhand einer Segelyacht. Die Arbeit soll weiterhin einen Beitrag leisten, Probleme bei der Verwendung der RANSE-Verfahren für diesen Verwendungszweck darzustellen und die Einsatztauglichkeit in der Praxis zu überprüfen. Für alle Untersuchungen wurde ausschließlich der RANSE-Löser *Comet* (ICCM (1998)) verwendet. Die entsprechenden Unterprogramme zur Realisierung der Körperdynamik, der Methode der überlappenden Gitter, Randbedingungen etc. wurden modulweise über das sogenannte *user coding* eingebunden. Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 werden zunächst die kinematische und kinetische Beschreibung der Körperdynamik und eventueller Zwangsbedingungen vorgenommen. Anschließend werden die wesentlichen Merkmale des in *Comet* verwendeten Verfahrens sowie die in dieser Arbeit angewendeten numerischen Techniken zur Berechnung der strömungsbeschreibenden Gleichungen dargelegt. Schließlich wird der Aufbau des gekoppelten Verfahrens erläutert und diskutiert.

Kapitel 3 ist der Implementierung der Methode der überlappenden Gitter gewidmet. Die in dieser Arbeit angewendete Variante wird ausführlich erklärt und dabei teilweise auf die numerischen Techniken in Kapitel 2 zurückgegriffen.

Nach der Beschreibung der numerischen Methode wird in Kapitel 4 die Anwendung für einfache geometrische Körper vorgestellt und die Ergebnisse mit Experimenten, soweit vorhanden, verglichen. Weiterhin wird die Möglichkeit des Einsatzes der numerischen Methode für die Untersuchung von Kentervorgängen betrachtet.

In Kapitel 5 wird die Methode dann für praxisrelevante Testfälle im Bereich Schiffsbewegungen in regulären Wellen eingesetzt. Der erste Anwendungsfall ist die eine schnelle RoRo-Fähre mit Hauptaugenmerk auf die Belastung des Bugbereichs durch Slamming. Dazu werden zunächst anhand eines Referenzfalles die Konvergenzeigenschaften des Gesamtverfahrens bei Verfeinerung der Diskretisierung in Raum und Zeit untersucht. Mit den Schlußfolgerungen werden dann die Schiffsbewegungen und -belastungen für verschiedene Wellenlängen und -höhen ermittelt und mit den Versuchsergebnissen verglichen. Der zweite Anwendungsfall dieses Kapitels ist der Untersuchung des Bewegungsverhaltens von Schiffen in Wellen mit extremen Wellenhöhen gewidmet. Es wurde ein real existierendes Containerschiff als Referenzschiff ausgewählt, um die auftretenden Effekte zu simulieren. Die Versuchsrechnung sollte weiterhin zeigen, ob die numerische Methode für diese Problemstellung geeignet ist.

In Kapitel 6 wird neben der Wasserströmung auch die Luftströmung in die Berechnung miteinbezogen. Es wird gezeigt, wie das Fahrverhalten einer Segelrennyacht schon in der Entwurfsphase ermittelt werden kann. Das Schiffmodell beinhaltet neben dem Rumpf auch ein bewegliches Ruder, den Kiel sowie die komplette Besegelung bestehend aus Genua und Großsegel. Der Vortrieb wird allein durch die vom Wind umströmten Segel gewährleistet, wobei die aufgetretenen Probleme in bezug auf die Segelstellung eingehender beleuchtet

werden. Neben der Bestimmung des Gleichgewichtspunktes ist auch die Lage des Ruders von Interesse, bei der das Segelschiff den vorgegebenen Kurs beibehält, da auch dieser Parameter den Gleichgewichtspunkt beeinflusst. Dazu wird zunächst ein einfacher Ansatz durch Vorgabe der Zwangsbedingung fester Gierwinkel und gleichzeitiger Minimierung des Giermomentes verfolgt und im weiteren Verlauf ein etwas aufwendigerer Ansatz mit der Verwendung eines externen Autopiloten.

In Kapitel 7 wird schließlich ein Postprozessor vorgestellt, der dem Betrachter eine wesentlich umfassendere Begutachtung der in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen erlaubt.

Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefaßt und ein Ausblick für die Zukunft gegeben.

Kapitel 2

Numerische Methode

In diesem Kapitel werden die Merkmale des hier verwendeten Verfahrens beschrieben. In Abschnitt 2.1 wird zunächst die Behandlung der Bewegungsgleichungen diskutiert und in Abschnitt 2.2 die Lösungsverfahren und Techniken für die Berechnung der Strömung. Der Aufbau des gekoppelten Gesamtverfahrens wird schließlich in Abschnitt 2.3 erläutert. Für die Berechnung der Strömungsgleichungen wurde das kommerzielle Programm *Comet* (ICCM (1998)) eingesetzt, während die Routinen zur Berücksichtigung der Körperbewegung über das sogenannte *user coding* implementiert wurden.

2.1 Berechnung der Körperbewegung

Für die Anwendungen in den nachfolgenden Simulationen ist es sinnvoll, mehrere Koordinatensysteme zur Darstellung der physikalischen Vorgänge einzusetzen. Daher erfolgt zunächst eine Erläuterung der hier verwendeten Beschreibung für die Kinematik und die Transformation in verschiedene Koordinatensysteme. Anschließend werden die Bewegungsgleichungen und deren zeitliche Diskretisierung vorgestellt.

2.1.1 Kinematik des Punktes

Die Beziehungen zwischen den Punktkoordinaten eines Punktes x in unterschiedlichen Koordinatensystemen sind in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

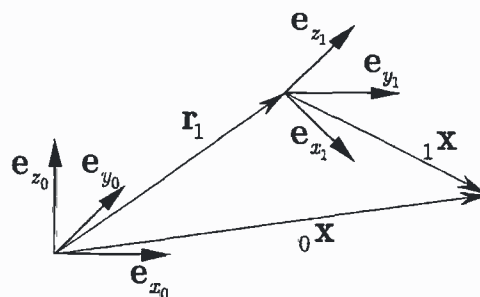


Abbildung 2.1 Punktkoordinaten in unterschiedlichen Koordinatensystemen

Das Koordinatensystem 0 bezeichnet das raumfeste Inertialsystem und das Koordinatensystem 1 das mit dem Körper fest verbundene System mit dem Ursprung im Körperschwerpunkt. Das Transformationsgesetz der Koordinaten \mathbf{x} , der Geschwindigkeit $\dot{\mathbf{x}}$ und der Beschleunigung $\ddot{\mathbf{x}}$ eines Punktes im Raum aus dem bewegten Koordinatensystem (vorangestellter Index 1) in das raumfeste Koordinatensystem (vorangestellter Index 0) ist in Gleichung (2.1) bis (2.3) angegeben. Sofern kein vorangestellter Index in den folgenden Gleichungen auftaucht, sind die Größen in den Koordinaten des Inertialsystems dargestellt.

$${}^0\mathbf{x} = {}^0\mathbf{r}_1 + \mathbf{S}_1 \mathbf{x} \quad (2.1)$$

$${}^0\dot{\mathbf{x}} = {}^0\dot{\mathbf{r}}_1 + \dot{\mathbf{S}}_1 \mathbf{x} + \mathbf{S}_1 \dot{\mathbf{x}} \quad (2.2)$$

$${}^0\ddot{\mathbf{x}} = {}^0\ddot{\mathbf{r}}_1 + \ddot{\mathbf{S}}_1 \mathbf{x} + 2\dot{\mathbf{S}}_1 \dot{\mathbf{x}} + \mathbf{S}_1 \ddot{\mathbf{x}} \quad (2.3)$$

${}^0\mathbf{r}_1$ bezeichnet die Position und \mathbf{S}_1 die Drehungsmatrix des Körpers mit dem Index 1 (nachgestellter Index) und läßt sich ausdrücken aus den drei Basisvektoren des bewegten Koordinatensystems 1 dargestellt in den Koordinaten des raumfesten Koordinatensystems.

$$\mathbf{S}_1 = [\mathbf{e}_{x_1}, \mathbf{e}_{y_1}, \mathbf{e}_{z_1}] \quad (2.4)$$

Die Drehungsmatrix \mathbf{S}_1 ist für kartesische Koordinatensysteme orthogonal, wobei gilt:

$$\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_1^T = \mathbf{S}_1^T \mathbf{S}_1 = \mathbf{I} \quad (2.5)$$

Durch die Einführung von

$$\tilde{\omega}_1 = \dot{\mathbf{S}}_1 \mathbf{S}_1^T \quad (2.6)$$

kann der Ausdruck $\dot{\mathbf{S}}_1$ in Gleichung (2.1) bis (2.3) eliminiert werden. Der Ausdruck $\tilde{\omega}_1$ bezeichnet hier den Winkelgeschwindigkeitsvektor ω_1 in Tensorschreibweise. Der Vektor ω_1 beschreibt die momentane Drehachse des bewegten Koordinatensystems und den Betrag der Winkelgeschwindigkeit. Die gesamte Transformation lautet mit (2.6):

$${}^0\mathbf{x} = {}^0\mathbf{r}_1 + \mathbf{S}_1 \mathbf{x} \quad (2.7)$$

$${}^0\dot{\mathbf{x}} = {}^0\dot{\mathbf{r}}_1 + \tilde{\omega}_1 (\mathbf{S}_1 \mathbf{x}) + \mathbf{S}_1 \dot{\mathbf{x}} \quad (2.8)$$

$${}^0\ddot{\mathbf{x}} = {}^0\ddot{\mathbf{r}}_1 + (\dot{\tilde{\omega}}_1 + \tilde{\omega}_1 \tilde{\omega}_1) \mathbf{S}_1 \mathbf{x} + 2\tilde{\omega}_1 (\mathbf{S}_1 \dot{\mathbf{x}}) + \mathbf{S}_1 \ddot{\mathbf{x}} \quad (2.9)$$

Die Transformationsvorschriften (2.7) bis (2.9) werden unter Abschnitt 2.2 verwendet, um den Einfluß des bewegten Koordinatensystems auf die Bewegung der Fluidpartikel zu bestimmen.

2.1.2 Kinematik des starren Körpers

In den in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen wurden ausschließlich starre Körper betrachtet, d. h. es treten bei Einwirkungen von äußeren Kräften keine elastischen Verformungen auf. Alle zum Körper gehörenden Punkte haben damit konstante Abstände.

$${}_1\mathbf{x} = \text{const.}, \quad {}_1\dot{\mathbf{x}} = 0, \quad {}_1\ddot{\mathbf{x}} = 0 \quad (2.10)$$

Damit folgt aus (2.7) bis (2.9) und (2.10) für die Transformation des Bewegungszustandes des Körpers:

$${}_0\mathbf{x} = {}_0\mathbf{r}_1 + \mathbf{S}_1 {}_1\mathbf{x} \quad (2.11)$$

$${}_0\dot{\mathbf{x}} = {}_0\dot{\mathbf{r}}_1 + \tilde{\omega}_1 (\mathbf{S}_1 {}_1\mathbf{x}) \quad (2.12)$$

$${}_0\ddot{\mathbf{x}} = {}_0\ddot{\mathbf{r}}_1 + (\dot{\tilde{\omega}}_1 + \tilde{\omega}_1 \tilde{\omega}_1) \mathbf{S}_1 {}_1\mathbf{x} \quad (2.13)$$

Die Lage des starren Körpers ist eindeutig durch den Ortsvektor ${}_0\mathbf{r}_1$ und die Drehungsmatrix \mathbf{S}_1 bestimmt. Ein frei beweglicher Körper besitzt damit drei Freiheitsgrade der translatorischen und drei der rotatorischen Bewegung.

2.1.2.1 Kardan-Winkel

Die 3×3 -Drehungsmatrix \mathbf{S}_1 hängt von nur drei Parametern ab. Die Drehungsmatrix kann daher aus einer Kombination von sogenannten Elementardrehungsmatrizen bestimmt werden. In den nachfolgenden Berechnungen wurden Kardan-Winkel $\varphi_1 = (\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$ eingesetzt, wobei zunächst um die z^0 -Achse (Gierwinkel φ_3), dann um die y^1 -Achse (Stampfwinkel φ_2) und schließlich um die x^2 -Achse (Rollwinkel φ_1) gedreht wird, Abbildung 2.2 verdeutlicht dieses Vorgehen.

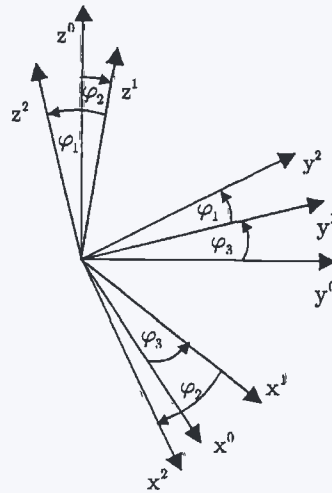


Abbildung 2.2 Beschreibung der Drehung mit Kardanwinkeln

Die Drehungsmatrix S_1 lautet damit:

$$S_1 = \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \varphi_3 & -\sin \varphi_3 & 0 \\ \sin \varphi_3 & \cos \varphi_3 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Drehung um } z^0} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \varphi_2 & 0 & \sin \varphi_2 \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \varphi_2 & 0 & \cos \varphi_2 \end{pmatrix}}_{\text{Drehung um } y^1} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi_1 & -\sin \varphi_1 \\ 0 & \sin \varphi_1 & \cos \varphi_1 \end{pmatrix}}_{\text{Drehung um } x^2} \quad (2.14)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \varphi_3 \cos \varphi_2 & -\sin \varphi_3 \cos \varphi_1 + \cos \varphi_3 \sin \varphi_2 \sin \varphi_1 & \sin \varphi_3 \sin \varphi_1 + \cos \varphi_3 \sin \varphi_2 \cos \varphi_1 \\ \sin \varphi_3 \cos \varphi_2 & \cos \varphi_3 \cos \varphi_1 + \sin \varphi_3 \sin \varphi_2 \sin \varphi_1 & -\cos \varphi_3 \sin \varphi_1 + \sin \varphi_3 \sin \varphi_2 \cos \varphi_1 \\ -\sin \varphi_2 & \cos \varphi_2 \sin \varphi_1 & \cos \varphi_2 \cos \varphi_1 \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Der Winkelgeschwindigkeitsvektor ω_1 im raumfesten Koordinatensystem läßt sich mit den Kardanwinkeln wie folgt darstellen:

$$\omega_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi}_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos \varphi_3 & -\sin \varphi_3 & 0 \\ \sin \varphi_3 & \cos \varphi_3 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \dot{\varphi}_2 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos \varphi_3 & -\sin \varphi_3 & 0 \\ \sin \varphi_3 & \cos \varphi_3 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \varphi_2 & 0 & \sin \varphi_2 \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \varphi_2 & 0 & \cos \varphi_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dot{\varphi}_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\omega_1 = \begin{pmatrix} \cos \varphi_3 \cos \varphi_2 & -\sin \varphi_3 & 0 \\ \sin \varphi_3 \cos \varphi_2 & \cos \varphi_3 & 0 \\ -\sin \varphi_2 & 0 & 1 \end{pmatrix} \dot{\varphi}_1 \quad (2.16)$$

2.1.2.2 Freier starrer Körper

Die Lage eines frei beweglichen Körpers kann entsprechend seinen 6 Freiheitsgraden durch sechs Lagegrößen beschrieben werden. Diese Lagegrößen lassen sich zu einem 6x1-Lagevektor zusammenfassen:

$$\mathbf{y} = \begin{pmatrix} \mathbf{r}_1 \\ \varphi_1 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Die Notation ist so gewählt, daß eine Erweiterung der numerischen Methode für die Berechnung von gekoppelten Mehrkörpersystemen ohne weiteres möglich ist. Der Lagevektor \mathbf{y} besteht in diesem Fall aus den Freiheitsgraden aller Teilkörper (*Kreuzer* (1996)). Die Geschwindigkeit und die Winkelgeschwindigkeit des Körpers K_1 im raumfesten Koordinatensystem lautet mit (2.17):

$$\mathbf{v}_1 = \frac{d\mathbf{r}_1}{dt} = \frac{\partial \mathbf{r}_1}{\partial \mathbf{y}} \dot{\mathbf{y}} = \mathbf{J}_{T_1} \dot{\mathbf{y}} \quad (2.18)$$

$$\boldsymbol{\omega}_1 = \mathbf{J}_{R_1} \dot{\mathbf{y}} \quad (2.19)$$

mit den 3×6 -Jacobi-Matrizen der Bewegung:

$$\mathbf{J}_{T_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

$$\mathbf{J}_{R_1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \cos \varphi_3 \cos \varphi_2 & -\sin \varphi_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin \varphi_3 \cos \varphi_2 & \cos \varphi_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sin \varphi_2 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Den Beschleunigungszustand des Körpers erhält man durch nochmaliges Differenzieren nach der Zeit:

$$\mathbf{a}_1 = \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} = \mathbf{J}_{T_1} \ddot{\mathbf{y}} \quad (2.22)$$

$$\dot{\omega}_1 = \frac{d\omega_1}{dt} = \mathbf{J}_{R_1} \dot{\mathbf{y}} + \frac{\partial \mathbf{J}_{R_1}}{\partial t} \mathbf{y} = \mathbf{J}_{R_1} \ddot{\mathbf{y}} + \mathbf{K}_{R_1} \dot{\mathbf{y}} \quad (2.23)$$

Mit der unter (2.16) angegebenen kinematischen Beziehung lautet \mathbf{K}_{R_1} :

$$\mathbf{K}_{R_1} = \frac{\partial \mathbf{J}_{R_1} \dot{\mathbf{y}}}{\partial \mathbf{y}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -\dot{\varphi}_1 \cos \varphi_3 \sin \varphi_2 & -\dot{\varphi}_1 \sin \varphi_3 \cos \varphi_2 - \dot{\varphi}_2 \cos \varphi_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\dot{\varphi}_1 \sin \varphi_3 \sin \varphi_2 & \dot{\varphi}_1 \cos \varphi_3 \cos \varphi_2 - \dot{\varphi}_2 \sin \varphi_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\dot{\varphi}_1 \cos \varphi_2 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Bei einem freien, starren Körper sind die translatorischen und rotatorischen Freiheitsgrade vollständig entkoppelt. Bei zusätzlichen kinematischen Bindungen geht diese Entkopplung aber im allgemeinen verloren.

2.1.2.3 Starrer Körper unter Zwangsbedingungen

In den meisten der hier vorgestellten Berechnungen wurden Annahmen hinsichtlich der Schiffsbewegungen getroffen. Als Beispiel sei hier die Vorgabe eines festen Kurses für ein Schiff in schrägen Wellen in Kapitel 5 genannt. Diese Einschränkung waren notwendig, da das Schiff ohne Ruder modelliert wurde und damit nicht steuerbar war.

Durch die Berücksichtigung von q holonomen Zwangsbedingungen verringert sich die Anzahl der Freiheitsgrade auf:

$$f = 6 - q \quad (2.25)$$

Die Lagebeschreibung infolge geometrischer Zwangsbedingungen läßt sich in der Form:

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_1(\mathbf{y}, t), \quad \mathbf{S}_1 = \mathbf{S}_1(\mathbf{y}, t) \quad (2.26)$$

vornehmen. Im oben erwähnten Fall der Vorgabe eines festen Kurses reduziert die Zwangsbedingung die Anzahl der Freiheitsgrade auf $f = 5$. Der Geschwindigkeitszustand und der Winkelgeschwindigkeitszustand ergeben sich in diesem Fall durch Differenzieren:

$$\mathbf{v}_1 = \frac{\partial \mathbf{r}_1}{\partial \mathbf{y}} \dot{\mathbf{y}} + \frac{\partial \mathbf{r}_1}{\partial t} = \mathbf{J}_{T_1}(\mathbf{y}, t) \dot{\mathbf{y}} + \bar{\mathbf{v}}_1(\mathbf{y}, t) \quad (2.27)$$

$$\boldsymbol{\omega}_1 = \frac{\partial \mathbf{s}_1}{\partial \mathbf{y}} \dot{\mathbf{y}} + \frac{\partial \mathbf{s}_1}{\partial t} = \mathbf{J}_{R_1}(\mathbf{y}, t) \dot{\mathbf{y}} + \bar{\boldsymbol{\omega}}_1(\mathbf{y}, t) \quad (2.28)$$

mit

$$\partial \mathbf{s}_1 = \partial \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_1^T \quad (2.29)$$

Die partiellen Geschwindigkeiten \bar{v}_1 bzw. $\bar{\omega}_1$ entstehen durch Berücksichtigung kinematischer Zwangsbedingungen wie beispielsweise einer festen Vorwärtsgeschwindigkeit eines Schiffes. Durch weiteres Differenzieren erhält man den Beschleunigungszustand des Systems:

$$\mathbf{a}_1 = \mathbf{J}_{T_1}(\mathbf{y}, t)\ddot{\mathbf{y}} + \mathbf{K}_{T_1}(\mathbf{y}, t)\dot{\mathbf{y}} + \bar{\mathbf{a}}_1(\mathbf{y}, t) \quad (2.30)$$

$$\dot{\boldsymbol{\omega}}_1 = \mathbf{J}_{R_1}(\mathbf{y}, t)\ddot{\mathbf{y}} + \mathbf{K}_{R_1}(\mathbf{y}, t)\dot{\mathbf{y}} + \dot{\bar{\boldsymbol{\omega}}}_1(\mathbf{y}, t) \quad (2.31)$$

mit den Abkürzungen der Matrizen:

$$\mathbf{K}_{T_1} = \frac{\partial(\mathbf{J}_{T_1}\dot{\mathbf{y}})}{\partial \mathbf{y}} + 2 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial \mathbf{y}} \quad (2.32)$$

$$\mathbf{K}_{R_1} = \frac{\partial(\mathbf{J}_{R_1}\dot{\mathbf{y}})}{\partial \mathbf{y}} + \frac{\partial \bar{\boldsymbol{\omega}}_1}{\partial \mathbf{y}} + \frac{\partial \mathbf{J}_{R_1}}{\partial t} \quad (2.33)$$

und den Vektoren:

$$\bar{\mathbf{a}}_1 = \frac{\partial^2 \mathbf{r}_1}{\partial t^2}, \quad \dot{\bar{\boldsymbol{\omega}}}_1 = \frac{\partial^2 \mathbf{s}_1}{\partial t^2} \quad (2.34)$$

Für die häufig in Seegangberechnungen benutzten Zwangsbedingungen - feste Vorwärtsgeschwindigkeit v_G und fester Kurs $\hat{\varphi}_3$ - ist die Anzahl der Freiheitsgrade $f = 4$ und die Matrizen \mathbf{J}_{T_1} , \mathbf{K}_{T_1} , \mathbf{J}_{R_1} und \mathbf{K}_{R_1} lauten mit (2.27) bis (2.33):

$$\mathbf{J}_{T_1} = \begin{pmatrix} -\sin \hat{\varphi}_3 & 0 & 0 & 0 \\ \cos \hat{\varphi}_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

$$\mathbf{K}_{T_1} = \mathbf{0} \quad (2.36)$$

$$\mathbf{J}_{R_1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \cos \hat{\varphi}_3 \cos \varphi_2 & -\sin \hat{\varphi}_3 \\ 0 & 0 & \sin \hat{\varphi}_3 \cos \varphi_2 & \cos \hat{\varphi}_3 \\ 0 & 0 & -\sin \varphi_2 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

$$\mathbf{K}_{R_1} = \frac{\partial \mathbf{J}_{R_1} \dot{\mathbf{y}}}{\partial \mathbf{y}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\dot{\varphi}_1 \cos \hat{\varphi}_3 \sin \varphi_2 \\ 0 & 0 & 0 & -\dot{\varphi}_1 \sin \hat{\varphi}_3 \sin \varphi_2 \\ 0 & 0 & 0 & -\dot{\varphi}_1 \cos \varphi_2 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

und den partiellen Geschwindigkeiten:

$$\bar{\mathbf{v}} = \begin{pmatrix} v_G \cos \hat{\varphi}_3 \\ v_G \sin \hat{\varphi}_3 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ und } \bar{\boldsymbol{\omega}} \equiv \mathbf{0} \quad (2.39)$$

Da die vorgegebenen Randbedingungen nicht explizit von der Zeit oder den Lagekoordinaten abhängig sind, verschwinden in diesem Fall die Terme $\bar{\mathbf{a}}_1$, $\dot{\bar{\boldsymbol{\omega}}}_1$, $\frac{\partial \mathbf{J}_{R_1}}{\partial t}$ sowie $\frac{\partial(\mathbf{J}_{R_1} \dot{\mathbf{y}})}{\partial \mathbf{y}}$, $\frac{\partial \bar{\mathbf{v}}_1}{\partial \mathbf{y}}$ und $\frac{\partial \bar{\boldsymbol{\omega}}_1}{\partial \mathbf{y}}$. Weitere Einsatzbereiche dieser Formulierung der Kinematik sind auch die Simulation verankerter Systeme oder komplizierter Kurse wie Kreisfahrten.

2.1.3 Kinetik des starren Körpers

2.1.3.1 Freier starrer Körper

Die Beschreibung der Bewegung eines freien starren Körpers K_1 bezüglich des Massenmittelpunktes wird vollständig beschrieben durch die Newtonsche Gleichung sowie die kinetischen Eulerschen Gleichungen:

$$m_1 \bar{\mathbf{v}}_1 = \mathbf{f}_1 \quad (2.40)$$

$$\mathbf{I}_1 \dot{\bar{\boldsymbol{\omega}}}_1 + \bar{\boldsymbol{\omega}}_1 \mathbf{I}_1 \bar{\boldsymbol{\omega}}_1 = \mathbf{l}_1 \quad (2.41)$$

Die Gleichungen gelten sowohl im körperfesten als auch im raumfesten Koordinatensystem und sind bezogen auf den Massenschwerpunkt des Körpers. \mathbf{f}_1 bezeichnet die Kräfte und \mathbf{l}_1 die Momente, die auf den Körper wirken. Im körperfesten Koordinatensystem ist der Trägheitstensor ${}_1\mathbf{I}_1$ eine zeitinvariante Größe, während im Inertialsystem der Tensor ${}_0\mathbf{I}_1$ abhängig von der Lage des Körpers ist:

$${}_0\mathbf{I}_1 = \mathbf{S}_1 \cdot {}_1\mathbf{I}_1 \cdot \mathbf{S}_1^T \quad (2.42)$$

Der symmetrische Trägheitstensor ist aus der Massenverteilung innerhalb des Körpers zu bestimmen mit:

$$\mathbf{I}_1 = \int_{K_1} \begin{pmatrix} x_2^2 + x_3^2 & -x_1x_2 & -x_1x_3 \\ -x_1x_2 & x_1^2 + x_3^2 & -x_2x_3 \\ -x_1x_3 & -x_2x_3 & x_1^2 + x_2^2 \end{pmatrix} dm \quad (2.43)$$

Die drei Elemente auf der Hauptdiagonalen sind die Trägheitsmomente und die restlichen Elemente werden Deviationsmomente genannt. Die Gleichungen (2.40) und (2.41) können also in Vektorschreibweise dargestellt werden:

$$\mathbf{M} \begin{pmatrix} \dot{\mathbf{v}}_1 \\ \dot{\boldsymbol{\omega}}_1 \end{pmatrix} + \mathbf{k} = \mathbf{q} \quad (2.44)$$

mit

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \text{diag}\{m_1\} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & {}_0\mathbf{I}_1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{k} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \bar{\boldsymbol{\omega}}_1 {}_0\mathbf{I}_1 \boldsymbol{\omega}_1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{q} = \begin{pmatrix} {}_0\mathbf{f}_1 \\ {}_0\mathbf{l}_1 \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

2.1.3.2 Starrer Körper unter Zwangsbedingungen

Die nichtlinearen Bewegungsgleichungen für den Lagevektor \mathbf{y} bei Vorhandensein von Zwangsbedingungen ergeben sich durch Einsetzen der Beziehungen (2.27), (2.28), (2.30) und (2.31) für die Geschwindigkeit und die Beschleunigung in Gleichung (2.44). Die am Körper angreifenden Kräfte und Momente können unterteilt werden in die sogenannten eingepprägten und die Zwangskräfte bzw. -momente:

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_1^e + \mathbf{f}_1^z \quad (2.46)$$

$$\mathbf{l} = \mathbf{l}_1^e + \mathbf{l}_1^z \quad (2.47)$$

Die Zusammenfassung der Terme für $\ddot{\mathbf{y}}$, $\dot{\mathbf{y}}$, \mathbf{y} und der Kräfte bzw. der Momente ergibt ein System von 6 Differentialgleichungen:

$$\bar{\mathbf{M}}(\mathbf{y}, t) \ddot{\mathbf{y}} + \bar{\mathbf{k}}(\mathbf{y}, \dot{\mathbf{y}}, t) = \bar{\mathbf{q}}_c(\mathbf{y}, \dot{\mathbf{y}}, t) + \bar{\mathbf{q}}_z(\mathbf{y}, t) \quad (2.48)$$

mit

$$\bar{\mathbf{M}}(\mathbf{y}, t) = \begin{pmatrix} m_1 \cdot \mathbf{J}_{T_1} \\ {}_0\mathbf{I}_1 \cdot \mathbf{J}_{R_1} \end{pmatrix}, \quad \bar{\mathbf{k}} = \begin{pmatrix} m_1 (\mathbf{K}_T \dot{\mathbf{y}} + \bar{\mathbf{a}}) \\ {}_0\mathbf{I}_1 \mathbf{K}_R \dot{\mathbf{y}} + {}_0\mathbf{I}_1 \dot{\bar{\boldsymbol{\omega}}}_1 + (\mathbf{J}_{R_1} \dot{\mathbf{y}} + \bar{\boldsymbol{\omega}}_1) \times {}_0\mathbf{I}_1 (\mathbf{J}_{R_1} \dot{\mathbf{y}} + \bar{\boldsymbol{\omega}}_1) \end{pmatrix}, \quad \bar{\mathbf{q}} = \mathbf{q} \quad (2.49)$$

Zur Reduktion der Systemordnung wird nun das D'Alembertsche Prinzip der Mechanik in der Fassung von Lagrange hinzugezogen.

$$\int_s (\ddot{\mathbf{x}} dm - d\mathbf{f}^e)^T \delta \mathbf{x} = 0 \quad (2.50)$$

$\delta \mathbf{x}$ ist hier eine virtuelle Bewegung und $d\mathbf{f}_e$ bezeichnet die eingepprägten Kräfte auf das Masseteilchen dm mit dem Ortsvektor \mathbf{x} . Eine virtuelle Bewegung bezeichnet eine willkürliche, infinitesimale Bewegung des Körpers, die mit den gegebenen und zum Zeitpunkt „erstarrten“ Bindungen verträglich ist:

$$\delta \mathbf{r}_1 = \mathbf{J}_T \delta \mathbf{y}, \quad \delta \mathbf{s}_1 = \mathbf{J}_R \delta \mathbf{y} \quad (2.51)$$

Durch Einsetzen des Impulssatzes $\int_s \ddot{\mathbf{x}} dm = \mathbf{f}$ in (2.50) mit (2.46) und (2.47) verbleibt:

$$\int_s (d\mathbf{f}_1^z)^T \delta \mathbf{x} = 0 \quad (2.52)$$

$$\delta \mathbf{y}^T (\mathbf{J}_T^T \mathbf{f}_1^z + \mathbf{J}_R^T \mathbf{l}_1^z) = 0 \quad (2.53)$$

$$\bar{\mathbf{J}}^T \bar{\mathbf{q}}^z = 0 \quad (2.54)$$

$\bar{\mathbf{J}}$ bezeichnet hier die transponierte zusammengefaßte Jacobi-Matrix:

$$\bar{\mathbf{J}} = \begin{pmatrix} \mathbf{J}_T \\ \mathbf{J}_R \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

Durch die Multiplikation mit der Jacobi-Matrix von links werden die Zwangskräfte folglich eliminiert. Das Gleichungssystem (2.48) wird nun entsprechend (2.54) von links mit der Jacobi-Matrix multipliziert wobei die sich die Systemordnung von 6 auf $f = 6 - q$ verringert.

$$\hat{\mathbf{M}} \ddot{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{k}} = \hat{\mathbf{q}} \quad (2.56)$$

mit

$$\hat{\mathbf{M}} = \bar{\mathbf{J}}^T \bar{\mathbf{M}}, \quad \hat{\mathbf{k}} = \bar{\mathbf{J}}^T \bar{\mathbf{k}}, \quad \hat{\mathbf{q}} = \bar{\mathbf{J}}^T \bar{\mathbf{q}} \quad (2.57)$$

Die Beschreibung der Zwangskräfte für das System ist für die Lösung der Bewegungsgleichung folglich nicht notwendig. Sind die Zwangskräfte auch von Interesse,

wie beispielsweise die auftretenden Kräfte in einer idealisierten Verankerungsbedingung eines schwimmenden Körpers, können diese bestimmt werden durch:

$$\bar{\mathbf{q}}_z = \bar{\mathbf{M}}\dot{\mathbf{y}} + \bar{\mathbf{k}} - \bar{\mathbf{q}}_c \quad (2.58)$$

2.1.4 Diskretisierung der Bewegungsgleichungen

Die zeitliche Diskretisierung der Bewegungsgleichungen wurde mit einem impliziten Crank-Nicolson-Verfahren der Ordnung 2 durchgeführt. Es wurden auch Verfahren höherer Ordnung untersucht (Adams-Moulton / Adams-Bashforth - Verfahren bis zur Ordnung 6), die allerdings zu schlechteren Konvergenzeigenschaften des Gesamtverfahrens führten. Das gesamte Verfahren verhält sich offensichtlich wie ein steifes Problem, d.h. daß zur Lösung der Differentialgleichungen wesentlich kleinere Zeitschrittweiten benötigt werden, als man erwartet (siehe Voss (1998)). Zur Lösung werden daher numerische Verfahren verwendet, die A-stabil sind (Voss (1998)). Die Ordnung eines A-stabilen impliziten Mehrschrittverfahrens ist aber höchstens 2. Das Crank-Nicolson-Verfahren besitzt von den Verfahren der Ordnung 2 die kleinste Fehlerkonstante, daher wurde es in den nachfolgenden Berechnungen angewendet.

Die nichtlinearen Bewegungsgleichungen (2.44) bzw. (2.56) lauten also in der zeitlich diskretisierten Form:

$$\frac{\mathbf{M}^{n,h}\dot{\mathbf{y}}^{n,h} - \mathbf{M}^{n-1}\dot{\mathbf{y}}^{n-1}}{dt} = \frac{1}{2}(\mathbf{q}^{n,h-1} + \mathbf{q}^{n-1}) - \frac{1}{2}(\mathbf{k}^{n,h-1} + \mathbf{k}^{n-1}) \quad (2.59)$$

Der Index n bezeichnet hier den Zeitschritt und h die aktuelle Iteration. Bei der impliziten Lösung der Gleichung wurde der Term \mathbf{k} auf die rechte Seite übernommen und explizit behandelt. Daraus ergibt sich das diskretisierte Gleichungssystem für (2.44):

$$\mathbf{M}^{n,h} \begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ \boldsymbol{\omega} \end{pmatrix}^{n,h} = \frac{1}{2} dt \left((\mathbf{q}^{n,h-1} + \mathbf{q}^{n-1}) - (\mathbf{k}^{n,h-1} + \mathbf{k}^{n-1}) \right) + \mathbf{M}^{n-1} \begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ \boldsymbol{\omega} \end{pmatrix}^{n-1} \quad (2.60)$$

bzw. für (2.56):

$$\hat{\mathbf{M}}^{n,h}\dot{\mathbf{y}}^{n,h} = \frac{1}{2} dt \left((\hat{\mathbf{q}}^{n,h-1} + \hat{\mathbf{q}}^{n-1}) - (\hat{\mathbf{k}}^{n,h-1} + \hat{\mathbf{k}}^{n-1}) \right) + \hat{\mathbf{M}}^{n-1}\dot{\mathbf{y}}^{n-1} \quad (2.61)$$

Mit der Lösung der h -ten Iteration aus (2.60) bzw. aus (2.61) und der Transformation (2.27) und (2.28) ergeben sich der Geschwindigkeitsvektor $\mathbf{v}^{n,h}$ und der

Winkelgeschwindigkeitsvektor $\omega^{n,h}$ im Zeitschritt n . Die Verschiebungen und Verdrehungen können mit (2.27), (2.28) und nochmaliger Anwendung des Crank-Nicolson-Schemas berechnet werden:

$$\mathbf{r}^{n,h} = \mathbf{r}^{n-1} + \frac{1}{2} dt (\mathbf{v}^{n,h} + \mathbf{v}^{n-1}) \quad (2.62)$$

$$\mathbf{S}^{n,h} = \mathbf{S}^{n-1} + \frac{1}{2} dt (\tilde{\omega}^{n,h} + \tilde{\omega}^{n-1}) \mathbf{S}^{n-1} \quad (2.63)$$

Da die Koeffizientenmatrix und der Quelltermvektor in (2.60) bzw. (2.61) von der Lösung abhängig sind, müssen die Gleichungen (2.60) bzw. (2.61), (2.62) und (2.63) iterativ gelöst werden. Die Kardanwinkel der Bewegung können aus den Elementen $S_{3,1}$, $S_{3,2}$ und $S_{1,1}$ der Drehungsmatrix \mathbf{S}_1 aus (2.15) berechnet werden mit:

$$\varphi_2 = \arcsin(-S_{3,1}), \quad \varphi_1 = \arcsin\left(\frac{S_{3,2}}{\cos(\varphi_2)}\right), \quad \varphi_3 = \arccos\left(\frac{S_{1,1}}{\cos(\varphi_2)}\right) \quad (2.64)$$

2.1.5 Der Algorithmus zur Lösung der Bewegungsgleichungen

Der Algorithmus $\mathcal{A}1$ für die Berechnung der Bewegungsgleichung ist in der folgenden Abbildung 2.3 dargestellt.

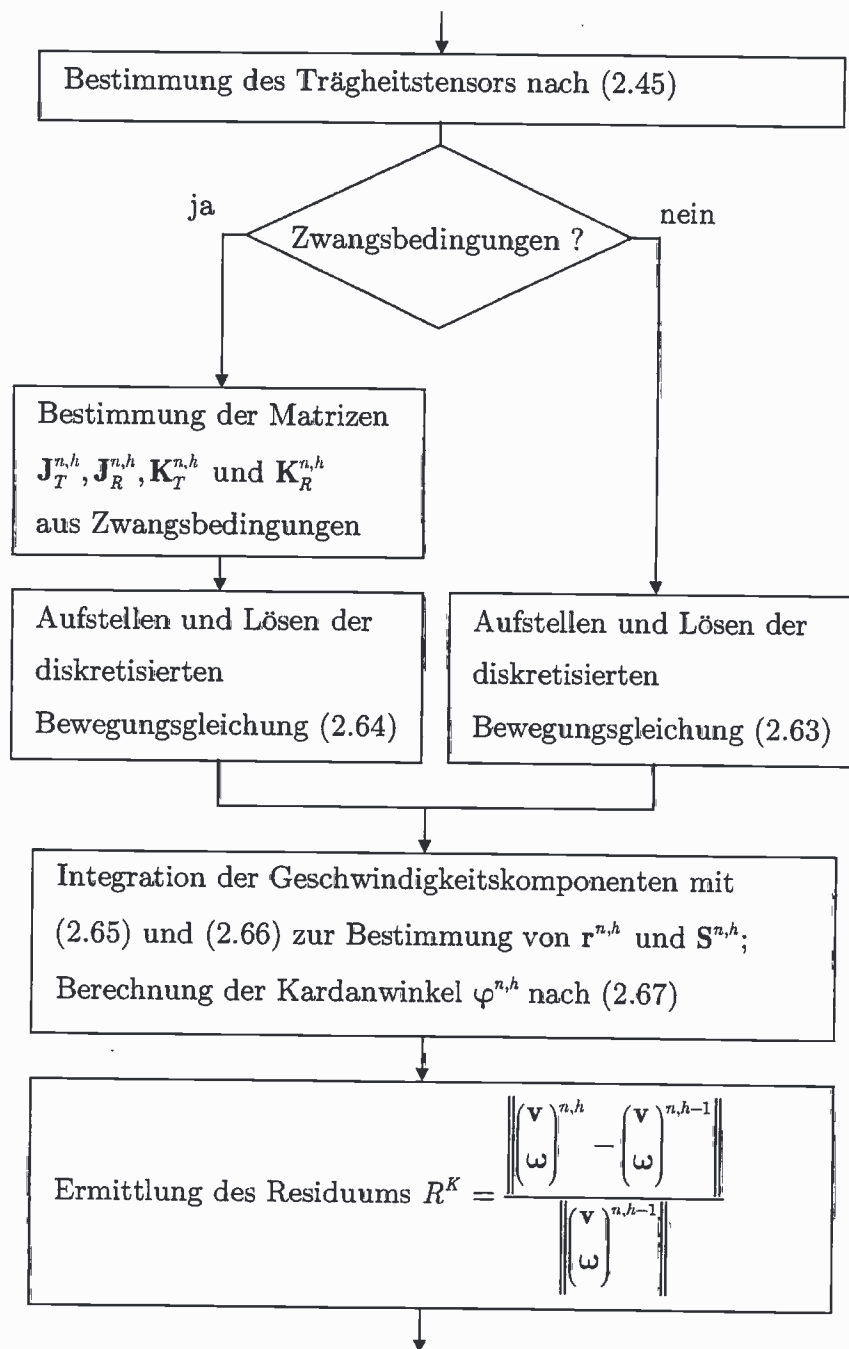


Abbildung 2.3 Algorithmus $\mathcal{A}1$ zur Lösung der Bewegungsgleichung

Der gezeigte Algorithmus $\mathcal{A}1$ wird in Abschnitt 2.3 zum Aufbau des gekoppelten Verfahrens weiterverwendet.

2.2 Berechnung der Strömung

2.2.1 Erhaltungsprinzip

Erhaltungsgesetze können definiert werden, indem man eine gegebene Menge des Fluids (Kontrollmasse KM) und ihre extensiven Eigenschaften wie Masse, Impuls und Energie betrachtet. Während bei Festkörpern die Kontrollmasse leicht zu definieren ist, ist dies in Fluiden schwierig. Anstatt eine Menge eines bestimmten Fluids zu verfolgen, ist man vielmehr interessiert an den Strömungszuständen in einem vorgegebenen Raum. Dabei stehen statt der extensiven Größen die von der Menge des Fluids unabhängigen intensiven Größen wie Dichte oder Geschwindigkeit (Impuls pro Einheitsmasse) im Vordergrund. Die Änderung jeder extensiven Eigenschaft N kann durch die Änderung einer entsprechenden intensiven Eigenschaft ϕ ausgedrückt werden.

$$N = \int_{V_{KM}} \rho \phi dV \quad (2.65)$$

V bezeichnet das Volumen und V_{KM} das Volumen, in dem sich die Kontrollmasse befindet. Für die Masse gilt $N = m$ und $\phi = 1$ und für den Impuls $N = m \mathbf{u}$ und $\phi = \mathbf{u}$. Die Änderungsrate von N kann daher wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{KM}} \rho \phi dV = \frac{d}{dt} \int_{V_{KV}} \rho \phi dV + \int_{S_{KV}} \rho \phi (\mathbf{u} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.66)$$

S_{KV} stellt die geschlossene Oberfläche des Kontrollvolumens (KV) dar, S die Fläche, \mathbf{n} den Einheitsvektor senkrecht zur KV-Oberfläche, \mathbf{u}_S die Geschwindigkeit der KV-Oberfläche, ρ die Dichte des Fluids und t die Zeit. Diese Gleichung wird als Reynolds'sches Transporttheorem bezeichnet. Es besagt, daß die Änderungsrate von N in der Kontrollmasse als Änderungsrate von N im Kontrollvolumen (KV) plus dem Nettofluß von N durch den Rand S_{KV} infolge der Fluidbewegung dargestellt werden kann (*Bird et al. (1962)*).

2.2.2 Grundgleichungen

Die betrachteten Strömungen können in sehr guter Näherung als inkompressibel und den Gesetzen eines Newtonschen Fluids folgend angenommen werden. Die Erhaltungsgleichungen für die Masse (Kontinuitätsgleichung) und den Impuls führen auf ein System partieller Differentialgleichungen, die mit dem Begriff *Navier-Stokes-Gleichungen* bezeichnet werden. Da es sich bei dem verwendeten Strömungslöser um eine Finite-Volumen-Methode handelt, werden diese Gleichungen zweckmäßig in der Integralform angeschrieben:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_S \rho(\mathbf{u} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.67)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV + \int_S \rho \mathbf{u}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = \int_S (\boldsymbol{\tau} - p\mathbf{I}) \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \mathbf{f} dV \quad (2.68)$$

Die Volumenkraft im Kontrollvolumen enthält auch die Gravitationskräfte und wird durch \mathbf{f} ausgedrückt, der viskose Spannungstensor durch $\boldsymbol{\tau}$ und der Druck durch p . Mit der Annahme von inkompressiblen, newtonschen Fluiden gilt, daß die Komponenten des Spannungstensors proportional zu den Deformationsraten sind:

$$\boldsymbol{\tau} = \mu(\mathbf{grad} \mathbf{u} + (\mathbf{grad} \mathbf{u})^T) \quad (2.69)$$

μ bezeichnet die dynamische Viskosität des Fluids. Im Falle einer sich ändernden Diskretisierung während der Berechnung, wie in Kapitel 6 für ein bewegliches Ruder gezeigt, muß zusätzlich eine weitere Erhaltungsgleichung für den Raum berücksichtigt werden:

$$\frac{d}{dt} \int_V dV - \int_S \mathbf{u}_S \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.70)$$

Das Verhalten einer Strömung kann durch dieses System gekoppelter, nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen vollständig simuliert werden. Im Falle von turbulenten Strömungen sind für diese Vorgehensweise jedoch sehr feine Diskretisierungen in Zeit und Raum notwendig, um alle turbulenten Schwankungen aufzulösen (direkte numerische Simulation DNS). Aufgrund der sehr kleinen relativen Größe dieser turbulenten Strömungsstrukturen, die mit steigender Reynolds-Zahl weiter abnimmt, ist diese Methode mit den heute verfügbaren Rechnerleistungen nur für kleine Reynolds-Zahlen ($R_n \leq 10^4$) möglich. Für die Berechnung von Schiffsumströmungen mit üblichen Reynoldszahlen ($R_n \geq 10^7$) werden die Geschwindigkeit und der Druck in den oben beschriebenen Gleichungen in einen Mittelwert und in eine Schwankung aufgespalten:

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' ; p = \bar{p} + p' \quad (2.71)$$

Die Mittelwerte werden mit $\bar{\mathbf{u}}$ bzw. \bar{p} bezeichnet und die Schwankungen mit \mathbf{u}' und p' . Gemäß dieser Art der Turbulenzbeschreibung werden die Navier-Stokes-Gleichungen zeitlich gemittelt. Dieses Vorgehen wurde von Reynolds eingeführt auf der Basis einer statistischen Betrachtung der Turbulenz. Dem Ansatz liegt die Idee zugrunde, daß bei den meisten ingenieurtechnischen Anwendungen lediglich die mittleren Strömungsgrößen interessieren.

Die Verwendung von (2.71) in den Gleichungen (2.67) und (2.68) führt auf die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANSE):

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_S \rho(\bar{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.72)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \bar{\mathbf{u}} dV + \int_S \rho \bar{\mathbf{u}}(\bar{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = \int_S (\boldsymbol{\tau} - p\mathbf{I} - \rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}) \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \mathbf{f} dV \quad (2.73)$$

Der Mittelungsprozeß wurde so durchgeführt, daß die Mittelwerte der Schwankungsgrößen gleich Null sind. Der Term $\rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$ ist aus dieser Transformation als zusätzlicher Term entstanden, der sechs neue Unbekannte in die Gleichungen einbringt. Dieser Term wird analog zum Zähigkeitstensor als Reynolds-Spannungstensor bezeichnet. Für die Lösbarkeit des Gleichungssystems müssen die Komponenten des Reynolds-Spannungstensors mit Hilfe eines Turbulenzmodells durch die gemittelten Strömungsgrößen ausgedrückt werden.

2.2.3 Turbulenzmodellierung

In der vorliegenden Arbeit wurde auf das bekannte k - ε -Turbulenzmodell zurückgegriffen. Das Standard- k - ε -Turbulenzmodell wurde 1974 von Launder und Spalding (1974) vorgestellt. Es basiert auf der Wirbelviskositätshypothese von Boussinesq, nach der sich die Turbulenz als zusätzliche Diffusion auswirkt. Der Reynolds-Spannungstensor wird wie folgt ausgedrückt:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k, \text{ mit } \mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.74)$$

μ_t bezeichnet die kinematische Scheinzähigkeit in Abhängigkeit der lokalen Turbulenz. C_μ ist eine empirisch ermittelte Konstante und δ_{ij} sind die Komponenten des Einheitstensors. Für die auf die Masse normierte turbulente kinetische Energie ($k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$) und deren Dissipationsrate ($\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \overline{\text{grad } \mathbf{u}' \cdot (\text{grad } \mathbf{u}')^T}$) werden je eine zusätzliche Transportgleichung gelöst:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho k dV + \int_S \rho k (\bar{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \mathbf{q}_k \cdot \mathbf{n} dS + \int_V (P - \rho \varepsilon) dV \quad (2.75)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \varepsilon dV + \int_S \rho \varepsilon (\bar{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \mathbf{q}_\varepsilon \cdot \mathbf{n} dS + \int_V (C_1 P \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}) dV \quad (2.76)$$

Die diffusiven Flüsse q_k und q_ε werden wie folgt definiert:

$$\mathbf{q}_k = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \mathbf{grad} k; \quad \mathbf{q}_\varepsilon = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \mathbf{grad} \varepsilon \quad (2.77)$$

sowie die Produktion P der kinetischen Energie :

$$P = -\rho \overline{u' u'} : \mathbf{grad} \bar{u} \quad (2.78)$$

Die empirischen Konstanten $C_\mu, C_1, C_2, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$ wurden für alle Berechnungen mit den in Tabelle 2.1 aufgelisteten Werte angesetzt.

Tabelle 2.1 Empirische Konstanten des Standard- k - ε -Modells

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Neben dem k - ε -Turbulenzmodellen wurden weitere Turbulenzmodelle wie die Reynolds-Spannungsmodelle entwickelt. Diese Modelle enthalten sechs Transportgleichungen für jede Komponente des Reynolds-Spannungstensors. Zusätzlich muß noch eine weitere Gleichung für die Dissipationsrate gelöst werden (siehe z. B. *Hadzic* (1999)). Der Rechenaufwand ist durch die Lösung der sieben Gleichungen etwa doppelt so hoch wie bei den Zweigleichungsmodellen. *Svennberg* (2000) hat 8 Turbulenzmodelle für die Berechnung der Strömung um ein Tankermodell getestet. Der Vergleich ergab, daß die Reynolds-Spannungsmodelle die Strömung im Bereich des Propellers am besten beschreiben. Die Kräfte auf den Schiffsrumpf konnten allerdings mit den Zweigleichungsmodellen (z. B. Standard- k - ε -Modell) deutlich genauer vorhergesagt werden. Da für die vorliegende Arbeit das Hauptaugenmerk auf einer möglichst exakten Bestimmung der Kräfte und damit der Bewegungen lag, wurde ausschließlich das Standard- k - ε -Turbulenzmodell verwendet. Ein weiterer Grund lag in den sehr viel besseren Konvergenzeigenschaften dieser Modelle gegenüber den Reynolds-Spannungsmodellen.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen ist die Turbulenzmodellierung von untergeordneter Bedeutung, da die Bewegungen von schwimmenden Körpern und Schiffen in Wellen hauptsächlich von Druckkräften hervorgerufen werden. Diese sind in erster Linie abhängig von den konvektiven Termen insbesondere bei hohen Reynolds-Zahlen.

2.2.4 Freie Oberfläche

Die Simulation der Verformung der freien Oberfläche wurde in allen Berechnungen mittels der sogenannten Volume-of-fluid Methode (VOF-Methode) vorgenommen. Das Berechnungsgebiet umfaßt sowohl den Bereich der Luft als auch den Bereich des Wassers. Beide Fluide werden in der Methode als ein Effektivfluid mit variablen Eigenschaften behandelt, die in jedem Kontrollvolumen durch die Konzentration des zweiten Fluids in der Zelle bestimmt werden. Entsprechend dem Reynolds'schen Transporttheorem (2.66) wird eine weitere Transportgleichung für einen Konzentrationsparameter c gelöst:

$$\frac{d}{dt} \int_V c dV + \int_S c(\bar{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.79)$$

Der zwischen null und eins befindliche Parameter c bezeichnet den Füllgrad des KV mit dem zweiten Fluid. Ein Wert von Null bedeutet, daß das KV mit Luft gefüllt ist, und ein Wert von 1 die Füllung ausschließlich mit Wasser. Die Stoffgrößen ρ und μ werden aufgrund des Berechnungsergebnisses dieser Gleichung in jeder Iteration angepaßt:

$$\rho = \rho_1 c + \rho_2(1 - c) ; \mu = \mu_1 c + \mu_2(1 - c) \quad (2.80)$$

Die Isofläche mit dem Wert $c = 0.5$ wird als freie Oberfläche im Berechnungsgebiet definiert. Dieses Verfahren ermöglicht die Simulation von brechenden Wellen, Spritzern, Lufteinschlüssen und weiteren Oberflächeneffekten.

2.2.5 Bewegtes Koordinatensystem

Die Strömungslösung um einen durch die Strömung bewegten Körper mit körperfester Diskretisierung kann generell auf zwei Arten erfolgen. Zum einen können zur Realisierung der Körperbewegung die Koordinaten der Diskretisierung in jeder Iteration verändert werden. Die Lösung der Strömungsgleichung erfolgt dann im raumfesten Koordinatensystem. In diesem Fall wird vom Programm in jeder Iteration der Präprozessor aufgerufen zur Veränderung der Knoten-Koordinaten (moving grid Methode). Des weiteren wird die Volumenerhaltungsgleichung (2.70) gelöst, die bei Bewegung ohne Verformung der Diskretisierung nicht notwendig wäre. Als dritter Nachteil dieser Variante erweist sich die ungenügende Genauigkeit der Geometriespeicherung ("single precision") im verwendeten Code, die bei den verwendeten kleinen Zeitschrittgrößen Konvergenzprobleme verursachen kann.

Die zweite Möglichkeit der Berechnung liegt darin, die Gitterpunkte konstant zu halten und das Koordinatensystem, in dem sich diese befinden, zu bewegen. Die Lösung der Strömungsgleichungen muß für diesen Fall im bewegten Koordinatensystem erfolgen. Die Erhaltungsgleichungen (2.72), (2.73) und (2.79) müssen aufgrund der auftretenden

Beschleunigungen und Relativgeschwindigkeiten gegenüber dem Inertialsystem unter Verwendung von (2.7) bis (2.9) wie folgt formuliert werden:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_S \rho (\mathbf{\bar{u}} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.81)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{\bar{u}} dV + \int_S \rho \mathbf{\bar{u}} (\mathbf{\bar{u}} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = \int_S (\boldsymbol{\tau} - p\mathbf{I} - \rho \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}) \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \mathbf{f} dV \quad (2.82)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V c dV + \int_S c (\mathbf{\bar{u}} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.83)$$

mit

$$\mathbf{u} = \mathbf{S}_1^T (\mathbf{u} - \dot{\mathbf{r}}_1 - \tilde{\omega}_1 (\mathbf{x} - \mathbf{r}_1)) \quad (2.84)$$

$$\int_V \mathbf{f} dV = \mathbf{S}_1^T \left(\int_V \mathbf{f} + \rho \left(\underbrace{(-\ddot{\mathbf{r}}_1)}_{\text{Translationsbesch.}} - \underbrace{\dot{\tilde{\omega}}_1 (\mathbf{x} - \mathbf{r}_1)}_{\text{Tangentialbesch.}} - \underbrace{\tilde{\omega}_1 \tilde{\omega}_1 (\mathbf{x} - \mathbf{r}_1)}_{\text{Normalbesch.}} - \underbrace{2\tilde{\omega}_1 (\mathbf{S}_1 \mathbf{u})}_{\text{Coriolisbesch.}} \right) \right) dV \quad (2.85)$$

Die auftretenden Kraftterme für die Zentrifugalkraft, die Tangentialkraft, die Corioliskraft und die Kräfte infolge der translatorischen Beschleunigungen können dem Programm via user coding übermittelt werden. Bei der Auswertung der Berechnungsergebnisse im raumfesten Koordinatensystem sind die entsprechenden Relativgeschwindigkeiten und Relativbewegungen unter Berücksichtigung von (2.7) bis (2.9) zu berücksichtigen. Da diese Variante weniger speicher- und rechenintensiv bei erhöhter Genauigkeit ist, wurde dieses Verfahren in den folgenden Berechnungen verwendet.

2.2.6 Diskretisierung der Strömungsgleichungen

Die beschriebenen Gleichungen (*RANSE*) werden mit finiten Volumen beliebiger Form diskretisiert. Die Variablen werden zellzentriert angeordnet, d. h. daß die Unbekannten im Mittelpunkt der KV gespeichert sind. Die in den Erhaltungsgleichungen auftretenden Flächen- und Volumenintegrale müssen für jedes KV numerisch approximiert werden. Bei diesen Approximationen tauchen neben den Variablenwerten des betrachteten KV auch Variablenwerte der Nachbar-KV auf. Abbildung 2.4 verdeutlicht die hier verwendete Indizierung.

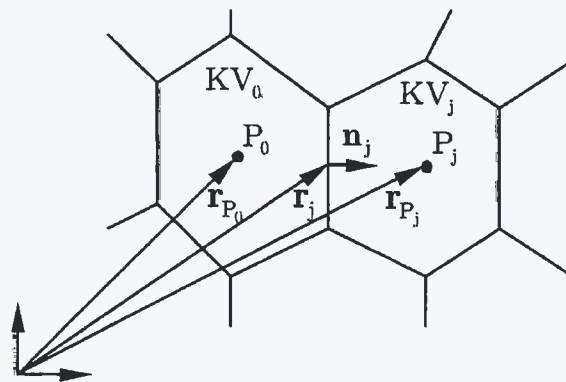


Abbildung 2.4 Diskretisierung mit zweidimensionalen Kontrollvolumen

P_0 bezeichnet bei dieser Indizierung das KV-Zentrum des betrachteten KV und P_j das des Nachbar-KV. \mathbf{n}_j ist der nach außen gerichtete Flächenvektor der Fläche j des betrachteten KV und \mathbf{r}_j , \mathbf{r}_{P_0} und \mathbf{r}_{P_j} sind die entsprechenden Ortsvektoren. Für jedes KV entstehen 7 algebraische Gleichungen. Für das gesamte Berechnungsgebiet erhält man ein Gleichungssystem, das numerisch gelöst wird.

2.2.6.1 Approximation der Volumen- und Flächenintegrale

Die Volumen- und Flächenintegrale werden nach der Mittelpunkregel mit einem Abbruchfehler 2. Ordnung wie folgt approximiert:

$$\int_V f dV \approx f_{P_0} \Delta V_{P_0} \quad (2.86)$$

ΔV_{P_0} bezeichnet das Volumen des KV und f_{P_0} den Wert von f im Mittelpunkt des KV. Der Mittelwert der Funktion f wird dem Wert im Mittelpunkt des KV gleichgesetzt. Da alle Variablenwerte in den KV-Zentren gespeichert sind, brauchen keine weiteren Approximationen durchgeführt werden.

Die Flächenintegrale werden ebenfalls nach der Mittelpunkregel approximiert:

$$\int_{S_j} \mathbf{f} \cdot \mathbf{n} dS \approx f_j \cdot \mathbf{n}_j S_j \quad (2.87)$$

Es wird angenommen, daß der Wert von f im Mittelpunkt der KV-Seite j den Mittelwert der Funktion f über die KV-Seite darstellt. Die Funktion f steht hier für die konvektiven und diffusiven Flüsse durch die KV-Seite j .

2.2.6.2 Konvektive Flüsse

Der konvektive Fluß der Variablen ϕ durch die KV-Seite j wird wie folgt approximiert:

$$\int_{S_j} \rho \phi (\mathbf{u} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS \approx \phi_j \int_{S_j} \rho (\mathbf{u} - \mathbf{u}_S) \cdot \mathbf{n} dS \approx \phi_j \rho (\mathbf{u} - \mathbf{u}_S)_j \cdot \mathbf{n}_j S_j = \phi_j \cdot \dot{m}_j \quad (2.88)$$

Der Massenfluß \dot{m}_j wird entsprechend der Picard-Iteration aus der vorherigen Iteration verwendet. Die einzige Unbekannte ist damit die Variable ϕ in der Mitte der KV-Seite j . Bei Konvergenz des Verfahrens werden die Änderungen mit zunehmender Iterationszahl kleiner und die nichtlinearen Gleichungen werden erfüllt.

Die Interpolation der Variablen ϕ an den KV-Seiten hat erhebliche Auswirkungen auf die Genauigkeit und die Stabilität des Verfahrens. Die verschiedenen Differenzenschemata lassen sich im sogenannten normalisierten Variablendiagramm (NVD) verdeutlichen. Abbildung 2.5 zeigt drei KV in der unmittelbaren Nachbarschaft einer KV-Seite j bei bekanntem \mathbf{u}_j .

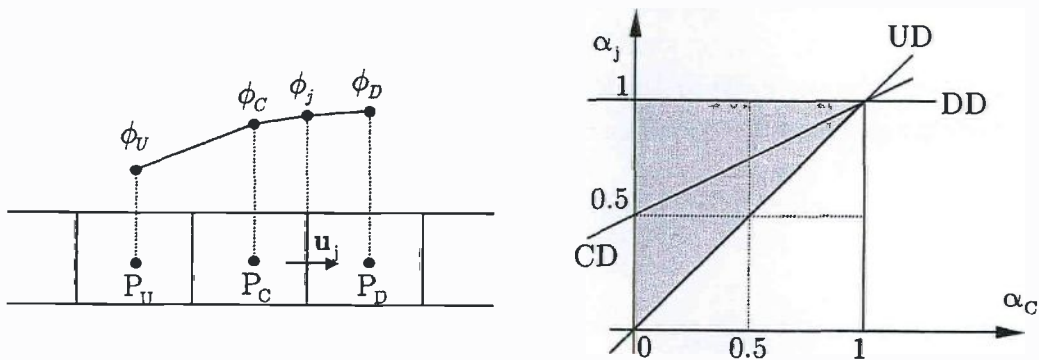


Abbildung 2.5 Aufwind-, Zentral-, und Abwindkontrollvolumen im NVD-Diagramm

Die Variablen in den KV-Mittelpunkten werden mit ϕ_U , ϕ_C und ϕ_D benannt und bezeichnen die Aufwind-, Zentral- und Abwindpositionen. Die normalisierte Variable α in der unmittelbaren Umgebung der KV-Oberfläche j ist definiert als:

$$\alpha = \frac{\phi(\mathbf{x}, t) - \phi_U}{\phi_D - \phi_U} \quad (2.89)$$

An der Stelle P_U ist $\alpha = 0$ und an der Stelle P_D $\alpha = 1$. Der Wert an der Stelle j (Mittelpunkt der KV-Fläche j):

$$\alpha_j = \frac{\phi_j - \phi_U}{\phi_D - \phi_U} \quad (2.90)$$

kann auch in der Form

$$\alpha_j = \alpha_j(\alpha_c) \quad (2.91)$$

mit

$$\alpha_c = \frac{\phi_C - \phi_U}{\phi_D - \phi_U} \quad (2.92)$$

ausgedrückt werden.

Zur Vermeidung unphysikalischer Oszillationen in der Strömungslösung, muß ϕ_C lokal beschränkt sein:

$$\phi_U \leq \phi_C \leq \phi_D \text{ oder } \phi_D \leq \phi_C \leq \phi_U \quad (2.93)$$

Das Beschränktheitskriterium für die konvektiven Differenzenschemata läßt sich im NVD-Diagramm als Funktion α_j in Abhängigkeit von α_c darstellen. Der durch Gleichung (2.93) bezeichnete Bereich wurde in Abbildung 2.5 schattiert und kann außerdem durch die folgenden Bedingungen gekennzeichnet werden:

- für $0 \leq \alpha_c \leq 1$ liegt die beschränkte Region über der Linie $\alpha_j = \alpha_c$ und unter $\alpha_j = 1$
- für $\alpha_c < 0$ und $\alpha_c > 1$, $\alpha_j = \alpha_c$

2.2.6.3 Aufwinddifferenzenschema (UDS)

Der Wert von ϕ_j wird abhängig von der lokalen Strömungsrichtung dem Wert ϕ_C des stromaufwärts gelegenen KV gesetzt. Im NVD-Diagramm ist das UD-Schema mit Linie $\alpha_j = \alpha_c$ repräsentiert und es ist festzustellen, daß es das einzige Schema ist, daß das Beschränktheitskriterium ohne Einschränkungen erfüllt. Der Nachteil besteht in einer hohen numerischen Diffusion.

2.2.6.4 Zentraldifferenzenschema (CDS)

Der Wert der Variablen ϕ_j an der KV-Seite wird durch lineare Interpolation bestimmt:

$$\phi_j = g_j \phi_{P_0} + (1 - g_j) \phi_{P_1} \text{ mit } g_j = \frac{\|\Gamma_j - \Gamma_{P_1}\|}{\|\Gamma_{P_1} - \Gamma_{P_0}\|} \quad (2.94)$$

Die Approximation ist nur dann von zweiter Ordnung, wenn die Verbindungslinie zwischen P_0 und P_j durch den Mittelpunkt der gemeinsamen KV-Seite geht. Dieses ist bei kompliziert geformten Gittern häufig nicht der Fall. Daher wird eine Korrektur angewendet, durch die eine Genauigkeit zweiter Ordnung erreicht wird. Die im Programm Comet angewendeten Techniken sind *Perić* (1998) zu entnehmen. Im NVD-Diagramm ist das CD-Schema durch die Linie $\alpha_j = 0.5(\alpha_C + 1)$ dargestellt.

2.2.6.5 Kombination von UDS und CDS

Die Differenzenschemata zweiter Ordnung können zu unphysikalischen Oszillationen führen insbesondere auf groben Diskretisierungen. Bei genügender Feinheit des Gitters konvergieren die Ergebnisse sehr viel schneller gegen die gitterunabhängige Lösung als bei der Verwendung von Differenzenschemata erster Ordnung. Diese bieten dagegen den Vorteil, daß die Lösung stets stabil und glatt ist. Wegen der stabilisierenden Wirkung von UDS wurde von *Kohsla und Rubin* (1974) beide Schemata zu einer *deferred-correction*-Methode kombiniert. Die Aufwinddifferenzen werden hierbei implizit verwendet und die Differenz zu den Zentraldifferenzen explizit. In der konvergierten Lösung hebt sich der explizite und der implizite Teil der Aufwinddifferenzen gegenseitig auf und es bleibt lediglich der Anteil der Zentraldifferenzen bestehen. Die Konvergenzeigenschaften der Methode werden somit deutlich verbessert bei gleicher Genauigkeit.

Zur Vermeidung unphysikalischer Oszillationen in der numerischen Lösung lassen sich die beiden Verfahren auch mischen:

$$\phi_j = \phi_j^{UDS} + \lambda_j(\phi_j^{CDS} - \phi_j^{UDS}), \quad 0 \leq \lambda_j \leq 1 \quad (2.95)$$

Der Mischungsfaktor λ_j (blending-Faktor) kann prinzipiell an jeder KV-Seite beliebig gewählt werden.

2.2.6.6 High-Resolution-Interface-Capturing-Scheme (HRIC)

Die Volume-of-fluid Methode basiert auf dem konvektiven Transport einer skalaren Größe, der das Vorhandensein eines zweiten Fluids anzeigt. Die freie Oberfläche zwischen den zwei Fluiden ist scharf in der Realität und sollte es auch in der numerischen Simulation sein. Die unphysikalischen Oszillationen bei der Verwendung von CDS bereiten in diesem Fall sehr große Probleme und die reine Anwendung von UDS führt zu inakzeptabler Diffusion. Dieser Effekt ist beispielsweise zu beobachten bei der Simulation propagierender Wellen, die auf dem Weg vom Wellenerzeuger zum Schiff fast vollständig weggedämpft werden bei der reinen Verwendung von UDS. Daher wurde für die Berechnungen in dieser Arbeit ein weiteres Differenzenschema angewandt, welches auf einer nichtlinearen Kombination von UDS und DDS (Abwinddifferenzenschema) beruht, mit:

$$\phi_j^{DDS} = \begin{cases} \phi_{P_j}, & \text{wenn } \mathbf{u}_j \cdot \mathbf{n}_j > 0 \\ \phi_{P_0}, & \text{wenn } \mathbf{u}_j \cdot \mathbf{n}_j < 0 \end{cases} \quad (2.96)$$

Die normalisierte Variable α_j wird wie folgt berechnet:

$$\alpha_j = \begin{cases} \alpha_C, & \text{wenn } \alpha_C < 0 \\ 2\alpha_C, & \text{wenn } 0 \leq \alpha_C < 0.5 \\ 1, & \text{wenn } 0.5 \leq \alpha_C < 1 \\ \alpha_C, & \text{wenn } 1 \leq \alpha_C \end{cases} \quad (2.97)$$

Der Wert wird im nachfolgenden Schritt mit der lokalen Courant-Zahl Cu korrigiert,

$$Cu = \frac{\mathbf{u}_j \cdot \mathbf{n}_j \cdot S_j dt}{V_{P_c}} \quad (2.98)$$

um dem sogenannten Verfügbarkeitskriterium gerecht zu werden, das besagt, daß der Betrag der durch eine Zellfläche während eines Zeitschrittes konvektierten Größe immer kleiner oder gleich dem (verfügbarem) Betrag in der zugehörigen Donatorzelle (Zelle stromaufwärts) sein muß. Die Courant-Zahl entspricht dem Verhältnis von Zeitschrittgröße dt zur charakteristischen Konvektionszeit $\Delta x / (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})$, der Zeit, die ein Fluidteilchen benötigt um via Konvektion über eine Strecke von Δx transportiert zu werden. Der Term Δx beschreibt hierbei den Abstand zweier benachbarter KV-Mittelpunkte. Die Korrektur wird nach folgendem Schema vorgenommen:

$$\alpha'_j = \begin{cases} \alpha_j, & \text{wenn } Cu < 0.3 \\ \alpha_C + (\alpha_j - \alpha_C) \frac{0.7 - Cu}{0.7 - 0.3}, & \text{wenn } 0.3 \leq Cu < 0.7 \\ \alpha_C, & \text{wenn } 0.7 \leq Cu \end{cases} \quad (2.99)$$

Das Resultat dieses Differenzenschemas ist eine scharfe Oberfläche. Steht der Normalenvektor des Interfaces jedoch parallel zur lokalen Strömungsrichtung, können unphysikalische Knicke entstehen. Eine weitere Korrektur verhindert dieses Phänomen:

$$\alpha''_j = \alpha'_j \sqrt{\cos \theta} + \alpha_C (1 - \sqrt{\cos \theta}) \quad (2.100)$$

mit

$$\cos \theta = \frac{\nabla c \cdot \mathbf{n}_j}{\|\nabla c\|} \quad (2.101)$$

Der Wert an der Zellfläche ergibt sich damit zu:

$$\phi_j = \alpha_j''(\phi_D - \phi_U) + \phi_U \quad (2.102)$$

2.2.6.7 Diffusive Flüsse

Der diffusive Fluß einer Variablen ϕ durch die KV-Seite j wird ebenfalls nach der Mittelpunkregel approximiert:

$$D_j = \int_{S_j} \Gamma \mathbf{grad} \phi \cdot \mathbf{n} dS \approx \Gamma_j (\mathbf{grad} \phi)_j \cdot \mathbf{n}_j S_j \quad (2.103)$$

Γ bezeichnet hier den Diffusionskoeffizienten der Variablen ϕ . Die Berechnung der diffusiven Flüsse erfordert die Bestimmung des Gradienten der Variablen ϕ in der Mitte der KV-Seite. Dies kann zum einen mit Hilfe eines Polynomansatzes erfolgen um den Verlauf der Funktion ϕ in der Umgebung des Punktes P_0 zu beschreiben. Der lineare Ansatz führt zu:

$$\mathbf{d}_j (\mathbf{grad} \phi)_{P_0} = \phi_{P_j} - \phi_{P_0}, \quad \mathbf{d}_j = \mathbf{r}_{P_j} - \mathbf{r}_{P_0} \quad (2.104)$$

Das überbestimmte Gleichungssystem wird mit der Methode der kleinsten Quadrate gelöst:

$$(\mathbf{grad} \phi)_{P_0} = \mathbf{D}^{-1} \sum_j d_j^T (\phi_{P_j} - \phi_{P_0}), \quad \mathbf{D} = \sum_j \mathbf{d}_j^T \mathbf{d}_j \quad (2.105)$$

Bei Berechnungen auf stark verzerrten Gittern kann dieses Vorgehen dazu führen, daß die Matrix singulär wird und das Verfahren schließlich divergiert. Der Gradient kann auch mit Hilfe des Gaußschen Satzes approximiert werden:

$$\int_V \mathbf{grad} \phi dV = \int_S \phi \cdot \mathbf{n} dS \Rightarrow (\mathbf{grad} \phi)_{P_0} \approx \frac{1}{V_{P_0}} \sum_j \phi_j \cdot \mathbf{n}_j S_j \quad (2.106)$$

Die Gradientenberechnung nach dem Gaußschen Satz ist wesentlich robuster in bezug auf das Konvergenzverhalten des numerischen Verfahrens als die vorherige Methode und wurde daher in den folgenden Berechnungen angewendet.

Nach der Bestimmung der Gradienten in den KV-Zentren, werden diese an die Mittelpunkte der KV-Seiten interpoliert. Weitere Einzelheiten hierzu sind bei *Muzaferija* (1994) und im Handbuch von Comet (*ICCM* (1998)) zu finden.

2.2.6.8 Berechnung der Quellterme

Auch zur Berechnung der Quellterme wird die Mittelpunkregel zur Approximation angewendet. Die Variablen und deren Ableitungen im Punkt P_0 (KV-Zentrum) werden als Mittelwerte über das ganze KV betrachtet. Dieses Vorgehen stellt eine Approximation zweiter Ordnung dar.

2.2.6.9 Approximation der Zeitintegrale

Für die Integration in der Zeit wurde ausschließlich die Dreizeitebenen-Methode verwendet mit einem Abbruchfehler zweiter Ordnung. Verfahren mit einem Abbruchfehler erster Ordnung (z. B. die implizite Euler-Methode) sind in Zusammenhang mit instationären Berechnungen wie der Ausbreitung von Wellen zu diffusiv. Der Nachteil besteht in einem erhöhten Rechenaufwand und schlechterem Stabilitätsverhalten. Zur Stabilisierung der Methode müssen daher die Zeitschrittgrößen verringert werden, was den Rechenaufwand nochmals erhöht. Die Ableitung nach der Zeit wird wie folgt ausgewertet:

$$\frac{d}{dt} \int_v \rho \phi dV = \frac{3(\rho \phi V)_{P_0}^n - 4(\rho \phi V)_{P_0}^{n-1} + 1(\rho \phi V)_{P_0}^{n-2}}{2 dt} \quad (2.107)$$

n bezeichnet die aktuelle Zeitebene, ϕ_{P_0} die Variable im KV-Zentrum P_0 , V_{P_0} das Volumen des KV und dt die Zeitschrittgröße. Alle restlichen Terme (Konvektions-, Diffusions-, Quellterme) werden auf der Zeitebene n ausgewertet, weitere Details hierzu sind in *Ferziger und Peric* (1997) zu finden.

2.2.6.10 Volumenerhaltungsgleichung

In einer der in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungen werden Körper zueinander bewegt (siehe Kapitel 6). Die Bewegung eines Ruders erfolgte durch die Veränderung einzelner Knoten der Diskretisierung (*moving grid*). In diesem Fall muß auch die Gleichung (2.70) des numerischen Verfahrens erfüllt sein, daß also die Summe der Volumenflüsse durch die KV-Seiten gleich der Änderungsrate des Volumens ist. Die Raumerhaltungsgleichung wurde nach der zuvor beschriebenen Approximation wie folgt diskretisiert:

$$\frac{3V_{P_0}^n - 4V_{P_0}^{n-1} + V_{P_0}^{n-2}}{2 dt} = \sum_j \int_{S_j} \mathbf{u}_s \cdot \mathbf{n} dS = \sum_j \frac{\delta V_j^n}{dt} + \sum_j \frac{\delta V_j^n - \delta V_j^{n-1}}{2 dt} \quad (2.108)$$

$V_{P_0}^n$, $V_{P_0}^{n-1}$ und $V_{P_0}^{n-2}$ sind die Volumina zu den Zeiten t^n , t^{n-1} , t^{n-2} und u_x die Geschwindigkeit der KV-Seite. Die Änderung des Zellvolumens zwischen zwei Zeitschritten, $V^n - V^{n-1}$, kann als Summe der Volumenflüsse durch die KV-Seiten, δV^n , ausgedrückt werden. Diese können aus den Koordinaten der Gitterpunkte in den beiden Zeitebenen mittels Gauß-Theorem berechnet werden. Die Berechnung der Volumenflüsse gemäß Gleichung (2.108) bei der Bestimmung der Massenflüsse gewährleistet gleichzeitige Massen- und Volumenerhaltung.

2.2.6.11 Das algebraische Gleichungssystem

Durch die Diskretisierung der Erhaltungsgleichung für ein KV entsteht ein Gleichungssystem der Form:

$$A_{P_0} \phi_{P_0} + \sum_j A_j \phi_{P_j} = b_{P_0} \quad (2.109)$$

ϕ_{P_0} ist die gesuchte Variable im Zentrum P_0 des betrachteten KV, ϕ_{P_j} die Variablen in den Zentren P_j der benachbarten KV. A_j entsteht aus den Beiträgen der Flächenintegrale an den gemeinsamen KV-Seiten von KV 0 und KV j . A_{P_0} enthält die Beiträge aus den nach der Zeit abgeleiteten Volumenintegralen, b_{P_0} umfaßt alle bekannten Größen und auch zusätzliche Quellterme aus den konvektiven und diffusiven Flüssen, die aus Gründen der numerischen Effizienz explizit behandelt werden. Durch Summation über das gesamte Berechnungsgebiet erhält man das Gleichungssystem:

$$A\phi = b \quad (2.110)$$

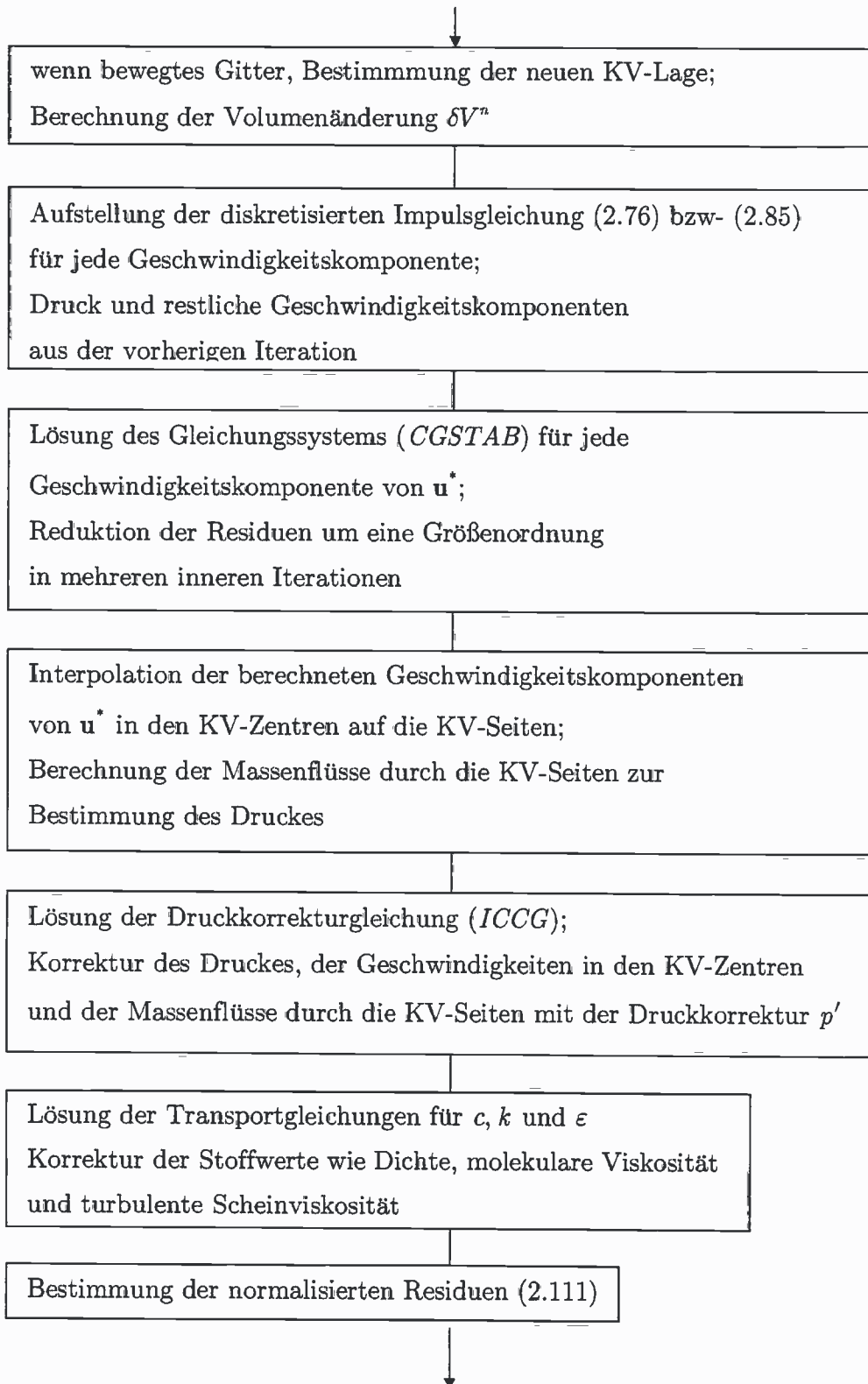
Die Koeffizientenmatrix A besitzt die Größe $N \times N$ (N - Anzahl der KV), ist dünn besetzt und weist für unstrukturierte Gitter keine regelmäßige Struktur auf. Das Gleichungssystem wird mit einer der Methoden aus der Familie der konjugierten Gradienten mit Vorkonditionierung (unvollständige Cholesky-Zerlegung) in mehreren inneren Iterationen gelöst. Zur Dämpfung ist ein Unterrelaxationsparameter notwendig, der von der Gitterqualität und der Zeitschrittgröße abhängt. Die Wahl des Unterrelaxationsparameters für jede Gleichung beruht auf Erfahrung und stellt einen Kompromiß zwischen Stabilität und schneller Konvergenz des Verfahrens dar.

2.2.7 Der Algorithmus zur Lösung der Strömungsgleichungen

In diesem Verfahren wurde eine Variante des SIMPLE-Algorithmus von *Patankar und Spalding* (1972) für die Kopplung zwischen Druck- und Geschwindigkeitsfeld verwendet. Da es in der Beschreibung einer inkompressiblen Strömung keine explizite Gleichung für den Druck gibt, wurde diese aus der Kombination von Kontinuitäts- und Impulsgleichung zur sogenannten Druckkorrekturgleichung hergeleitet. Das Geschwindigkeitsfeld wird zunächst

durch das Lösen der linearisierten Impulsgleichungen ermittelt, wobei für den Druck die Werte aus der vorherigen Iteration $m-1$ benutzt werden. Die so berechneten Geschwindigkeiten erfüllen die Kontinuitätsgleichung im allgemeinen nicht. Anhand der Druckkorrekturgleichung werden der Druck und die Geschwindigkeiten so korrigiert, daß die Massenerhaltungsgleichung erfüllt ist. Da das Geschwindigkeitsfeld nach Abschluß der äußeren Iteration die Impulsgleichung nicht erfüllt, wird die nächste äußere Iteration gestartet. Bei Konvergenz des Verfahrens verringern sich die Veränderungen in den Feldgrößen und der Prozeß wird beendet, wenn sich die Residuen zur Messung der Veränderung der Lösung unterhalb einer vorgegebenen Schranke befinden.

Eine detaillierte Herleitung der Druckkorrekturgleichung ist bei *Ferziger und Peric (1997)* zu finden. Der Algorithmus $\mathcal{A}2$ zur Lösung der diskretisierten Erhaltungsgleichungen ist in Abbildung 2.6 für eine äußere Iteration dargestellt.

Abbildung 2.6 Algorithmus $\mathcal{A}2$ zur Lösung der Strömungsgleichungen

$$R^{\phi} = \frac{\sum_i |A_{P_0} \phi_{P_0} + \sum_j A_j \phi_{P_j} - b_{P_0}|}{\sum_i |A_{P_0} \phi_{P_0}|} \quad (2.111)$$

Der Algorithmus $\mathcal{A}2$ wird ebenfalls unter Abschnitt 2.3 zum Aufbau eines Gesamtverfahrens hinzugezogen.

2.3 Kopplung der Strömungs- und Bewegungsgleichungen

2.3.1 Fluidkräfte auf den Körper

Die räumliche Diskretisierung des Körpers ist durch eine Zahl von Flächenelementen gegeben. Die Kräfte und Momente auf den schwimmenden Körper bezogen auf den Körperschwerpunkt ergeben sich durch Integration der Druck- und Schubspannungen über die Oberfläche des Körpers. Die Integrale werden nach der Mittelpunkregel approximiert, entsprechend der Diskretisierung der Impulsgleichung:

$${}_1\mathbf{f} = \int_S (-p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}) \cdot \mathbf{n} dS + m_1 \mathbf{g} \approx \sum_{i=1}^n (-p_i \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}_i) \cdot \mathbf{n}_i S_i + m_1 \mathbf{g} \quad (2.112)$$

$${}_1\mathbf{l} = \int_S (\mathbf{x} - \mathbf{x}_G) \times (-p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}) \cdot \mathbf{n} dS \approx \sum_{i=1}^n (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_G) \times (-p_i \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}_i) \cdot \mathbf{n}_i S_i \quad (2.113)$$

$m_1 \mathbf{g}$ ist die neben den Fluidkräften wirkende Gravitationskraft mit dem Gravitationsvektor \mathbf{g} . Da die Strömung des schiffsnahen Bereichs im bewegten Koordinatensystem 1 berechnet wurde (vgl. Kapitel 2), werden die Druck- und Schubkräfte aus Gleichung (2.112) und (2.113) ebenfalls im bewegten Koordinatensystem angegeben. Für die Berechnung der Bewegungsgleichungen im raumfesten Koordinatensystem sind die Kräfte und Momente entsprechend ins Inertialsystem umzurechnen mit:

$$\bar{\mathbf{q}} = \begin{pmatrix} {}_0\mathbf{f} \\ {}_0\mathbf{l} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_1 & {}_1\mathbf{f} \\ \mathbf{S}_1 & {}_1\mathbf{l} \end{pmatrix} \quad (2.114)$$

Mit den so ermittelten Kräften und Momenten $\bar{\mathbf{q}}$ auf den Körper kann die Bewegungsgleichung nach dem Algorithmus $\mathcal{A}1$ gelöst werden. Die berechneten Bewegungsgrößen werden dann dazu verwendet, die Randbedingungen und die Relativgeschwindigkeiten und -beschleunigungen in Gleichung (2.85) neu zu definieren. Hierbei ist zu beachten, daß für die Bewegungs- und die Strömungsgleichung

unterschiedliche zeitliche Diskretisierungen zweiter Ordnung (Crank-Nicolson, Dreizeitebenen-Verfahren) verwendet wurden. Für ein konsistentes Gesamtverfahren ist es notwendig, die Relativbeschleunigungen aus den mit der Bewegungsgleichung berechneten Relativgeschwindigkeiten entsprechend Gleichung (2.107) zu diskretisieren.

2.3.2 Hydrodynamische Massen

Die durch das umgebende Fluid verursachten Kräfte \bar{q} auf den schwimmenden Körper sind in einem Fluid mit substantieller Dichte wie Wasser abhängig von der momentanen Lage, Geschwindigkeit und der Beschleunigung des Körpers. Das dargestellte, implizite Verfahren zur Lösung der Bewegungsgleichungen vernachlässigt diese Abhängigkeiten, in der auskonvergierten Lösung sind schließlich alle Interdependenzen erfüllt. Die Vernachlässigung insbesondere der Beschleunigungsabhängigkeit der auftretenden Kräfte kann aber zu Oszillationen und damit zur Divergenz des Verfahrens führen. Zur Vermeidung dieses Effektes ist die Zeitschrittgröße zu verkleinern. In potentialtheoretischen Methoden wird die Beschleunigungsabhängigkeit der Fluidkräfte oft als mitbeschleunigte hydrodynamische Massen aufgefaßt. Sind diese Massen bekannt, lassen sich die Kräfte in Gleichung (2.56) darstellen als:

$$\hat{q} = \bar{q} - A\ddot{y} \quad (2.115)$$

Die Berücksichtigung der linearen Abhängigkeit in (2.115) mit (2.56) führt zu:

$$(\hat{M} + A)\ddot{y} + \hat{k} = \hat{q} + A\ddot{y} = \bar{q} \quad (2.116)$$

Die auskonvergierte Lösung des impliziten Gleichungssystems ist die gleiche wie die aus Gleichung (2.56), die Stabilität des numerischen Verfahrens wird jedoch erhöht und es sind größere Zeitschrittweiten realisierbar. Die hydrodynamischen Massen sind im allgemeinen nicht bekannt und variieren über die Zeit. Die Bestimmung erfolgt durch die Betrachtung zweier Beschleunigungszustände k in einem Zeitschritt, die durch die iterative Lösung des gekoppelten Systems ohnehin auftreten (Söding (2001)).

$$\hat{q}_k = \bar{q}_k - A\ddot{y}_k \quad (2.117)$$

Bei Verwendung von $\ddot{y} = 0$ in der ersten Iteration $k = 1$ führt die Differenz zweier Zustände zur Eliminierung von \hat{q}_k :

$$\Delta\hat{q}_k = -A\ddot{y}_k, \quad k = 2, m \quad (2.118)$$

Dadurch entsteht ein überbestimmtes Gleichungssystem, daß mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst wird:

$$\sum_k (g \ddot{y} \ddot{y}^T)_k \mathbf{A} = -\sum_k (g \ddot{y} \Delta \hat{q}^T)_k \quad (2.119)$$

Die g_k sind Wichtungsfaktoren mit dem Verhältnis $\frac{g_{k-1}}{g_k} = 0.9$. Auf der rechten Seite des Gleichungssystems (2.119) steht eine Matrix, das heißt daß das Gleichungssystem für jede Zeile von \mathbf{A} separat gelöst wird. Die symmetrische Matrix auf der linken Seite bleibt dagegen konstant so daß die Zerlegung nur einmal vorzunehmen ist. Zur Desingularisierung ist eine kleine Konstante zur Hauptdiagonalen zu addieren. Das Ergebnis ist die Matrix der hydrodynamischen Massen \mathbf{A} , die in (2.116) verwendet wurde mit der zugehörigen Diskretisierung:

$$(\hat{\mathbf{M}}^{n,m} + \mathbf{A}) \dot{y}^{n,m} = \frac{1}{2} dt ((\hat{q}^{n,m-1} + \hat{q}^{n-1}) - (\hat{k}^{n,m-1} + \hat{k}^{n-1})) + (\hat{\mathbf{M}}^{n-1} + \mathbf{A}) \dot{y}^{n-1} \quad (2.120)$$

Die numerische Wirkung der Matrix \mathbf{A} ist ähnlich der eines Unterrelaxationsfaktors in der Bewegungsgleichung. Da die hydrodynamischen Massen aber zeitvariant sind, könnte dieses Vorgehen auch als Ermittlung des optimalen Unterrelaxationsfaktors für die jeweilige Strömungssituation aufgefaßt werden. Die Matrix \mathbf{A} beeinflußt nicht die auskonvergierte Lösung des gekoppelten Systems sondern nur das Konvergenzverhalten, daher ist die Neuberechnung in einigen Zeitabständen ausreichend. In vielen Fällen genügt es auch, die hydrodynamischen Massen mit Schätzwerten vorzugeben.

2.3.3 Vortrieb von Schiffen

In einigen Berechnungsfällen wurde der Vortrieb der Schiffe nicht durch die vereinfachte Annahme einer konstanten (partiellen) Vorwärtsgeschwindigkeit realisiert, sondern durch Modellierung des Propellers. Zu diesem Zweck wurde das Volumenkraftmodell von *Stern et al.* (1988), mit dem auch *El Moctar* (2001) gute Ergebnisse erzielte, verwendet. Der Propeller wird mit dieser Vereinfachung nicht geometrisch modelliert, sondern die Wirkung in den Quelltermen der Impulserhaltungsgleichung am Ort des Propellers berücksichtigt. Folgende Annahmen wurden hier getroffen:

- Der Propeller wird als Scheibe mit einer Dicke angenommen
- Die Propellerkräfte variieren nur über den Radius, nicht über den Umfang
- Die Volumenkräfte wirken nur in den Zellen, die sich ganz oder teilweise im zylindrischen Propellervolumen befinden
- Es wird lediglich der Axialanteil der Propellerkraft berücksichtigt, nicht der Tangentialanteil

- Die Verteilung der axialen Volumenkraft über den Radius r erfolgt mit:

$$\Delta f_P = C_1 \cdot \hat{f}_{\text{prop}} \cdot \frac{r_P - r_h}{R - r_h} \sqrt{1 - \frac{r_P - r_h}{R - r_h}} \cdot V_P \quad (2.121)$$

$$C_1 = \frac{1}{\sum_{NZ} \frac{r_P - r_h}{R - r_h} \sqrt{1 - \frac{r_P - r_h}{R - r_h}} \cdot V_P}$$

- mit
- r_h - Nabenradius des Propellers
 - r_P - Radius des betrachteten KV-Mittelpunktes $\|\mathbf{x}_P - \mathbf{x}_{\text{prop}}\|$
 - \mathbf{x}_{prop} - Mittelpunkt des Propellers
 - R - Propellerradius
 - \hat{f}_{prop} - vorgegebener Propellerschub
 - V_P - Volumenanteil des betrachteten KV, das sich ganz oder teilweise innerhalb der Propellerscheibe befindet

Die Wirkung der Propellerkraft auf das Fluid in den betroffenen KV wird in Gleichung (2.85) berücksichtigt mit:

$$\int_V \mathbf{f}_{\text{prop}} dV = \int_V \mathbf{f} dV - \Delta \mathbf{f}_P \quad (2.122)$$

$$\Delta \mathbf{f}_P = (\Delta f_P, 0, 0)$$

Nach der Bestimmung der betroffenen KV und der Vorgabe der Volumenkräfte entsprechend Gleichung (2.121) und (2.122) wird schließlich der tatsächlich ausgeübte Propellerschub berechnet mit:

$$\mathbf{f}_{\text{prop}} = \sum_{NZ} \Delta \mathbf{f}_P \cdot c_P \quad (2.123)$$

Der tatsächlich ausgeübte Propellerschub kann bei extremen Wellenbedingungen erheblich abweichen vom Sollwert, wenn der Propeller nur halb- oder ausgetaucht ist. Die vom Propeller auf das Schiff ausgeübte Kraft \mathbf{f}_{prop} ist damit in Gleichung (2.112) und (2.113) zu berücksichtigen mit:

$${}_1\bar{\mathbf{f}} = {}_1\mathbf{f} + \mathbf{f}_{\text{prop}} \quad (2.124)$$

$${}_1\bar{\mathbf{l}} = {}_1\mathbf{l} + (\mathbf{x}_{\text{prop}} - \mathbf{x}_G) \times \mathbf{f}_{\text{prop}}$$

Zu beachten ist, daß einige Schiffe, wie die unter Kapitel 5 berechnete schnelle RoRo-Fähre, zwei Propeller besitzen. \hat{f}_{prop} ist dann der gesamte Propellerschub beider Propeller.

2.3.4 Der Algorithmus des gekoppelten Verfahrens

Das Verfahren wurde nun generell so aufgebaut, daß durch wechselseitiges Iterieren der Bewegungs- und Strömungsgleichungen alle Gleichungen gleichzeitig erfüllt werden. Da die Strömungsgleichungen wesentlich langsamer konvergieren, hat es sich als günstig erwiesen, die Bewegungsgrößen nicht nach jeder Iteration m der Strömungsgleichungen neu zu berechnen. Der Grund liegt darin, daß die berechneten Fluidkräfte einer Strömungslösung, die noch erheblich von der auskonvergierten Lösung abweichen, sehr stark variieren. Das Konvergenzverhalten des Gesamtverfahrens kann dadurch negativ beeinflusst werden und in einigen Fällen sogar divergieren. Daher wurde als Entscheidungsgrundlage für die Neuberechnung der Bewegungsgleichung ein normalisiertes Residuum der berechneten Fluidkräfte

$$R^{\hat{\mathbf{q}},m} = \left\| \frac{\hat{\mathbf{q}}^{n,m} - \hat{\mathbf{q}}^{n,m-1}}{\hat{\mathbf{q}}^{n,m-1}} \right\| \quad (2.125)$$

eingeführt. Das Residuum $R^{\hat{\mathbf{q}},m}$ zeigt die prozentuale Veränderung der Kräfte an und dient als weiterer Indikator neben den $R^{\hat{\phi}}$ für die Konvergenz der Strömungslösung. Als Indikator für die Konvergenz des gekoppelten Systems im Zeitschritt n wurde neben den $R^{\hat{\phi}}$ analog zu (2.125) das normalisierte Residuum der zur Neuberechnung der Bewegungsgleichung benutzten Kräfte hinzugezogen mit:

$$R^{\hat{\mathbf{q}},h} = \left\| \frac{\hat{\mathbf{q}}^{n,h} - \hat{\mathbf{q}}^{n,h-1}}{\hat{\mathbf{q}}^{n,h-1}} \right\| \quad (2.126)$$

Die typischen Kriterien für die einzelnen Residuen sind in Tabelle 2 zusammengefaßt und der Algorithmus $\mathcal{A}3$ des Gesamtverfahrens ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

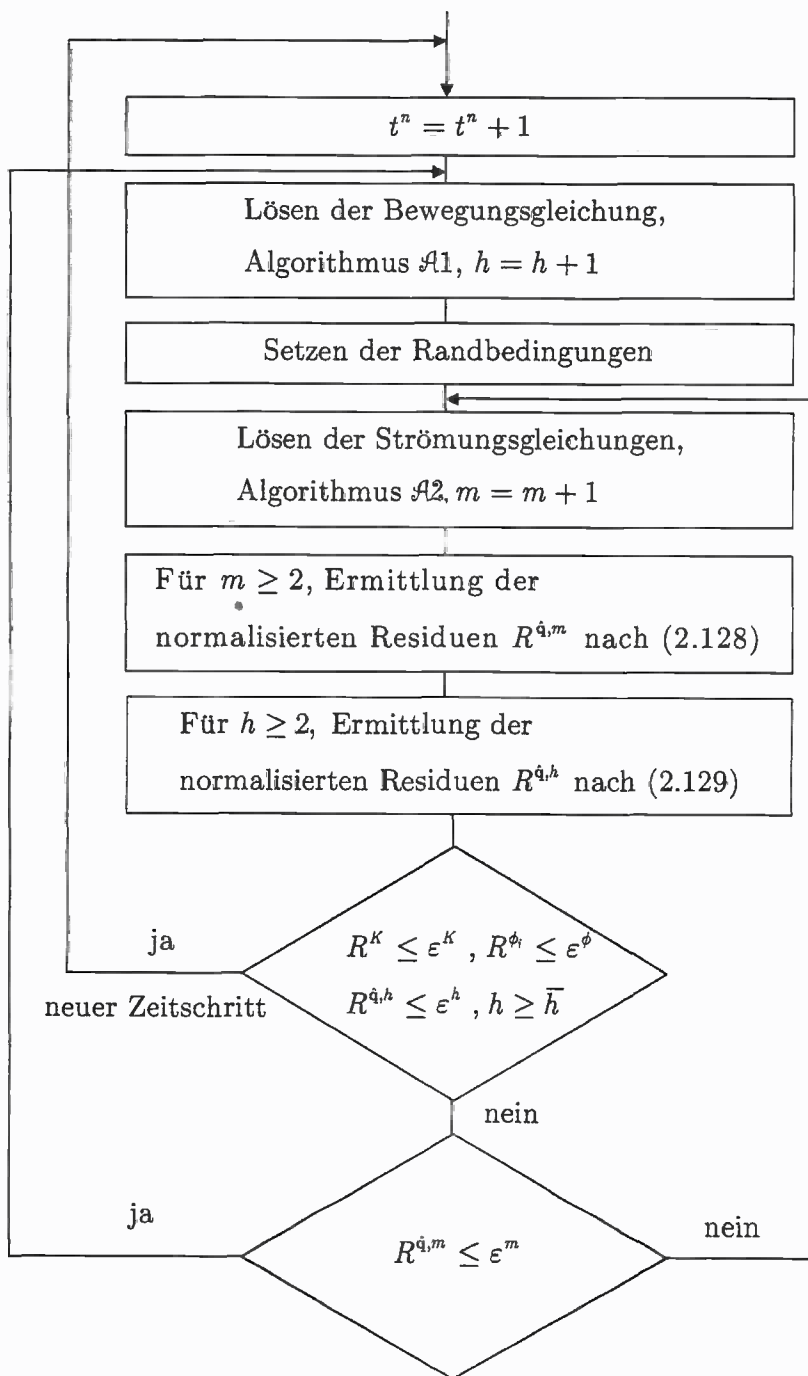


Abbildung 2.7 Algorithmus A3 des Gesamtverfahrens

Tabelle 2 Kriterien für die Residuen des gekoppelten Verfahrens

ϵ^K	ϵ^ϕ	ϵ^m	ϵ^h	\bar{h}
0.0001	0.001	0.1	0.05	6

Kapitel 3

Methode der überlappenden Gitter

3.1 Einleitung

Die Verwendung von Finite-Volumen-Verfahren setzt eine Vernetzung des den Körper umgebenden Fluids voraus. Die Diskretisierung sollte in Körperrnähe und im Bereich der freien Oberfläche möglichst fein sein, um eine gute Qualität der Berechnungsergebnisse zu erzielen (siehe Abschnitt 4.1). In Bereichen, die sich in größerem Abstand von diesen Gebieten befinden, ist dagegen eine gröbere Diskretisierung zu wählen für einen sparsamen Einsatz der Kontrollvolumina.

Verändert der umströmte Körper seine Lage während der Berechnung, muß die Diskretisierung permanent angepaßt werden. Generell sind zwei Ansätze für die Realisierung zu finden. So lassen sich Eingittersysteme und Mehrgittersysteme unterscheiden. Erstere bestehen lediglich aus einer festen Diskretisierung, die im Verlauf der Berechnung als ganzes mit dem Körper mitbewegt wird (siehe beispielsweise *Azcueta* (2002)). Die Bewegung des Gitters erfolgt in der Regel durch die Lageveränderung der Knotenkoordinaten, die Randbedingungen müssen auf die neue Lage der Diskretisierung angepaßt werden. Der Vorteil besteht in einer recht einfachen Technik zur Realisierung der Körperbewegung. Da die Körper- und Gitterbewegung zunächst unbekannt ist, läßt sich a priori kein Bereich der Diskretisierung selektieren, in dem ein Auftreten der freien Oberfläche ausgeschlossen werden kann. Daher muß das gesamte Berechnungsgebiet fein vernetzt werden. Da die räumliche Ausdehnung des Berechnungsgebietes bei Problemen mit ausbreitenden Wellen einen Ein- und Auslaufbereich umfassen muß (siehe Kapitel 4.1), führt die feine Vernetzung des relativ großen Gebietes auf eine erhebliche Anzahl von Kontrollvolumen und damit zu langen Rechenzeiten.

Als Ansatz für ein Mehrgittersystem ist die Methode von *Xing et al.* (2002) zu nennen. Hier wurde eine homogene Diskretisierung des gesamten Berechnungsgebietes in einen starren und einen beweglichen Teil aufgeteilt. Der in größerem Abstand vom Körper befindliche Teil des Gitters ist raumfest angeordnet und der körpernahe Bereich bewegt sich starr mit

dem schwimmenden Körper. Dazwischen befindet sich ein Übergangsbereich, in dem die Diskretisierung nach einem Federmodell verändert wird und den körpernahen und den körperfernen Bereich miteinander verbindet. Dieser Aufbau des Berechnungsgebietes benötigt erheblich weniger Kontrollvolumen und damit weniger Rechenzeit. Die Bewegungsmöglichkeiten sind aber beschränkt, da im Falle von großen Körperbewegungen die Kontrollvolumen im Übergangsbereich sehr stark verzerrt werden und schlechtere Strömungslösungen liefern. Nachteilig ist auch, daß die Implementierung der Gitterveränderung sehr aufwendig ist und sich nur teilweise automatisieren läßt.

Eine weitere Methode für die Kopplung zweier Teilgitter wurde von *Hadzić et al.* (2002) angewandt, indem der körperfeste Teil Gitter eines zweidimensionalen Quaders mit kreisrunder Außenberandung vernetzt wurde. Die Kopplung des bewegten Teilgitters mit dem raumfesten Teilgitter wurde durch sogenannte *sliding-interfaces* (Ränder können aneinander gleiten) realisiert. Dieser Ansatz scheint allerdings nicht vielversprechend für die Berechnung von Schiffsbewegungen, da das dreidimensionale Schiff mit einem sehr großen kugelförmigen Gitter vernetzt werden müßte, um alle Rotationsbewegungen zu ermöglichen.

In dieser Arbeit wurde ein weiterer Ansatz eines Mehrgittersystems untersucht, bei dem zwei vollständig getrennte Berechnungsgebiete zum Teil überlappen. Die Strömungslösung wurde auf beiden Teilgebieten getrennt berechnet, wobei die Kopplung der beiden Gebiete über die Randbedingungen erfolgte. Die erwarteten Vorteile dieser Methode sind die Ausnutzung der oben genannten Diskretisierungsprinzipien und damit kleinere Rechenzeiten gegenüber dem Eingittersystem, sowie die vollkommene Bewegungsfreiheit des Körpers. Ein weiterer Vorteil war die anwenderfreundliche Implementierung, da die einmal erzeugten und qualitativ hochwertigen Diskretisierungen im Verlauf der Berechnung nicht verändert werden müssen (siehe Kapitel 5). Die erwarteten Nachteile sind dagegen ein numerischer Fehler in Form von leicht unterschiedlichen Strömungslösungen im überlappenden Bereich sowie ein etwas höherer Rechenaufwand durch die fortwährende Kopplung der Berechnungsgebiete. Die Realisierung der Methode wird in den folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben, wobei in Abschnitt 3.2 zunächst das prinzipielle Vorgehen skizziert wird.

3.2 Vorgehen

Das Prinzip der überlappenden Gitter ist anhand der Abbildung 3.1 ersichtlich.

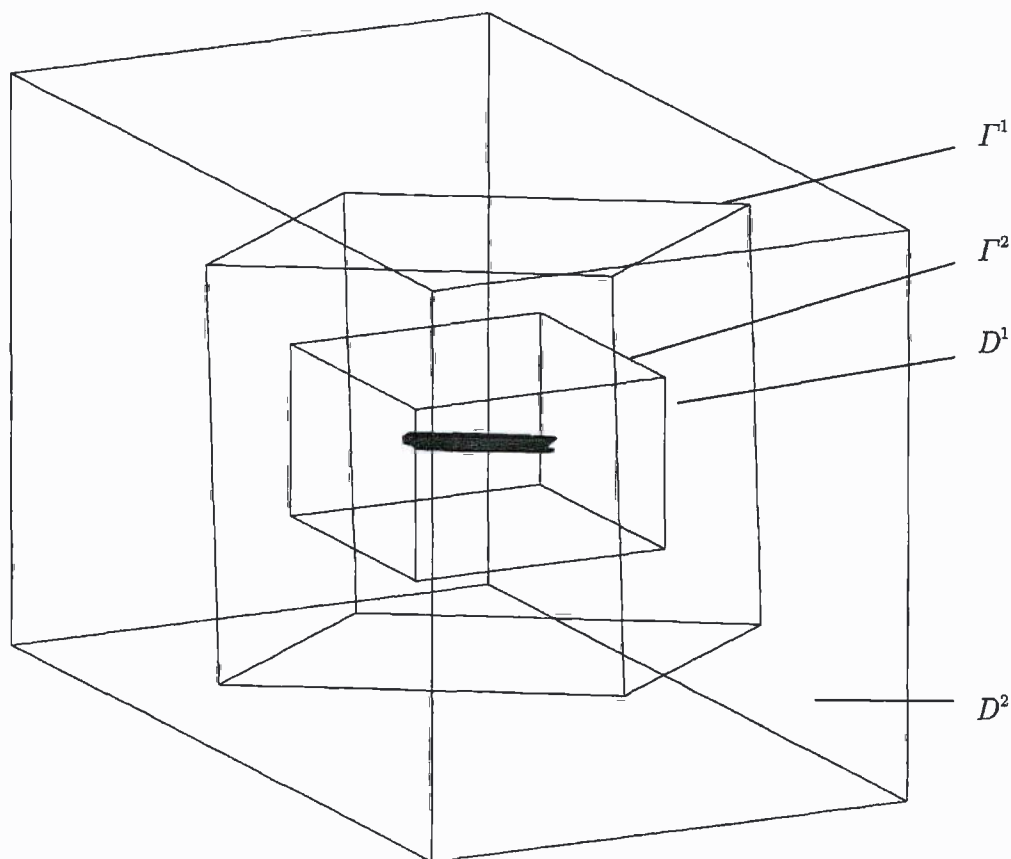


Abbildung 3.1 Anordnung des Zweigittersystems

Die Abbildung 3.1 zeigt die mit finiten Volumen diskretisierte Umgebung eines Körpers. Es wurde ein raumfestes, feststehendes Gitter D^2 sowie ein körperfestes Gitter D^1 verwendet, die in einem Teilbereich überlappen. Die Methode muß eine einheitliche Strömungslösung zu jedem Zeitpunkt der Berechnung auf beiden Gittern innerhalb des zweifach vernetzten Gebietes sicherstellen.

Zu diesem Zweck wurde an den Rändern Γ^1 und Γ^2 jedes Gitters die Lösung aus dem jeweils anderen Rechenggebiet nach einem bestimmten Schema interpoliert. Hierzu müssen zunächst die passenden Zellen zu jedem Randelementmittelpunkt x_b von Γ^1 und Γ^2 aus dem jeweils anderen Berechnungsgebiet zugeordnet werden. Für jeden Randelementmittelpunkt x_b im überlappenden Raum existieren 8 KV in der unmittelbaren Umgebung, aus deren Strömungslösung im KV-Mittelpunkt die Lösung im Randelementmittelpunkt interpoliert werden kann. Abbildung 3.2 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

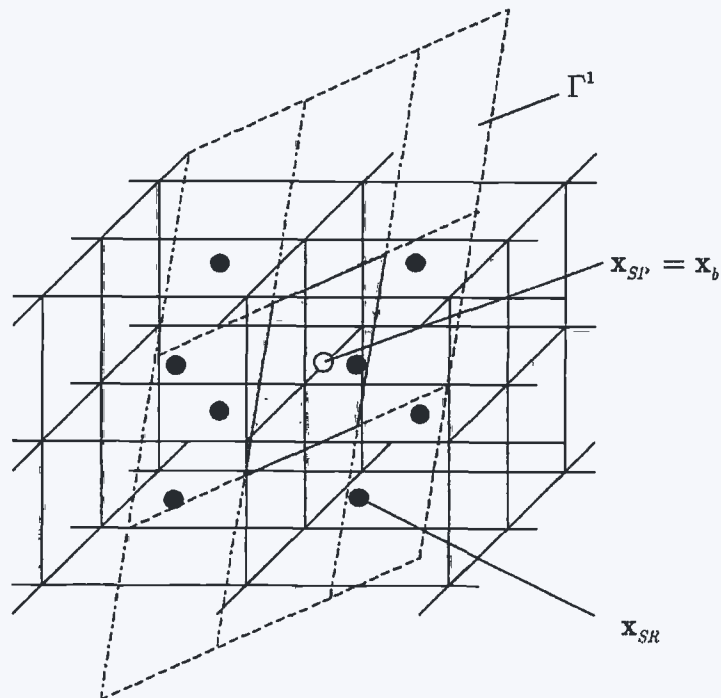


Abbildung 3.2 Randelementmittelpunkte und zugehörige KV

Eine effiziente Zellsuche ist sehr wichtig, da diese in der Berechnung für sehr viele Randelemente vor jeder Iteration durchgeführt wird und damit einen erheblichen zusätzlichen Berechnungsaufwand darstellt. Der in diesem Verfahren implementierte Algorithmus wird in Abschnitt 3.3 erläutert. Auf die Interpolationstechniken für die Strömungsvariablen aus den gefundenen KV wird dann in den nachfolgenden Abschnitten 3.4 und 3.5 eingegangen. Abschließend wird in Abschnitt 3.6 die eingesetzte Korrektur der Massenflüsse behandelt, die den Interpolationsfehler für die Einhaltung der Massenerhaltungsgleichung berücksichtigt.

3.3 Zellsuche

Für die folgende Erläuterung des Verfahrens wird der Randelementmittelpunkt x_b , für den die korrespondierenden KV-Mittelpunkte entsprechend Abbildung 3.2 gesucht werden, als Suchpunkt x_{SP} benannt. Die Menge aller KV-Mittelpunkte x_{SR} , innerhalb derer die Suche stattfindet, wird als Suchraum \mathcal{S} bezeichnet. Der hochgestellte Index i verdeutlicht in diesem Zusammenhang die Zugehörigkeit der Variablen zum Suchproblem des Berechnungsgebietes D^i .

Ohne Strukturierung des Suchproblems besteht der Suchraum \mathcal{S}^1 und \mathcal{S}^2 für jede Suchpunkt x_{SP}^1 und x_{SP}^2 aus allen KV-Mittelpunkten des jeweils anderen

Berechnungsgebietes. Der Zeitaufwand für die Suche liegt in diesem Fall in der Größenordnung der eigentlichen Berechnung. Dieser zusätzliche Rechenaufwand ist inakzeptabel und daher wurde das Suchproblem hierarchisch aufgebaut.

3.3.1 Eingrenzung des Suchraumes

Im ersten Schritt wird zu Beginn der Berechnung der eingeschränkte Suchraum $\mathfrak{S}^{1'} \subset \mathfrak{S}^1$ und $\mathfrak{S}^{2'} \subset \mathfrak{S}^2$ gebildet, indem die KV-Mittelpunkte aus dem Suchraum \mathfrak{S}^1 ausgegrenzt wurden, für die ausgeschlossen werden kann, daß sie im Laufe der Berechnung innerhalb des Suchgebietes liegen. Das betrifft beispielsweise die KV-Mittelpunkte des Rechengebietes D^2 , die sich sehr weit weg vom Körper befinden (siehe Abbildung 3.3). Die Berandung des körperfesten Gitters Γ^1 bzw. die Aussparung des raumfesten Gitters Γ^2 bilden jeweils 6 ebene Flächen, auf denen sich alle Suchpunkte x_{SP}^1 bzw. x_{SP}^2 befinden. Für jede dieser Flächen wird zu Beginn der Berechnung ein scheibenförmiger Suchraum $\mathfrak{S}_{j=1,6}^{1''} \subset \mathfrak{S}^{1'}$ und $\mathfrak{S}_{j=1,6}^{2''} \subset \mathfrak{S}^{2'}$ von KV-Mittelpunkten aus dem verbleibenden Suchraum ausgewählt und gespeichert. Abbildung 3.3 verdeutlicht dieses Vorgehen für eine Begrenzungsfläche $\Gamma_{j=1}^1$ des körperfesten Gitters.

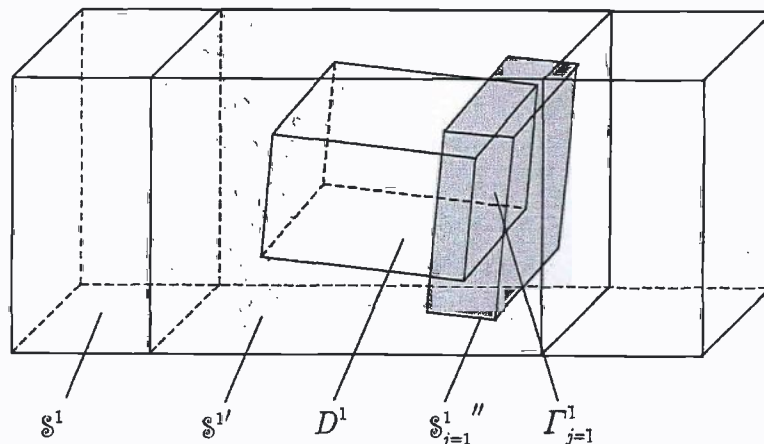


Abbildung 3.3 Eingrenzung des Suchraumes

Der verbleibende Suchraum $\mathfrak{S}_{j=1,6}^{i=1,2''}$ besitzt typischerweise weniger als 10 % der Anzahl der KV des gesamten Suchraumes.

3.3.2 Ordnung der Suchpunkte und des Suchraumes

Die Koordinaten x_{SP}^i der Regionselemente (Menge aller Suchpunkte) jeder Begrenzungsfläche werden nun geordnet. Die Raumrichtung r mit der größten Ausdehnung der Begrenzungsfläche $\Gamma_{j=1,6}^{i=1,2}$ bildet dabei das primäre Ordnungskriterium. In

Abbildung 3.3 besitzt die gezeigte Begrenzungsfläche $I_{j=1}^{i=1}$ beispielsweise ihre größte Ausdehnung in x_3 -Richtung. Der Vergleich erfolgt im Koordinatensystem des Suchraums, d.h. für die bewegten Begrenzungsflächen $I_{j=1,6}^{i=1}$ im raumfesten Koordinatensystem 2 und für die raumfesten Begrenzungsflächen $I_{j=1,6}^{i=2}$ im bewegten Koordinatensystem 1. Bei Gleichheit der Koordinaten zweier Regionselemente in dieser Raumrichtung stellt die Raumrichtung mit der zweitgrößten Ausdehnung der Fläche (in Abbildung 3 die x_2 -Koordinate) das sekundäre Ordnungskriterium dar. Für den Fall der Gleichheit der ersten beiden Ordnungskriterien entscheidet ein drittes Kriterium (in Abbildung 3.3 die x_1 -Koordinate) über die Ordnung. Da der Körper ständig seine Lage ändert, muß die Ordnung in jedem Zeitschritt erneuert werden.

Mit den Suchraumpunkten x_{SR}^i des zugehörigen Suchraums $\mathcal{S}_{j=1,6}^{i=1,2}$ jeder Begrenzungsfläche wird ebenso verfahren, wobei das gleiche Koordinatensystem wie für die Ordnung der Suchpunkte verwendet wird. Zusätzlich wurde für den Suchraum der größte Abstand zweier benachbarter KV-Mittelpunkte $\Delta x_{r,SR_{\max}}^i$ in alle drei Raumrichtungen festgestellt.

3.3.3 Suchalgorithmus

Der Übersichtlichkeit halber wird im folgenden der Index i und j weggelassen und nur ein Regionselement betrachtet. Die Suche der KV aus dem Suchraum erfolgt durch Vergleichen der Koordinaten des k -ten Suchpunktes x_{SP}^k und des Suchraumpunktes x_{SR}^l mit aufsteigendem Index l . Hierzu wird ein lokales Koordinatensystem mit Ursprung im Punkt x_{SP}^k gelegt und die Suchraumpunkte $x_{SR}^{l,m=1,8}$ ermittelt, der im Quadrant m den kleinsten Abstand $\|x_{SR}^{l,m=1,8} - x_{SP}^k\|$ zum Suchpunkt x_{SP}^k aufweisen (vgl. Abbildung 3.2). Durch die geometrische Ordnung des Suchraumes müssen nur wenige KV-Mittelpunkte durchlaufen und koordinatenweise verglichen werden, die Suche kann bereits mit dem Erfüllen einer geometrischen Bedingung abgebrochen werden, ohne daß alle im Suchraum vorhandenen KV verglichen werden müssen.

Durch die gleichförmige Ordnung der Suchpunkte und des zugehörigen Suchraumes braucht nach der erfolgreichen Suche der 8 zugehörigen KV für den nächsten Suchpunkt x_{SP}^{k+1} nur einige Schritte im Speicherindex l tiefergegangen zu werden bis Gleichung (3.1) erfüllt ist.

$$x_{r,SP}^{k+1} - x_{r,SR}^l \geq \Delta x_{r,SR_{\max}} \quad (3.1)$$

r - primäre Ordnungsrichtung

$\Delta x_{r,SR_{\max}}$ - Koordinate r der maximalen Gitterweite

$x_{r,SP}^{k+1}$ - Koordinate r des Suchpunktes k

$x_{r,SR}^i$ - Koordinate r des Suchraumpunktes i

Dieses Vorgehen hat sich in Zusammenhang mit der genauen Kenntnis der Gitterweiten $\Delta x_{SR,max}$ als effizient herausgestellt.

3.3.4 Aktualisierung des Suchraumes

Während der Bewegung des körperfesten Gitters kann sich die Position des Regionselementes aus dem Suchraum hinaus bewegen (vergleiche Abbildung 3.3). Bei diesem Vorgang ist zuerst einer oder mehrere der 4 Eckpunkte der Begrenzungsflächen betroffen. Der Suchraum jeder Begrenzungsfläche wurde daher zu Beginn jedes Zeitschrittes kontrolliert, ob für die aktuelle und die für den nächsten Zeitschritt prognostizierte Position der 4 Eckpunkte noch die korrespondierenden 8 KV gefunden werden können. Fällt diese Prüfung negativ aus, wird ein neuer, scheibenförmiger Suchraum generiert. Die Dicke der Scheibe wurde abhängig von der maximalen Gitterweite $\Delta x_{SR,max}^i$ in Richtung der Normalen $\mathbf{n}_{\Gamma_j^i}$ der Berandungsfläche $\Gamma_{j=1,6}^{i=1,2}$ bestimmt.

3.4 Interpolation der Strömungslösung

Nach der erfolgreichen Suche der 8 korrespondierenden KV für ein Regionselement k aus dem jeweils anderen Gitter, wurden die strömungsrelevanten Größen aus den KV-Mittelpunkten mit den Koordinaten $\mathbf{x}_{SR}^{m=1,8}$ für das Regionselement linear interpoliert. Abbildung 3.4 verdeutlicht die Konstellation nach Abschluß der Zellsuche.

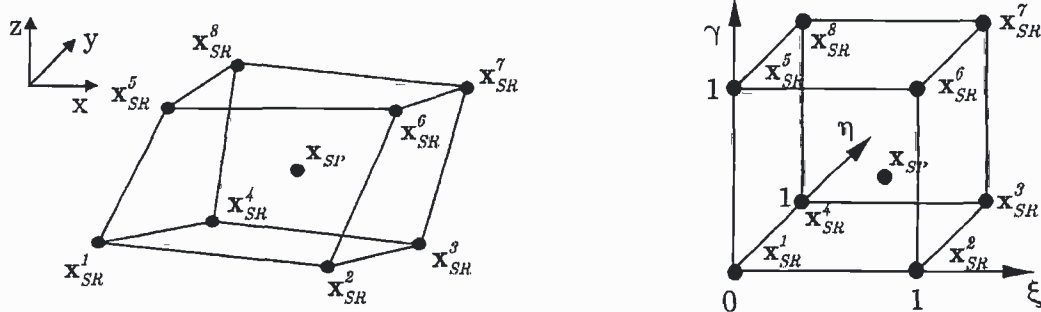


Abbildung 3.4 Konstellation der Suchraumpunkte und Transformation ins (ξ, η, γ) -Koordinatensystem

Die Mittelpunkte der 8 Nachbar-KV bilden im allgemeinen Fall ein unregelmäßiges Achteck. Dieses Achteck wurde nun auf einen Einheitswürfel im (ξ, η, γ) -Koordinatensystem transformiert. Gleichung (3.2) liefert mit den 8 Ansatzfunktionen h_1, h_2, \dots, h_8 und

Gleichung (3.3) die Rücktransformation in das ursprüngliche Koordinatensystem bei Verwendung der 8 Eckpunkte aus dem (ξ, η, γ) -Koordinatensystem (siehe Abbildung 3.4).

$$\begin{aligned}
 h_1 &= (1 - \xi)(1 - \eta)(1 - \gamma) \\
 h_2 &= \xi(1 - \eta)(1 - \gamma) \\
 h_3 &= \xi\eta(1 - \gamma) \\
 h_4 &= (1 - \xi)\eta(1 - \gamma) \\
 h_5 &= (1 - \xi)(1 - \eta)\gamma \\
 h_6 &= \xi(1 - \eta)\gamma \\
 h_7 &= \xi\eta\gamma \\
 h_8 &= (1 - \xi)\eta\gamma
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

$$\mathbf{x}_{SP} = \sum_{m=1}^8 h_m \mathbf{x}_{SR}^m \tag{3.3}$$

Gesucht sind die Koordinaten $(\xi^*, \eta^*, \gamma^*)$ der Regionselementkoordinaten \mathbf{x}_{SP} im (ξ, η, γ) -Koordinatensystem, für die die Gleichungen (3.2) und (3.3) erfüllt werden. Sind diese bekannt, läßt sich die lineare Interpolation der Daten in den KV-Mittelpunkten mit $\mathbf{x}_{SR}^{m=1..8}$ analog zu Gleichung (3.3) und durch Einsetzen der Werte für $(\xi^*, \eta^*, \gamma^*)$ in h_1, h_2, \dots, h_8 vornehmen:

$$\phi_{SP} = \sum_{m=1}^8 h_m \phi_{SR}^m \tag{3.4}$$

Da die inverse Transformation zu (3.2) und (3.3) des Punktes \mathbf{x}_{SP} in das (ξ, η, γ) -Koordinatensystem für den dreidimensionalen Fall nicht so ohne weiteres analytisch möglich ist, wurde hier ein gedämpftes Newton-Verfahren integriert. Die Zusammenfassung der Gleichungen (3.2) und (3.3) ergibt das nichtlineare Gleichungssystem:

$$\mathbf{f} \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \gamma \end{pmatrix} = \mathbf{x}_{SP} - \mathbf{M} \cdot \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \gamma \end{pmatrix} - \mathbf{x}_{SR}^1 = 0 \tag{3.5}$$

mit

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} a_1 + b_1\eta + c_1\gamma + d_1\eta\gamma & e_1 + f_1\gamma & g_1 \\ a_2 + b_2\eta + c_2\gamma + d_2\eta\gamma & e_2 + f_2\gamma & g_2 \\ a_3 + b_3\eta + c_3\gamma + d_3\eta\gamma & e_3 + f_3\gamma & g_3 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

und der gesuchten Lösung $(\zeta^*, \eta^*, \gamma^*) = ([0,1], [0,1], [0,1])$. Die Konstanten $a_i, b_i, c_i, d_i, e_i, f_i, g_i$ ergeben sich aus dem Zusammenfassen der Gleichungen und enthalten Geometriedaten der Eckpunkte $\mathbf{x}_{SR}^1, \mathbf{x}_{SR}^2, \dots, \mathbf{x}_{SR}^8$. Das numerische Verfahren (3.7) liefert ein Ergebnis des nichtlinearen Gleichungssystems mit einer vorgegebenen Genauigkeit, die frei gewählt werden kann:

$$\mathbf{J} \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \gamma \end{pmatrix}^k \cdot \begin{pmatrix} \Delta\xi \\ \Delta\eta \\ \Delta\gamma \end{pmatrix}^k = -\mathbf{f} \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \gamma \end{pmatrix}^k, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (3.7)$$

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \gamma \end{pmatrix}^{k+1} = \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \gamma \end{pmatrix}^k + \beta \begin{pmatrix} \Delta\xi \\ \Delta\eta \\ \Delta\gamma \end{pmatrix}^k$$

$\mathbf{J}(\mathbf{f})$ bezeichnet die Jacobi-Matrix der vektorwertigen Funktion \mathbf{f} aus Gleichung (3.5) mit:

$$\mathbf{J}(\mathbf{f}) = - \begin{pmatrix} a_1 + b_1\eta + c_1\gamma + d_1\eta\gamma & e_1 + f_1\gamma + b_1\xi + d_1\xi\gamma & g_1 + c_1\xi + f_1\eta + d_1\xi\eta \\ a_2 + b_2\eta + c_2\gamma + d_2\eta\gamma & e_2 + f_2\gamma + b_2\xi + d_2\xi\gamma & g_2 + c_2\xi + f_2\eta + d_2\xi\eta \\ a_3 + b_3\eta + c_3\gamma + d_3\eta\gamma & e_3 + f_3\gamma + b_3\xi + d_3\xi\gamma & g_3 + c_3\xi + f_3\eta + d_3\xi\eta \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

In jeder Iteration ist ein lineares Gleichungssystem zur Ermittlung der Newton-Korrektur $(\Delta\xi \ \Delta\eta \ \Delta\gamma)^T$ zu lösen. Als Startlösung wurde hier in jedem Fall $(\xi \ \eta \ \gamma)^T = (0.5 \ 0.5 \ 0.5)^T$ vorgegeben. Der Dämpfungsparameter β muß um so kleiner gewählt werden, je unregelmäßiger das Achteck ist. In der Nähe der exakten Lösung $(\xi^*, \eta^*, \gamma^*)$ ist dagegen $\beta = 1$ zu verwenden, um quadratische Konvergenz zu erzielen.

3.5 Berücksichtigung der Differenzenschemata

Wie ein Abschnitt 2.2.6 beschrieben, werden innerhalb des Strömungslösers die Werte zweier benachbarter Zellen nicht einfach linear am Rand interpoliert, da sich

Konvergenzprobleme wie unphysikalische Oszillationen einstellen können. Je nach betrachteter Variable werden Kombinationen von Interpolationen unterschiedlicher Ordnungen vorgenommen (vergleiche Kapitel 2). Dieses Vorgehen muß auch bei der Interpolation der Strömungswerte an den Rändern der überlappenden Gitter berücksichtigt werden, da sich sonst keine einheitliche Lösung auf beiden Berechnungsgebieten einstellt. Besonders groß haben sich die Fehler bei der Modellierung der VOF-Gleichung gezeigt, wenn das verwendete HRIC-Differenzenschema nicht beachtet wurde.

3.5.1.1 Konvektive Flüsse

Die konvektiven Differenzenschemata lassen sich sehr gut anhand des normalisierten Variablendiagramms analysieren, wie es unter Abschnitt 2.2.6 beschrieben wurde. Für die Abbildung der Methode müssen entsprechend Abbildung (2.4) die Variablenwerte ϕ in drei benachbarten Zellen und die Strömungsgeschwindigkeit normal zur verbindenden Zellwand bekannt sein. Da Gleichung (3.4) aus der geometrischen Interpolation lediglich eine Lösung (ϕ_{CDS}) liefert, wurde im folgenden ein 3-Zellen-Modell entsprechend Abbildung 3.5 gebildet.

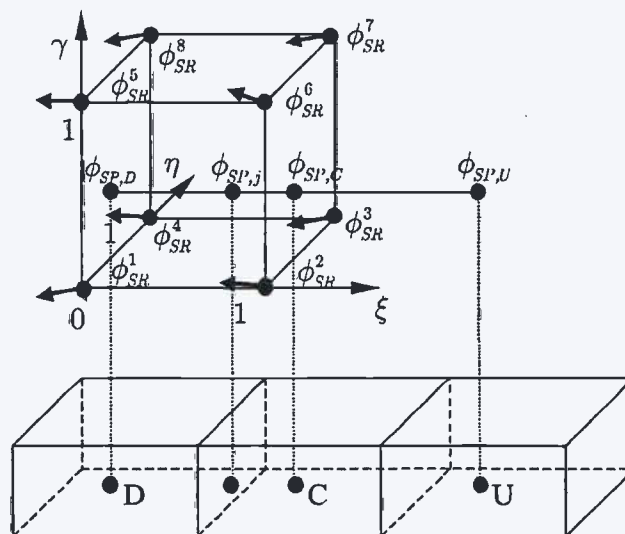


Abbildung 3.5 Modellierung der Differenzenschemata im (ξ, η, γ) -Koordinatensystem

Zunächst wurden die 8 zum Suchpunkt korrespondierenden KV mittels Gleichung (3.9) in stromaufwärts- und stromabwärtsliegende KV bezogen auf den Suchpunkt \mathbf{x}_{SP} , unterteilt:

$$\delta_m = \begin{cases} 1, & \text{wenn } (\mathbf{x}_{SR}^m - \mathbf{x}_{SP}) \mathbf{n}_{SP} \cdot (\mathbf{u}_{SR}^m \mathbf{n}_{SP}) \leq 0 \\ 0, & \text{wenn } (\mathbf{x}_{SR}^m - \mathbf{x}_{SP}) \mathbf{n}_{SP} \cdot (\mathbf{u}_{SR}^m \mathbf{n}_{SP}) > 0 \end{cases} \quad (3.9)$$

\mathbf{n}_{SP} bezeichnet den Normalenvektor des Regionselementes mit dem Mittelpunkt \mathbf{x}_{SP} (vgl. Abbildung 3.2) und \mathbf{u}_{SR}^m sind die Geschwindigkeiten in den 8 KV. Mit dieser Einteilung können mit Gleichung (3.10) zwei weitere Lösungen für $\phi_{SP,C}$ und $\phi_{SP,D}$ und die zugehörigen Koordinaten gewonnen werden.

$$\phi_{SP,C} = \frac{\sum_{m=1}^8 \delta_m h_m \phi_{SR}^m}{\sum_{m=1}^8 (\delta_m h_m)}, \quad \phi_{SP,D} = \frac{\sum_{m=1}^8 (1 - \delta_m) h_m \phi_{SR}^m}{\sum_{m=1}^8 (1 - \delta_m h_m)} \quad (3.10)$$

$$\mathbf{x}_{SP,C} = \frac{\sum_{m=1}^8 \delta_m h_m \mathbf{x}_{SR}^m}{\sum_{m=1}^8 (\delta_m h_m)}, \quad \mathbf{x}_{SP,D} = \frac{\sum_{m=1}^8 (1 - \delta_m) h_m \mathbf{x}_{SR}^m}{\sum_{m=1}^8 (1 - \delta_m h_m)} \quad (3.11)$$

Im Standardfall von 4 stromaufwärts- und 4 stromabwärtsliegenden Zellen befinden sich die so konstruierten Zusatzzellen C und D in der jeweiligen Ebene (siehe Abbildung 3.5). Für die Anwendung des normalisierten Variablendiagramms fehlt nun noch eine weitere Modellzelle U. Die Approximation dieses Wertes läßt sich mittels des analog zu (3.10) interpolierten Gradienten $\mathbf{grad} \phi_{SP,C}$ vornehmen:

$$\mathbf{grad} \phi_{SP,C} = \frac{\sum_{m=1}^8 \delta_m h_m \mathbf{grad} \phi_{SR}^m}{\sum_{m=1}^8 (\delta_m h_m)} \quad (3.12)$$

$$\phi_{SP,U} = \phi_{SP,D} - 2 \mathbf{grad} \phi_{SP,C} (\mathbf{x}_{SP,D} - \mathbf{x}_{SP,C}) \quad (3.13)$$

Mit der normalisierten Variable α_C werden die Diskretisierungsschemata für die verschiedenen Variablen nach Abschnitt 2.2.6 angewandt:

$$\alpha_C = \frac{\phi_{SP,C} - \phi_{SP,U}}{\phi_{SP,D} - \phi_{SP,U}} \quad (3.14)$$

$$\alpha_j = f(\alpha_C)$$

Besonderheiten ergeben sich bei der Verwendung orts- und variablenabhängiger Diskretisierungsschemata. Wie in Abschnitt 2.2.6.5 beschrieben, werden aus Stabilitätsgründen die Geschwindigkeitsapproximationen an den Zellwänden mit verschiedenen Schemen abhängig vom VOF-Gehalt der Zelle gemischt. Um dieses numerische Vorgehen an den Grenzen der überlappenden Gitter abzubilden, ist ein adäquater VOF-Wert zu bestimmen. Mit Gleichung (3.15) wird dazu eine weitere Lösung für den blending-Faktor berechnet:

$$\lambda_{SP,j} = \sum_{m=1}^8 h_m \lambda_{SR}^m \quad (3.15)$$

Der Faktor α_j ergibt sich für diesen Fall aus:

$$\alpha_j = \lambda_{SP,j} \cdot \frac{0.5(\alpha_C + 1)}{CDS} + (1 - \lambda_{SP,j}) \frac{\alpha_C}{UDS} \quad (3.16)$$

$$\alpha_j = \alpha_C - 0.5\alpha_C\lambda_{SP,j} + 0.5\lambda_{SP,j}$$

Für die Abbildung des HRIC-Schemas sind entsprechend Kapitel 2 zwei weitere Approximationen für die Korrekturen notwendig. Die erste Korrektur wird in Abhängigkeit der lokalen Courant-Zahl durchgeführt. Als Approximation für Gleichung (2.98) wurde folgender Ausdruck verwendet:

$$Cu = \frac{\mathbf{u}_j \cdot \mathbf{n}_j \cdot S_j}{V_C} dt \approx \frac{\mathbf{u}_{SP,j}(\mathbf{x}_{SP,D} - \mathbf{x}_{SP,C})}{\|(\mathbf{x}_{SP,D} - \mathbf{x}_{SP,C})\|^2} dt \quad (3.17)$$

Die Approximation war notwendig, da die Punkte $\mathbf{x}_{SP,C}$ und $\mathbf{x}_{SP,D}$ nur konstruiert wurden und daher kein Volumen und keine Zelloberfläche besitzen. Die unter (3.17) beschriebene Näherung ist exakt für den Fall kartesischer Gitter. Die Korrektur des Wertes α_j wurde nach Gleichung (2.99) vorgenommen.

Die zweite Korrektur des Wertes α_j wird wie bereits in Kapitel 2 erwähnt in Abhängigkeit der lokalen Form der freien Oberfläche nach Gleichung (2.100) durchgeführt. Der Winkel zwischen freier Oberfläche und Zellseitennormale wurde folgendermaßen approximiert:

$$\cos \theta_j = \frac{\nabla c_j \cdot \mathbf{n}_j}{\|\nabla c_j\|} \approx \frac{\nabla c_j \cdot (\mathbf{x}_{SP,D} - \mathbf{x}_{SP,C})}{\|\nabla c_j\| \|(\mathbf{x}_{SP,D} - \mathbf{x}_{SP,C})\|} \quad (3.18)$$

mit :

$$(\nabla c)_{SP,j} = \sum_{m=1}^8 h_m (\nabla c)_{SR}^m \quad (3.19)$$

Wie bei der ersten Korrektur ist die Näherung aus (3.18) wiederum exakt für orthogonale Gitter. Bei der Gittergenerierung wurde daher für die hier gezeigten Berechnungen darauf geachtet, daß die Diskretisierung im überlappenden Bereich in der Nähe der freien Oberfläche möglichst orthogonal ist.

3.5.1.2 Diffusive Flüsse

Die diffusiven Flüsse konnten leider nicht an den Rändern interpoliert werden, da es im Programm Comet nicht vorgesehen ist, die Gradienten (vgl. Gleichung 2.106) über das user coding vorzugeben. Die Methode berechnet diese Werte folglich aus den vorgegebenen, konvektiven Werten für ϕ am Rand.

3.6 Korrektur der konvektiven Massenflüsse

Die Massenflüsse an den Rändern Γ^1 und Γ^2 der überlappenden Gitter wurden wie unter Abschnitt 3.4 und 3.5 erläutert aus dem jeweils anderen Berechnungsgebiet interpoliert. Die Konservativität des Verfahrens wird durch den Interpolationsfehler im allgemeinen verletzt. Das bedeutet, daß die Massenerhaltungsgleichung (2.70), die auf jedem beliebigen geschlossenen Rand im Fluidgebiet Gültigkeit besitzt, für endliche Gitterweiten nicht erfüllt wird. Daher wird jeweils eine Korrektur \mathbf{u}^* für die beiden geschlossenen Volumenränder Γ^1 und Γ^2 eingeführt, mit der die interpolierten konvektiven Flüsse so modifiziert werden, daß die Konservativität der berechneten Strömungslösung gewährleistet wird. Die Korrektur für einen geschlossenen Rand kann mit Berücksichtigung der inkompressiblen Strömung folgendermaßen ermittelt werden:

$$\delta_j = \begin{cases} 0, & \text{wenn } (\mathbf{u}_j \cdot \mathbf{n}_j) \leq 0 \\ 1, & \text{wenn } (\mathbf{u}_j \cdot \mathbf{n}_j) > 0 \end{cases} \quad (3.20)$$

$$Q^+ = \sum_{\Gamma} \delta_j \mathbf{u}_j \cdot \mathbf{n}_j S_j, \quad Q^- = \sum_{\Gamma} (1 - \delta_j) \mathbf{u}_j \cdot \mathbf{n}_j S_j \quad (3.21)$$

$$\mathbf{u}^* = \frac{Q^+ + Q^-}{|Q^+| + |Q^-|} (\mathbf{u}_j \cdot \mathbf{n}_j) \mathbf{n}_j \quad (3.22)$$

$$\bar{\mathbf{u}}_j = \begin{cases} \mathbf{u}_j + \mathbf{u}^*, & \text{für } \delta_j = 0 \\ \mathbf{u}_j - \mathbf{u}^*, & \text{für } \delta_j = 1 \end{cases} \quad (3.23)$$

Wie bereits erwähnt, wurde dieses Verfahren auf beide geschlossenen Ränder Γ^1 und Γ^2 separat angewendet. Im iterativen Prozeß der Strömungsberechnung und der damit einhergehenden Verbesserung der Strömungslösung verringert sich die Korrektur \mathbf{u}^* .

3.7 Parallelisierung der Methode

Die in den folgenden Kapiteln gezeigten Simulationen benötigen sehr viele Kontrollvolumen zum Erzielen von genauen Berechnungsergebnissen. Da die Rechenzeiten sehr groß werden können, wurde die vorgestellte Methode der überlappenden Gitter räumlich parallelisiert, um die Berechnungen auf mehreren Prozessoren gleichzeitig durchführen zu können und damit Rechenzeit zu sparen. Eines der Hauptprobleme bei der Interpolation besteht darin, daß dem zum Suchpunkt zugehörigen Prozessor die Strömungslösung aus den Suchraumpunkten im allgemeinen nicht bekannt ist (vgl. Abschnitt 3.4), da diese KV anderen Prozessoren zugeordnet sein können. Die Feldvariablen in den einzelnen Suchräumen $\mathcal{S}_{j=1,6}^{i=1,2''}$ müssen also vor jeder Iteration allen Prozessoren bekannt gemacht werden. Diese Kommunikation zwischen den Prozessoren benötigt ebenfalls Rechenzeit und daher ist eine Minimierung der Suchräume von großer Bedeutung (vgl. Abschnitt 3.3.1).

Eine weitere Optimierung für den parallelen Berechnungsfall betrifft die räumliche Aufteilung des Berechnungsgebietes. Die beste Performance einer parallelen Rechnung wird dann erreicht, wenn alle Teilprozesse synchron arbeiten und Wartezeiten einzelner Prozesse (dead locks) vermieden werden. Folglich muß der Berechnungsaufwand zur Lösung der Strömungsgleichungen wie auch der Interpolationsaufwand für alle Prozessoren gleichverteilt sein. Die folgenden beiden Kriterien müssen bei der Modellerstellung erfüllt werden, um dieses Ziel zu erreichen:

- gleiche Anzahl von KV für alle Teilprozesse
- gleiche Anzahl von Regionselementen (Suchpunkten) der Interpolationsränder Γ^1 und Γ^2 für alle Teilprozesse

Neben den beiden Kriterien ist weiterhin zu beachten, daß die Regionselemente (Suchpunkte) der Interpolationsränder Γ^1 und Γ^2 für jeden Prozeß möglichst

zusammenhängend sein sollten, da in diesem Fall der Suchalgorithmus aus Abschnitt 3.3.3 optimal funktioniert. Da der Kommunikationsaufwand recht hoch ist eignen sich besonders Mehrprozessormaschinen mit einer schnellen Kommunikationsverbindung (Myrinet etc.) für diese Art der Berechnungen.

Kapitel 4

Untersuchungen an einfachen geometrischen Körpern

Im folgenden Kapitel wird die Anwendung der in Kapitel 2 und 3 beschriebenen numerischen Methode für einfache Berechnungsfälle vorgestellt. Dazu wird in Abschnitt 4.1 zunächst der allgemeine Modellaufbau, die Initialisierung und die Vorgabe der Randbedingungen für diese Art der Simulationen beschrieben. Es folgen in Abschnitt 4.2 die Validierung der Methode anhand der Simulation eines Modellversuchs und in Abschnitt 4.3 der Vergleich der Berechnungsergebnisse für lineare Wellen mit einer linearen Panel-Methode. In Abschnitt 4.4 wird schließlich die Möglichkeit der Berechnung von Kentervorgängen anhand eines frei schwimmenden Quaders in schrägen Wellen behandelt.

4.1 Numerischer Tank

4.1.1 Allgemeiner Aufbau

Der grundsätzliche Aufbau des in den folgenden Berechnungen verwendeten numerischen Tanks zeigt Abbildung 4.1.

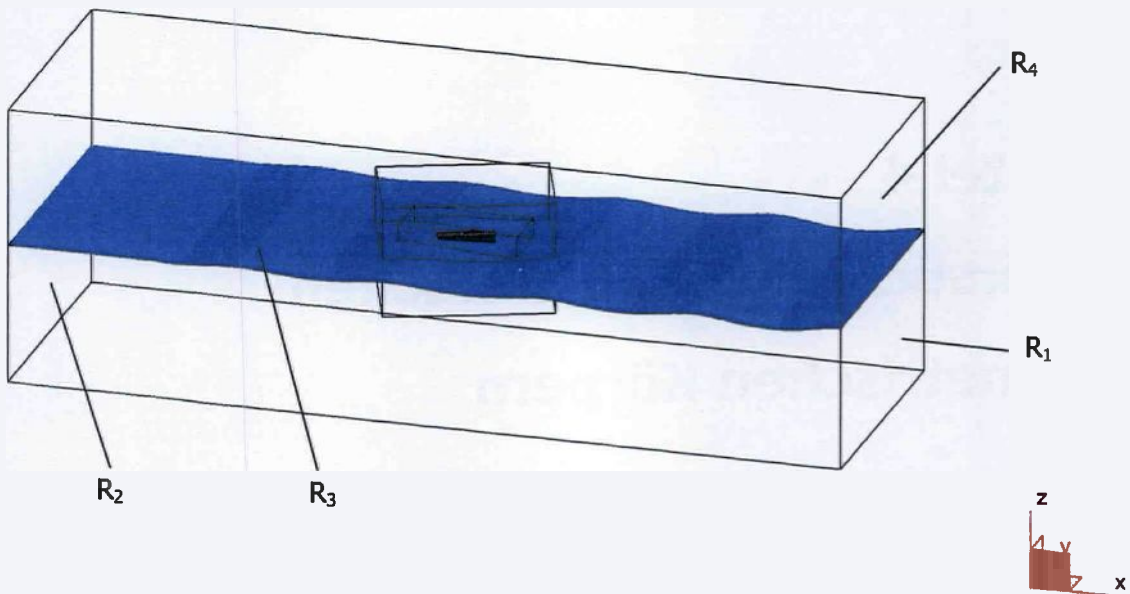


Abbildung 4.1 Aufbau des numerischen Tanks

Das Berechnungsgebiet stellt einen Ausschnitt aus einem unendlichen Fluidvolumen dar und besitzt 6 ebene äußere Ränder.

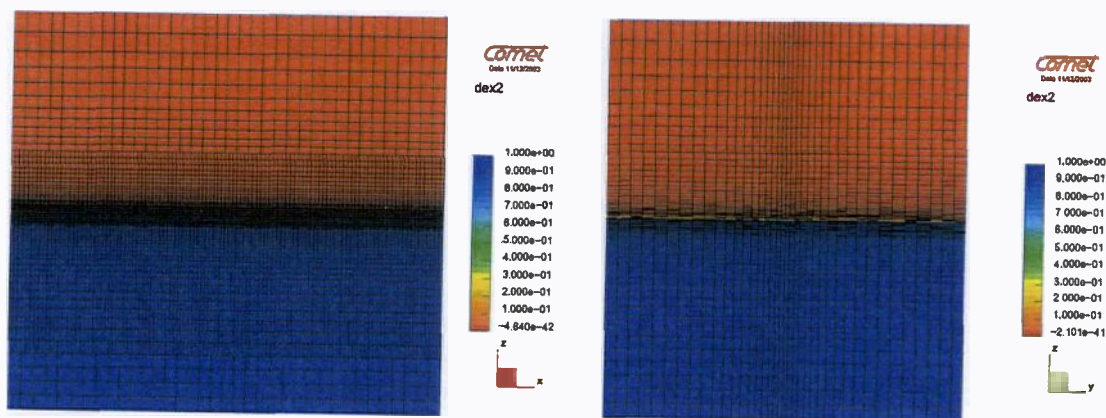
Am rechten Einströmrand R_1 wurde eine benutzerdefinierte Randbedingung definiert, die die Wellen erzeugt. Das Berechnungsgebiet wird am oberen Ende durch eine Druckrandbedingung mit dem Druckniveau 0 Pa und an der Unterseite durch eine Wand begrenzt. Dieser Vorgabe liegt die Annahme zugrunde, daß das Berechnungsgebiet sehr tief gegenüber der Wellenhöhe ist. Die Seitenwände R_3 und R_4 des numerischen Tanks wurden zunächst als Symmetrierandbedingung vorgegeben. Der Abstand zwischen Körper und Seitenwänden sollte nicht zu klein gewählt werden um den Einfluß von reflektierten Wellen auf das Bewegungsverhalten des Körpers zu vermeiden. Am linken Rand R_2 sollte das gestörte Wellensystem das Berechnungsgebiet möglichst reflektionsfrei wieder verlassen. Nach vielen Versuchen wurde hier eine benutzerdefinierte Druckrandbedingung vorgegeben.

Ein wichtiger Aspekt bei der Ausbreitung der Wellen ist die Feinheit der Diskretisierung insbesondere in der Nähe der freien Oberfläche. Eine zu grobe Diskretisierung hat eine starke Dämpfung der Wellenhöhe in Wellenausbreitungsrichtung zur Folge. Nach vielen Versuchen wurden für eine dämpfungsfreie Wellenausbreitung die in Tabelle 4.1 aufgeführten Parameter spezifiziert.

Tabelle 4.1 Diskretisierungsparameter in der Nähe der freien Oberfläche

Wellensteilheit $H/(gT^2)$	0.001 (Airy-Theorie)	0.017
Anzahl der KV in x-Richtung	25 / Wellenlänge	50 / Wellenlänge
Anzahl der KV in z-Richtung	8 / Wellenhöhe	16 / Wellenhöhe

Das raumfeste Berechnungsgebiet D^2 wurde als blockstrukturiertes Gitter diskretisiert mit einem sehr feinen Bereich in der Nähe der freien Oberfläche. Die Feinheit der äußeren Blöcke nimmt in vertikaler Richtung zu den Gebietsgrenzen hin ab, ebenso wie die Feinheit aller Blöcke in y -Richtung zum Seitenrand. Abbildung 4.2 zeigt diese Anordnung.

**Abbildung 4.2** Diskretisierungsaufbau am Rand R_1 , links Seitenansicht, rechts Blick in Längsrichtung

Neben der Feinheit der Diskretisierung hat die Ordnung der Diskretisierungsschemata große Auswirkungen auf die Dämpfung der sich ausbreitenden Wellen (siehe Kapitel 2). Für die Massenerhaltungsgleichung wurde daher stets das CD-Schema (2. Ordnung) verwendet sowie für die Impulserhaltungsgleichung ein Mischungsanteil von 80 % CDS. Höhere Werte für das Mischungsverhältnis sind aus Stabilitätsgründen kaum realisierbar. Da die Strömung in der Luft im allgemeinen nicht von praktischer Bedeutung ist, wurde das Mischungsverhältnis abhängig vom Wassergehalt in jeder Zelle nach folgender Gleichung bestimmt.

$$\lambda = 0.8 \cdot c \quad (4.1)$$

Dadurch konnte das Stabilitätsverhalten der Berechnung deutlich verbessert werden. Ist dagegen auch die Genauigkeit der Luftströmung wichtig wie in Kapitel 6 bei der Berechnung einer frei fahrenden Segelyacht, ist das Schema (4.1) zu modifizieren.

Neben der räumlichen Diskretisierung ist auch die zeitliche Diskretisierung für die dämpfungsfreie Wellenausbreitung von erheblicher Bedeutung. Mit dem impliziten Euler-Schema (1. Ordnung) konnten keine befriedigenden Ergebnisse erzielt werden, es ist daher das Dreizeitebenen-Verfahren (2. Ordnung) zu verwenden, daß leider auch eine geringere numerische Stabilität zur Folge hat. Der Einfluß der Zeitschrittgröße auf die Wellendämpfung ist für Courant-Zahlen $Cu \leq 0.25$ vernachlässigbar.

Am hinteren Rand sind die durch den Körper veränderten Wellen möglichst ohne Rückwirkungen auf das Bewegungsverhalten des Körpers aus dem Gebiet abzutransportieren. Da der genaue Verlauf der Strömung weit hinter dem Körper im allgemeinen nicht von Interesse ist, wurde hier ein numerischer Strand angeordnet. Das bedeutet, daß die Zellen zum Ausströmrand hin in x -Richtung größer werden. Die auftretenden Wellen werden stark gedämpft und können so das Berechnungsgebiet ohne Reflektionen verlassen. Aus Stabilitätsgründen sollte allerdings ein geometrischer Abnahmefaktor von $\frac{\Delta x_{n-1}}{\Delta x_n} = 1.1$ nicht überschritten werden.

4.1.2 Initialisierung

Zum Zeitpunkt $t = 0s$ kann als Initialisierung der Glattwasserzustand sowie der Ruhezustand des Körpers vorgegeben werden. Nachteilig erwies sich aber, daß die erwartete, periodische Welle an der Längenposition des Körpers erst nach einem langen Einschwingvorgang des Fluids festgestellt werden kann. Es wurden deshalb Initialisierungen des dreidimensionalen Berechnungsgebietes mit einer ungestörten, zweidimensionalen Wellenlösung untersucht, um diese Simulationszeit einzusparen.

Die Initialisierung des gesamten Gebietes mit den Werten aus der linearen Wellentheorie sowie aus Wellentheorien höherer Ordnung (siehe Kapitel 4.1.3) war nur für sehr kleine Wellensteilheiten erfolgreich.

Ein anderer Weg wurde beschritten, indem zunächst die Berechnung eines zweidimensionalen Berechnungsgebietes, daß der Diskretisierung am Rand R_4 in Abbildung 4.1 entspricht, durchgeführt wurde. Diese nicht viel Zeit in Anspruch nehmende Simulation liefert eine zweidimensionale Wellenlösung, die die Navier-Stokes-Gleichungen erfüllt. Anschließend wurden die Werte für den Druck, Geschwindigkeit, Turbulenz und VOF-Gehalt auf das dreidimensionale Berechnungsgebiet linear, also mit einer Genauigkeit 2. Ordnung, interpoliert. Diese Prozedur erfolgte unabhängig von der y -Koordinate für den Zeitschritt n , $n-1$ und $n-2$ bei Verwendung des Dreizeitebenen-Schemas. Der enthaltene numerische Fehler in der Strömungslösung infolge des Auftretens ungestörter Wellen in der Nähe des Körpers und des Interpolationsfehlers klingt nach kurzer Zeit ab

und der schwimmende Körper bewegt sich nach einer kurzen Einschwingzeit von 2-3 Wellenperioden in einer welleninduzierten, periodischen Schwingung.

4.1.3 Benutzerdefinierte Randbedingungen

Die Randbedingungen am rechten Rand R_1 wurden für einen festen Punkt in einem ungestörten Wellensystem modelliert. Als Grundlage für die Wellenanregung diente die Wellentheorie nach Airy und Laplace sowie für höhere Wellen die Theorien nach Stokes. Das Geschwindigkeitsfeld eines wirbel- und reibungsfreien Fluids kann entsprechend diesen Theorien mit Hilfe eines Geschwindigkeitspotentials beschrieben werden. Insbesondere die lineare Wellentheorie setzt kleine Amplituden der ebenen Wellenfronten im Verhältnis zur Wellenlänge voraus. Abbildung 4.3 zeigt, wie sich die Partikel nach der linearen Theorie in einer sich nach links ausbreitenden Welle auf kreisförmigen Orbitalbahnen bewegen.

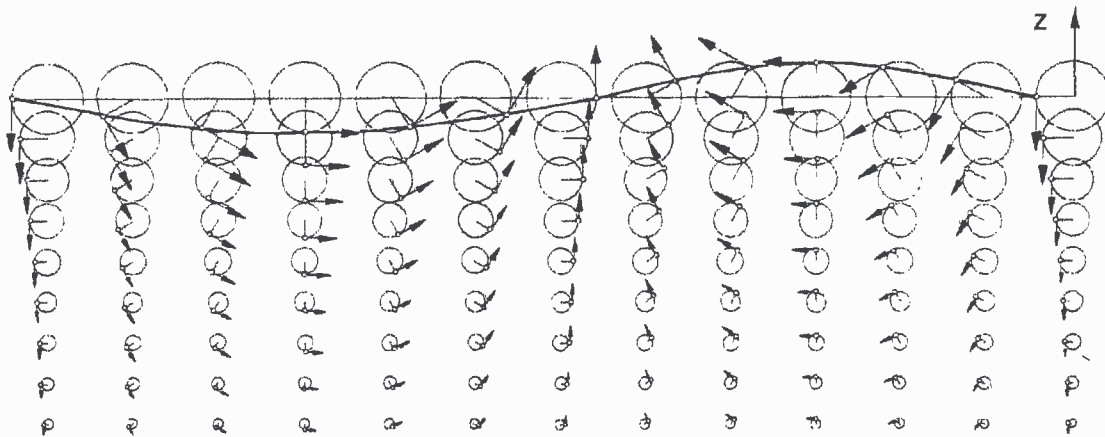


Abbildung 4.3 Orbitalbahnen und Partikelgeschwindigkeiten einer Tiefwasserwelle, Claus et al. (1988)

Aus Abbildung 4.3 wird ersichtlich, daß die horizontale Strömungskomponente jeweils im Wellenberg und -tal maximal wird, während der vertikale Anteil bei Glattwasserniveau sein Maximum erreicht. In Tabelle 4.2 ist der Zustand des Fluids in einer Tiefwasserwelle an einem beliebigen Punkt nach der linearen Wellentheorie zusammengestellt.

Tabelle 4.2 Wellenzustand nach linearer Wellentheorie

Wellenzahl k	$\frac{2\pi}{\lambda}$
Kreisfrequenz ω	$\sqrt{k \cdot g}$
Phasenwinkel θ	$-kx - \omega t$
Auslenkung der freien Oberfläche	$\zeta \cos \theta$
Partikelgeschwindigkeit x -Richtung	$-\zeta \omega e^{kz} \cos \theta$
Partikelgeschwindigkeit z -Richtung	$\zeta \omega e^{kz} \sin \theta$

Unter Verwendung dieser Gleichungen werden am Rand R_1 mit den Parametern Wellenlänge und Wellenamplitude die Position der freien Oberfläche sowie die Geschwindigkeitsverteilung vorgegeben. In Abbildung 4.4 ist die vorgegebene Geschwindigkeitsverteilung für ausgewählte Zeitpunkte einer Welle mit der Wellenkreisfrequenz $\omega = 0.6 \text{ rad/s}$ und einer Amplitude von $\zeta = 2.8 \text{ m}$ dargestellt und in Abbildung 4.5 die mit diesen Randbedingungen berechnete Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes im Berechnungsgebiet.

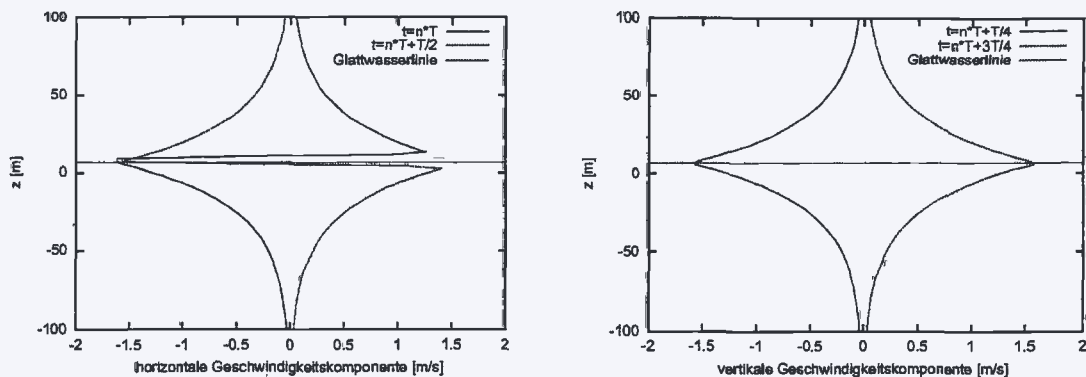


Abbildung 4.4 Beispiel für die Vorgabe der Strömungsgeschwindigkeiten am Einlaßrand für zwei Zeitpunkte

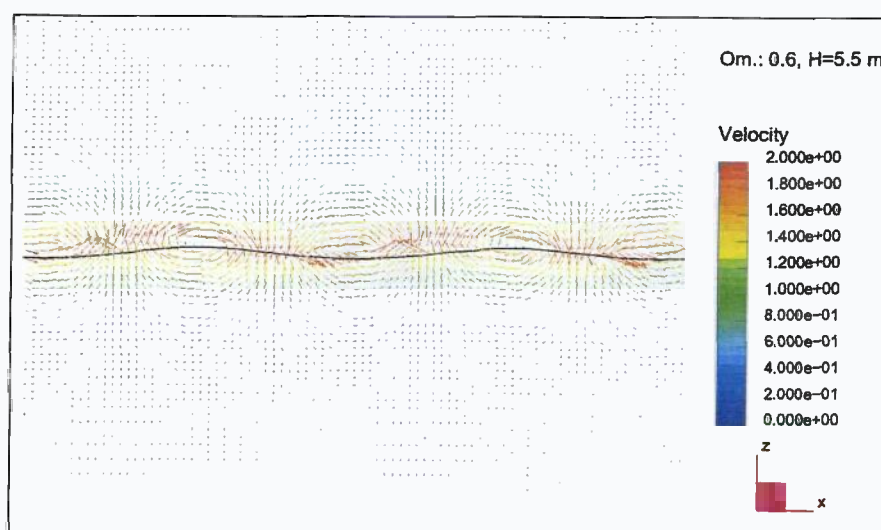


Abbildung 4.5 Geschwindigkeitsverteilung in der ausgebildeten Strömung, $t=10T$

Das Geschwindigkeitsprofil besitzt generell einen von der freien Oberfläche nach unten exponentiell abnehmenden Verlauf. Da die lineare Wellentheorie nur unterhalb der Glattwasserlinie gültig ist, wurde die Geschwindigkeitsverteilung im Wellenberg konstant gesetzt mit dem Wert an der Glattwasserlinie. Im Berechnungsgebiet stellt sich in der Luft im Verlauf der Simulation eine auf dem Kopf stehende Welle ein, daher wurde am Einströmrand R_1 im Bereich der Luft das Geschwindigkeitsprofil einer entsprechenden Welle mit den gleichen Parametern ergänzt.

Die Vorgabe der Position der freien Oberfläche wurde nach folgendem Algorithmus vorgenommen. Zunächst werden die Flächenelemente am Einströmrand ermittelt, die von der freien Oberfläche geschnitten werden. Die Schnittlinie teilt das Flächenelement in einen Flächenanteil oberhalb und einen unterhalb der Wasserlinie. Aus dem Verhältnis der Fläche unterhalb der Schnittlinie zur Gesamtfläche ergibt sich der Wasseranteil (VOF-Wert) für das Element (siehe *Albina (2000)*). Wird dagegen keine Schnittlinie gefunden, wird der Wert für die Variable $c = 0$ oder $c = 1$ gesetzt abhängig davon, ob sich das Flächenelement oberhalb oder unterhalb der derzeitigen Wasserlinie befindet.

Die benutzerdefinierte Randbedingung am linken Rand R_2 beruht auf der Annahme einer ausströmenden Welle im Sinne der linearen Wellentheorie. Der Druck aus den am Ausströmrand angrenzenden KV wurde registriert und zeitverzögert am Rand wieder vorgegeben. Der Zeitversatz ergab sich mit Tabelle 4.2 aus Gleichung (4.2):

$$\Delta t = \frac{k(x_{KV} - x_{Rand})}{\omega} \quad (4.2)$$

Als Ergebnis der Wellenerregung entstehen im Berechnungsgebiet periodische Wellen, die entsprechend den Navier-Stokes-Gleichungen wirbel- und reibungsbehaftet sind.

Es wurden zunächst Wellen erzeugt, deren ebene Wellenfronten parallel zum Einlaßrand verlaufen, es können ebenso schräg verlaufende Wellen generiert werden. Hierfür ist allerdings die Randbedingung R_3 und R_4 an den Seiten des numerischen Tanks zu modifizieren. Eine Erweiterung des numerischen Tanks für Berechnungen in schrägen Wellen ist in Abschnitt 4.1.5 beschrieben.

4.1.4 Hohe Wellen

Die lineare Wellentheorie nach Airy ist nur für verschwindend kleine Wellenamplituden gültig. Die zeichnerische Darstellung in Abbildung 4.6 zeigt, daß die geschlossenen Partikelbahnen und eine harmonische Oberflächenform nicht kompatibel sind. Die Wellenerhebung folgt eher einer Trochoidenkurve und die Wellenberge werden mit zunehmender Höhe immer kürzer und steiler. Die Ruherwasserlinie verschiebt sich gegenüber den Bahnmittelpunkten aus Kontinuitätsgründen nach unten.

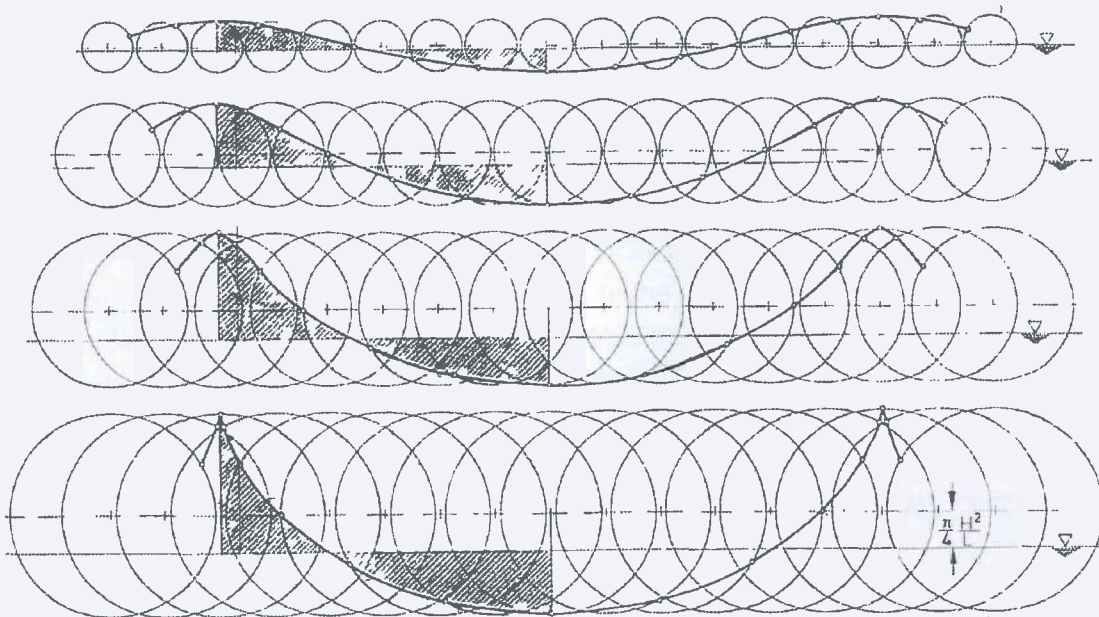


Abbildung 4.6 Trochoidenwellen nach Gerstner (1802)

Wie bei der linearen Theorie klingen die Partikelbahnen exponentiell mit der Wassertiefe ab. Oberflächen konstanten Drucks wie die der freien Oberfläche lassen sich als Rollkurven erzeugen. Ein Kreis mit dem Radius $R = \frac{L}{2\pi}$ wird entlang der x -Achse abgerollt, wobei ein Punkt mit im Abstand $r = \frac{H}{2}$ eine Trochoide und im Grenzfall $r = R$ eine Zyloide

beschreibt. Da diese Bewegung nicht rotationsfrei verläuft, ist eine wesentliche Randbedingung der linearen Wellentheorie nicht erfüllt.

Aus diesem Grund wurden am Einströmrand für höhere Wellen die Wellenerhebung aus den Stokes'schen Theorien höherer Ordnung angewendet, die Bahnkurven sind hier nicht mehr geschlossen und der oszillatorischen Geschwindigkeit überlagert sich eine konvektive Strömung. In Tabelle 4.3 ist der Gültigkeitsbereich der verschiedenen Theorien nach Clauss et al. (1988) zusammengestellt.

Tabelle 4.3 Gültigkeitsbereich der verschiedenen Wellentheorien

	Gültigkeitsbereich $\frac{H}{gT^2}$
Airy	0-0.001
Stokes 2	0.001-0.007
Stokes 3	0.007-0.018
Stokes 4	0.018 - 0.03 (Brechgrenze)

Da die Zusatzgeschwindigkeiten höherer Ordnung für Tiefwasserwellen sehr klein gegenüber den Partikelgeschwindigkeiten erster Ordnung sind (siehe Clauss et al. (1988)), wurden diese bei der Vorgabe am Einströmrand vernachlässigt.

4.1.5 Körper mit großen translatorischen Bewegungen

Die Berechnungen für Körper mit großen translatorischen Bewegungen wie für ein vorwärtsfahrendes Schiff würde zur Folge haben, daß bei einem raumfesten Hintergrundgitter der Körper sich schnell aus der Aussparung entfernt. Für diesen Fall wurde daher die Annahme getroffen, daß sich das Koordinatensystem 2, in dem das Hintergrundgitter fest angeordnet ist, in einem unendlich großen, ungestörten Wellengebiet in x - und y -Richtung translatorisch bewegt. Da die Körpergeschwindigkeit und -position im Zeitschritt n implizit berechnet wird, wurde aus Konvergenzgründen für das Hintergrundgitter die translatorische Geschwindigkeit im Zeitschritt $n - 1$ verwendet. Für die Berechnung der Lage der freien Oberfläche am Einströmrand R_1 (vgl. Tabelle 4.2) ist die Relativbewegung des Koordinatensystems zu berücksichtigen mit:

$$\theta = -k {}_2x_1 - \omega t, \text{ mit } {}_2\mathbf{x} = {}_0\mathbf{x} - {}_0\mathbf{r}_2 \quad (4.3)$$

Ferner überlagert sich entsprechend Gleichung (2.8) aufgrund des bewegten Berechnungsgebietes eine Relativgeschwindigkeit am Einströmrand:

$$\begin{aligned} {}_2u_1^n &= {}_0u_1^n - {}_0v_1^{n-1} \\ {}_2u_2^n &= {}_0u_2^n - {}_0v_2^{n-1} \\ {}_2u_3^n &= {}_0u_3^n \end{aligned} \quad (4.4)$$

u bezeichnet wiederum die Strömungsgeschwindigkeit und v die Geschwindigkeit des Körpers. Da durch die Seitenränder R_3 und R_4 des Berechnungsgebietes D^2 ein Massenfluß stattfindet, können diese nicht mehr mit einer Symmetrierandbedingung versehen werden. Die Seitenränder wurden daher für diesen Fall auch als Einströmrand definiert. In einem ersten Versuch wurde hier wie am Rand R_1 die Strömungslösung nach der Potentialwellentheorie nach Tabelle 4.2 unter Berücksichtigung der Bewegung des Berechnungsgebietes (Gleichung (4.3) und (4.4)) vorgegeben. Für höhere Wellen traten bei dieser Implementierung Probleme bei den im Berechnungsgebiet entstehenden Wellen auf. Offenbar enthält die Wellenlösung nach der Potentialtheorie einen zu großen Fehler im Sinne der Navier-Stokes-Gleichungen. Daher wurde hier ein anderer Weg eingeschlagen. Die Seitenränder des Berechnungsgebietes D^2 besitzen den gleichen Aufbau in der x - z -Ebene. Dieses Gitter wurde verwendet, um ein weiteres Berechnungsgebiet D^3 einzuführen, in dem gleichzeitig die ungestörte Welle mit dem Anteil der Vorwärtsbewegung in x -Richtung berechnet wird. Die Lösung dieser 2D-Simulation wird in jeder Iteration an die Seitenränder übertragen und der Geschwindigkeitsanteil in der y -Richtung entsprechend Gleichung (4.4) berücksichtigt. Dieses Modell entspricht der Annahme, daß an den weit vom Körper weg befindlichen Seitenrändern eine ungestörte Wellensituation vorliegt. Abbildung 4.7 zeigt den modifizierten Aufbau des gesamten Modells.

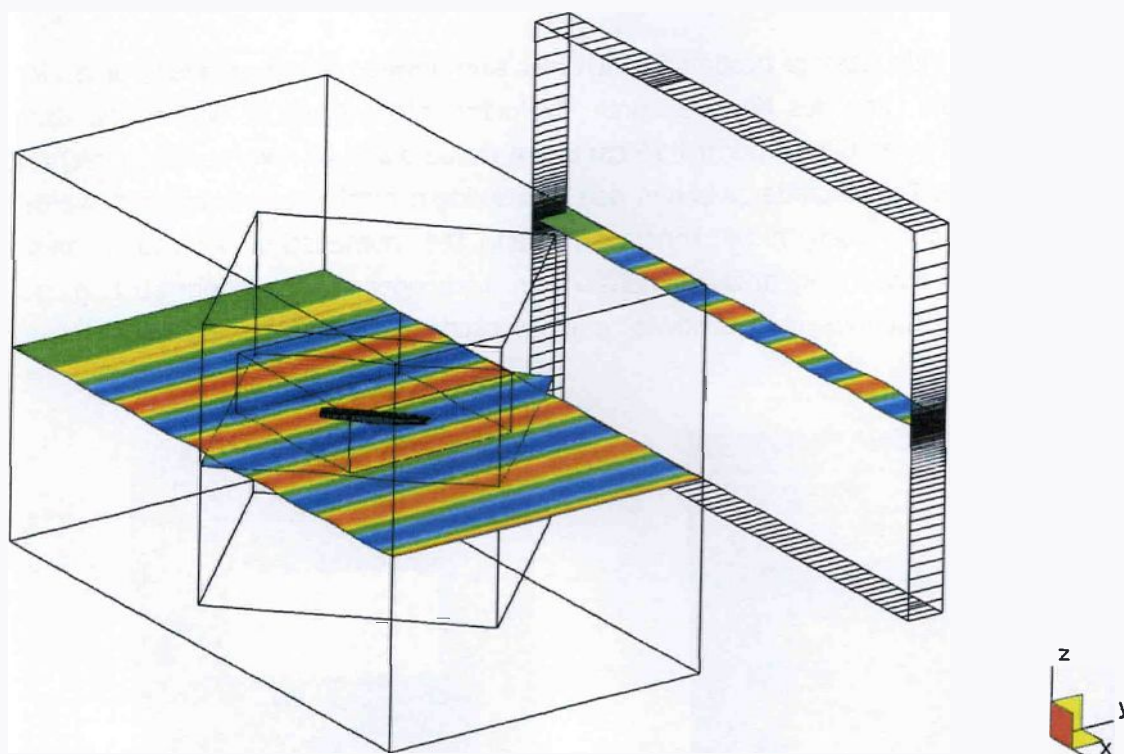


Abbildung 4.7 Aufbau des numerischen Tanks bei großen translatorischen Bewegungen

Dieser Modellaufbau zeigte ein sehr gutes numerisches Verhalten und die Entstehung der Wellen im Gebiet wurde von den Seitenrändern nicht beeinflusst.

4.2 Frei schwimmender Quader im Wellentank

Als erster Berechnungsfall wurde ein Experiment nachgerechnet, daß im Wellentank des Instituts für Schiffs- und Meerestechnik in Berlin durchgeführt wurde, wobei die Wechselwirkung zwischen frei schwimmenden Körper und regulären Wellen im Mittelpunkt stand. Die Bewegungen eines frei schwimmenden, quaderförmigen Körpers in einem Wellentank wurden mit einer digitalen Videokamera aufgenommen und ausgewertet. Der Körper bestand aus Aluminiumprofil mit einem Querschnitt von 10 x 5 cm und einer Länge von 29 cm und besaß ein auf das Gesamtvolumen bezogenes Gewicht von 680 kg/m^3 , so daß der Körper ca. $2/3$ getaucht an der Oberfläche schwamm. Der Körper wurde 2.25 m von der Wellenklappe entfernt im Ruhezustand positioniert. Die Klappe wurde mit einer Periode von $T = 1.0 \text{ s}$ und einer maximalen Auslenkung von 15 mm in Wasserhöhe in Bewegung gesetzt. Leider war es im Wellenkanal des Instituts nicht möglich, die Wellenklappe genau zu steuern, so daß eine Unsicherheit hinsichtlich der Gleichmäßigkeit der Amplitude und der Periode besteht. Die Bewegung wurde anhand von Aufnahmen

einer digitalen Videokamera bestimmt. Auch hier sind gewisse Unsicherheiten vorhanden, da einerseits die Lage des Körpers durch Pixelunterschiede ermittelt wurde (die Bilder hatten 320x240 Pixel, der Körper mit 10 cm Breite wurde durch 80 Pixel repräsentiert) und andererseits die Zeitabstände zwischen den Einzelbildern nicht exakt festgestellt werden konnten und ggf. auch nicht konstant waren. Die numerische Simulation dieses Experiments erfolgte in einem zweidimensionalen Rechengebiet. Abbildung 4.8 zeigt den Aufbau des Berechnungsgebietes sowie einen Ausschnitt aus der Diskretisierung in der Nähe des Körpers.

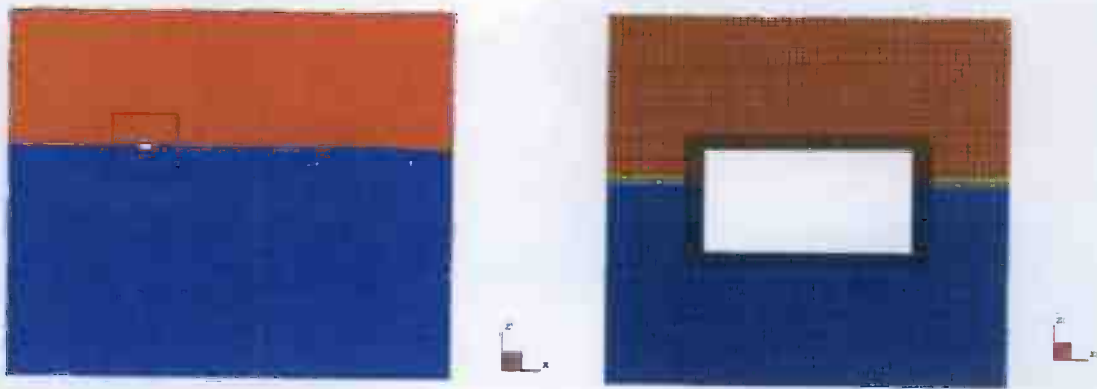


Abbildung 4.8 Zweidimensionales Berechnungsgebiet und Diskretisierung in der Nähe des Körpers

Die Wellen wurden am rechten Rand des Gebietes wie unter 4.1.3 erläutert durch Vorgabe der Orbitalgeschwindigkeiten und der Auslenkung der freien Oberfläche erzeugt. Der Vergleich der berechneten und der gemessenen Ergebnisse ist in Abbildung 4.9 zusammengestellt.

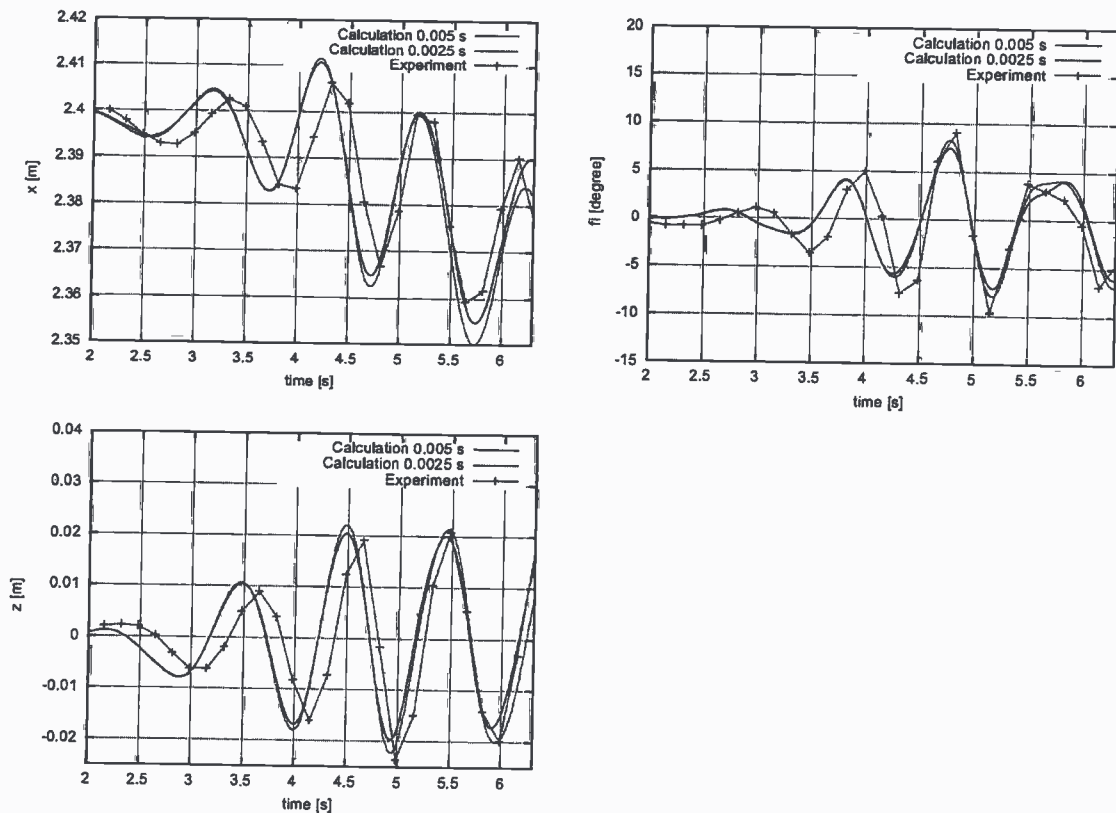


Abbildung 4.9 Vergleich der Bewegungsergebnisse mit dem Experiment

Der Vergleich zeigt, daß die Übereinstimmung der Ergebnisse trotz der Unsicherheiten als zufriedenstellend bezeichnet werden kann. Zu Beginn der Simulation sind etwas größere Abweichungen festzustellen. Dieser Effekt kann unter anderem daher rühren, daß die Steuerung der Wellenklappe von Stillstand auf Maximalauslenkung innerhalb der ersten Periode nicht bekannt war, in der Simulation wurde der Anstieg daher als linear angenommen. Weiterhin können dreidimensionale Effekte eine Rolle spielen, die in der Berechnung vernachlässigt wurden. Die Verkleinerung des Zeitschrittes in der Berechnung bewirkte eine Vergrößerung der Bewegungen, dieser Effekt wurde auch von *Hadzić et al.* (2002) festgestellt. Die nachfolgende Abbildung 4.10 verdeutlicht den Zustand des Systems nach 3.88 s. Neben der Körperposition und der freien Oberfläche sind auch die Isobaren des Druckes abgebildet.

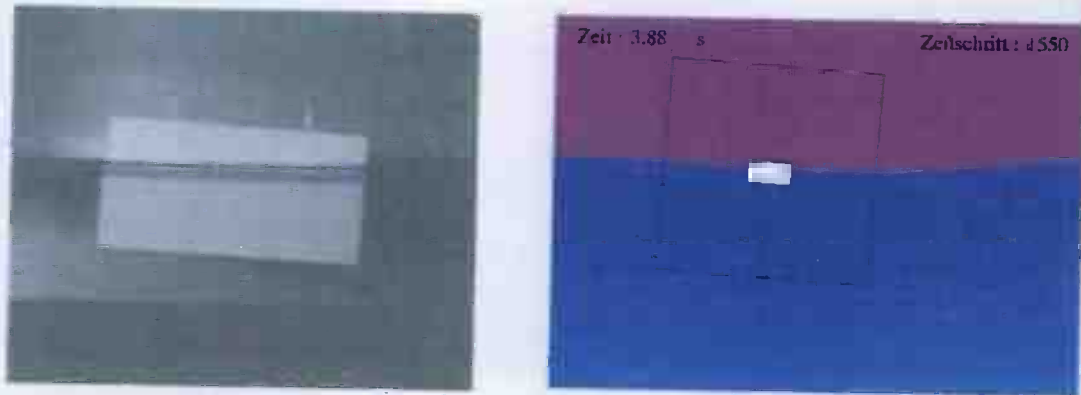


Abbildung 4.10 Systemzustand nach 3.88 s im Experiment (links) und in der Simulation (rechts)

Die stetigen Übergänge der Isolinen für den Druck und das Auftreten des zweiten Fluids bestätigen die Ausbildung einer einheitlichen Strömungslösung auf den beiden Berechnungsgebieten, die zum Teil überlappen. Die Methode der überlappenden Gitter zeigt also sehr gute Ergebnisse.

4.3 Frei schwimmender Quader in linearen Wellen

Das erste Beispiel für eine dreidimensionale Berechnung ist die Bewegungssimulation eines einfachen quaderförmigen Körpers in linearen Wellen von vorn. Zur Validierung der Bewegungsergebnisse wurde die lineare Panel-Methode GL-Panel (siehe *Östergaard* (1995)) verwendet, die für lineare Wellen sehr gute Ergebnisse liefert. Die Hauptabmessungen sind in Abbildung 4.11 dargestellt, die Dichte des homogenen Körpers betrug wiederum $\rho = 680 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$.

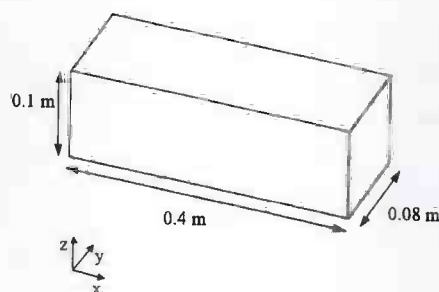


Abbildung 4.11 Abmessungen des Quaders

Das gesamte Gitter bestand aus 772908 Zellen wobei die Körperoberfläche mit 8064 Regionselementen diskretisiert wurde. Anzumerken ist, daß die Vernetzung des Fluidgebietes für die sehr flachen Wellen äußerst ungünstig ausfällt, da die Einhaltung der Diskretisierungsparameter nach Tabelle 4.1 zur Gewährleistung einer dämpfungsfreien Ausbreitung der Wellen sehr flache KV in der Nähe der freien Oberfläche erfordert. Die Länge der KV in diesem Bereich muß dagegen kürzer als durch die Parameter vorgeschrieben gewählt werden, um zu extreme Seitenverhältnisse der KV zu vermeiden. Betrachtet wurden in dieser Simulation die Freiheitsgrade Tauchen, Stampfen und die Längsbewegung des Körpers in einer Welle von vorn mit der Länge $L = 1\text{ m}$ und einer Wellenamplitude von $\zeta = 0.003\text{ m}$. Folgende Abbildung 4.12 zeigt beispielhaft den Bewegungszustand sowie die Höhenlinien der freien Oberfläche nach 11 s für den körperfesten Teil des Gitters.

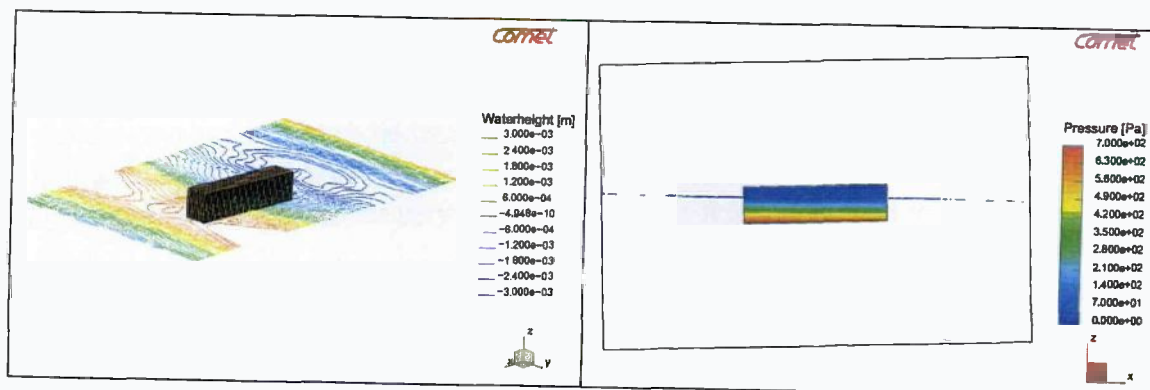


Abbildung 4.12 Körperposition, Höhenlinien der freien Oberfläche und Druck auf der Körperoberfläche zum Zeitpunkt $t=11.0\text{ s}$ für die Berechnung in linearen Wellen (nur körperfestes Gitter)

Die Zeitreihen für die Zeitverläufe der Bewegungskomponenten wurden nun so ausgewertet, daß nach Berücksichtigung eines Einschwingvorgangs ein Mittelwert aus den maximalen Amplituden gebildet wurde. Die Validierung mit der linearen Panel-Methode erfolgte nach der RANSE-Simulation. Leider mußte festgestellt werden, daß die lineare Methode nicht in der Lage ist, Körper mit negativer metazentrischer Höhe wie diesen Quader zu berechnen. Daher wurde als Annäherung der Schwerpunkt des Körpers an der unteren Körperberandung vorgegeben. Als Folge dieser sehr groben Approximation ist eine große Abweichung der Stampfbewegung zu erwarten. Der Vergleich der Amplitudenmittelwerte und der gemittelten Phasenbeziehung ist in Tabelle 4.4 dargestellt.

Tabelle 4.4 Vergleich der Bewegungsergebnisse zwischen linearer Panel-Methode und der RANSE-Simulation (Mittelwert der Amplituden)

	Lineare Panel-Methode		RANSE	
	Amplitude	Phase	Amplitude	Phase
Längsbewegung	0.00158 [m]	-94.11 Grad	ca. 0.00168 m	-106.4 Grad
Tauchbewegung	0.00375 [m]	-4.51 Grad	0.00407 m	-3.14 Grad
Stampfbewegung	0.002 [Grad]	-93.97 Grad	1.955 Grad	-96.85 Grad

Die Berechnungsergebnisse für die translatorischen Bewegungskomponenten zeigen eine recht gute Übereinstimmung. Hinzugefügt werden muß, daß die Längsbewegung des Körpers nach der RANSE-Simulation neben dem periodischen Anteil auch einen stetigen Bewegungsanteil in Wellenausbreitungsrichtung aufwies ähnlich der in Abbildung 4.9, während die lineare Berechnung mit *GL-Panel* nur die periodischen Anteile wiedergibt. Für den Vergleich der Längsbewegung in Tabelle 4.4 wurde daher nur der periodische Anteil der Bewegung beachtet. Der große Unterschied in der Amplitude der rotatorischen Bewegungskomponente ist aus 2 Ursachen zu erklären. Zum einen mußte in der linearen Panel-Methode wie bereits erwähnt der Schwerpunkt weit unterhalb des wirklichen Schwerpunkts vorgegeben werden, um die Berechnung überhaupt durchführen zu können. Zum anderen unterliegt die Stampfbewegung einer gewissen Kopplung zur Längsbewegung des Körpers und könnte durch die Überlagerung von periodischen und stetigen Bewegungsanteilen in der Längsbewegung eine zusätzliche Erregung erfahren haben, die in der linearen Methode nicht mitmodelliert ist. Die Ergebnisse für die Stampfbewegung sind folglich nicht vergleichbar. Die Phasenbeziehungen der einzelnen Bewegungskomponenten zur Welle weisen dagegen nur sehr geringe Unterschiede auf.

4.4 Kentern eines frei schwimmenden Quaders in schrägen Wellen

Für das nächste numerische Experiment wurde der Quader aus Abschnitt 4.3 (vgl. Abbildung 4.11) in einem Winkel von 20 Grad zu den ebenen Wellenfronten positioniert. Die Wellenlänge wurde wiederum mit $L = 1\text{ m}$ festgelegt und die Wellenhöhe mit $H = 0.03\text{ m}$ vorgegeben. Da der Körper etwas höher als breit ist, wurde erwartet, daß

dieser aufgrund der auftretenden Fluidkräfte kentert. Die Zeitverläufe aller 6 Bewegungskomponenten sind in Abbildung 4.13 zusammengestellt.

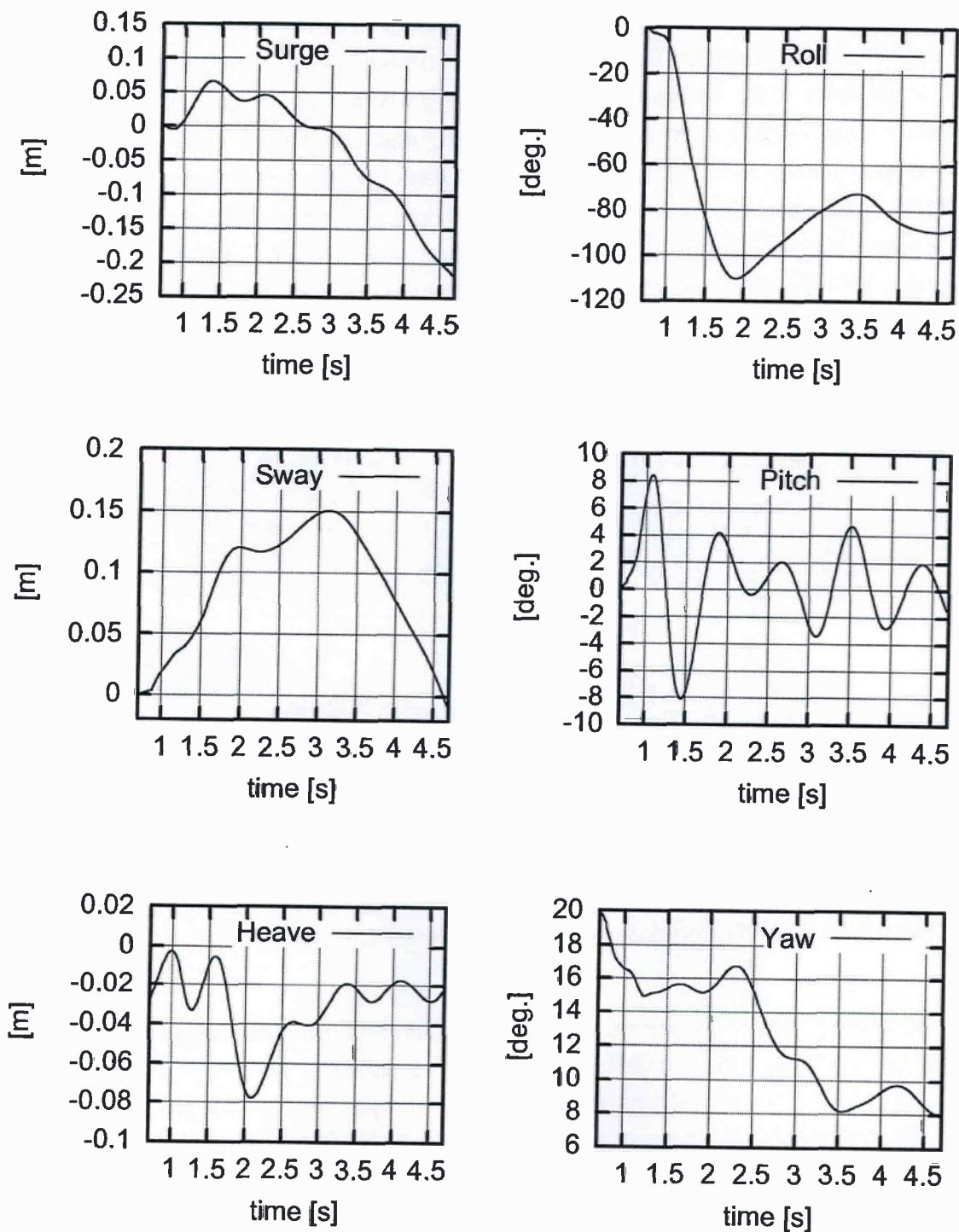


Abbildung 4.13 Zeitverläufe der 6 Bewegungskomponenten für den Kentervorgang

Anhand des Zeitverlaufs für die Rollbewegung ist zu erkennen, daß der Körper bereits nach einer Welle zu Kentern beginnt. Das ist nicht verwunderlich, da in früheren Untersuchungen von *Kinoshita et al.* (1999) gezeigt wurde, daß dieser Körper sich in dieser Position in seiner Rollresonanzperiode befindet und außerdem eine negative metazentrische Höhe aufweist. Nach dem Kentern wurde ein stabiler Schwimmzustand erreicht und es läßt sich weiterhin feststellen, daß der Körper sich im Verlauf der Simulation immer mehr entsprechend der Wellenausbreitungsrichtung ausrichtete. Die Körperposition und die freie Oberfläche sind in der folgenden Abbildung 4.14 für einige Zeitpunkte dargestellt. Der Übersichtlichkeit halber ist hier lediglich das Vordergrundgitter gezeigt, die Höhe der freien Oberfläche ist der Farbskala zu entnehmen.

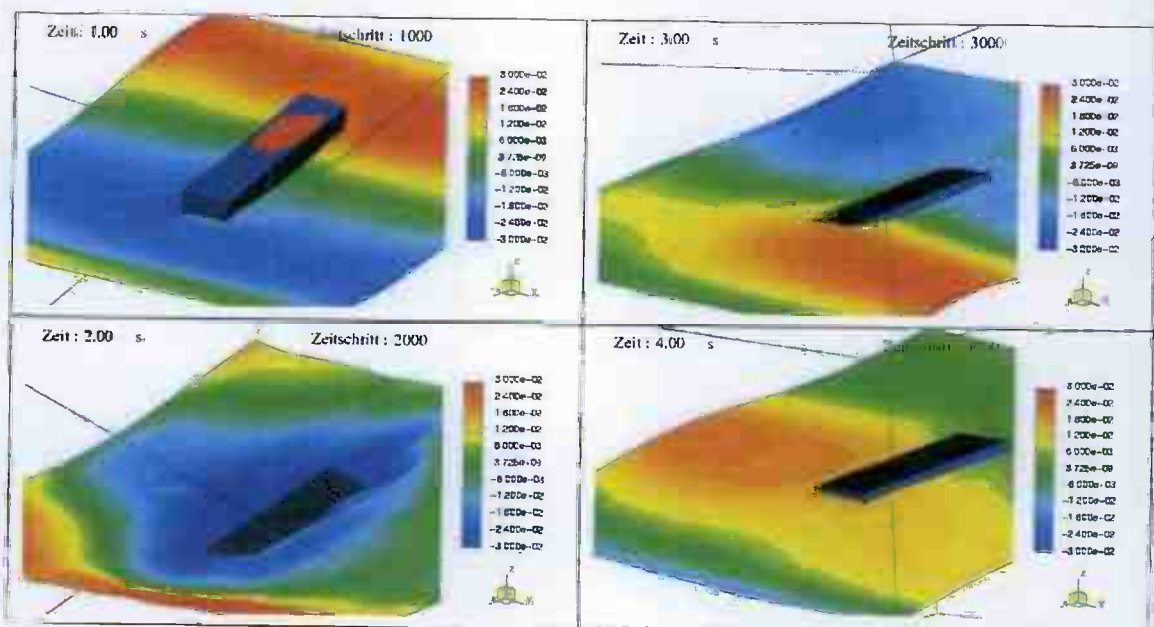


Abbildung 4.14 Körperposition und freie Oberfläche zu verschiedenen Zeitpunkten für die Berechnung des Kentervorgangs (nur körperfestes Gitter)

Offensichtlich gerät der schwimmende Körper aus dem Einzugsbereich seiner lokal stabilen Anfangsschwimmlage in dem Zeitpunkt, in dem die durchlaufende Welle das Heck des Körpers anhebt (maximale Stampfamplitude, $t = 1\text{ s}$). Diese Voruntersuchung hat gezeigt, daß die numerische Methode durchaus geeignet ist, Kentervorgänge von Schiffen zu untersuchen.

Kapitel 5

Schiffsbewegungen in regulären Wellen

5.1 Einleitung

Nach den erfolgreichen Testberechnungen in Kapitel 4 werden in diesem Kapitel praxisrelevante Anwendungen vorgestellt. Da die Gittergenerierung um kompliziert geformte Körper wie Schiffe sehr aufwendig ist, wird dieses Thema in Abschnitt 5.2 separat behandelt. Im weiteren Verlauf wird dann in Abschnitt 5.3 die Berechnung für eine schnelle RoRo-Fähre beschrieben, für die Vergleichsergebnisse aus Modellversuchen vorlagen. Das Hauptaugenmerk liegt hier neben der genauen Berechnung der Schiffsbewegungen auf der exakten Prognose der Slammingkräfte. Im Abschnitt 5.4 wird schließlich auf das Thema Schiffsbewegungen in extrem hohen Wellen anhand der Berechnung eines Containerschiffes eingegangen.

5.2 Gittergenerierung

Die Gitterqualität und die Gitterfeinheit spielen eine wesentliche Rolle sowie für die Genauigkeit als auch für die Konvergenzgeschwindigkeit und damit der benötigten Rechenzeit bei Finite-Volumen-Verfahren. Eine erhöhte Gitterqualität kann sich ebenso positiv auf die Strömungslösung auswirken wie eine Gitterverfeinerung. Da die Generierung eines guten Volumengitters um kompliziert geformte Körper neben den langen Rechenzeiten einen wesentlichen Zeitfaktor darstellt, werden diese Verfahren zur Zeit nur selten in der Schiffbaupraxis eingesetzt.

Während bei stationären Strömungsproblemen auch Berechnungen auf qualitativ schlechteren Gittern mit kleinen Unterrelaxationsfaktoren zur Konvergenz gebracht werden können, sind die Anforderungen an die Gitterqualität bei transienten Problemen deutlich höher. Insbesondere bei transienten Strömungsvorgängen und simultaner Berechnung der Körperbewegung sind sehr große Unterrelaxationsfaktoren zu wählen, um eine Konvergenz der Lösung in akzeptabler Rechenzeit zu erzielen. Dieses impliziert eine sehr hohe Gitterqualität, damit die Strömungsgleichungen bei gleichzeitiger Berechnung der Körperbewegung robust konvergieren.

In dieser Arbeit wurden ausschließlich Hexaedergitter verwendet, da diese bei guter Qualität wesentlich bessere Konvergenzeigenschaften besitzen als die übrigen Gitterarten. Außerdem sind die verwendeten Approximationen (lineare Interpolation, Mittelpunkregel) auf Hexaedergittern genauer als z. B. bei Tetraedergittern. Die Vernetzung kompliziert geformter Körper mit Hexaedern ist allerdings sehr schwer zu automatisieren. Da komplizierte Schiffsförmungen nicht analytisch beschreibbar sind, wurde zur Gittergenerierung der kommerzielle Gittergenerator ICEM-CFD verwendet. Das schiffsfeste Gitter wurde ausschließlich blockstrukturiert mit passenden Blockgrenzen modelliert. Das Gitter kann kontrolliert und mit Hilfe von Glättungsalgorithmen anhand einiger Parameter wie einer möglichst hohen Orthogonalität der KV oder möglichst gleicher Seitenverhältnisse der KV weiter optimiert werden. Die Auflösung wurde in der Nähe des Schiffes feiner gewählt, um den Bereich hoher Gradienten besser aufzulösen, bei sparsamen Einsatz der Kontrollvolumina. Die Gitterlinien expandieren stetig vom Schiff in alle Richtungen und die Gitterweite nimmt kontinuierlich zu. Das Hintergrundgitter wurde ebenfalls blockstrukturiert mit nichtpassenden Blockgrenzen vernetzt (vgl. Abschnitt 4.1). Im Bereich der sich ausbreitenden Wellen wurde ein sehr feines, orthogonales Gitter mit den unter Kapitel 4 angegebenen Kennzahlen für die Gitterweite verwendet, um die numerische Dämpfung möglichst klein zu halten. Oberhalb und unterhalb dieses feinen Gitters sind Gitter mit größerer Gitterweite angeordnet, wobei die Feinheit des Gitters in z -Richtung zur freien Oberfläche hin zunimmt.

5.2.1 Symmetrische Berechnungsfälle

Die typischen Gesamtabmaße des verwendeten Zweigittersystems für die symmetrischen Berechnungen sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Frühere Berechnungen (*Klemt (2000)*, *Sames et al. (2000)*) haben gezeigt, daß die durch Vorgabe einer potentialtheoretischen Lösung erzeugten Wellen eine Weglänge von ca. 2-2.5 Wellenlängen (λ) benötigen, damit der in der Wellentheorie enthaltene Fehler vollständig abklingt. Daher wurde das Gebiet vom vorderen Lot des Schiffes bis zum Einlaßrand für die Wellen mit 2.3λ der längsten zu berechnenden Wellenlänge bemessen. Hinter dem Schiff besitzt das Berechnungsgebiet eine Ausdehnung von ca. 2.7λ , wovon numerische Strand eine Länge von ca. 1.5λ einnimmt. Die Vorgaben für die Expansionsfaktoren aus Abschnitt 4.1.1 sind bei der Generierung des numerischen Strandes zu berücksichtigen. In y -Richtung besitzt das Berechnungsgebiet eine Ausdehnung von $1.5L$ (L entspricht der Schiffslänge), damit die von der Seitenwand reflektierten Wellen die Schiffsbewegung nicht beeinflussen. Die Ausdehnung in z -Richtung betrug $1.5L$ von der Stillwasserlinie abwärts und $1.0L$ von der Stillwasserlinie aufwärts.

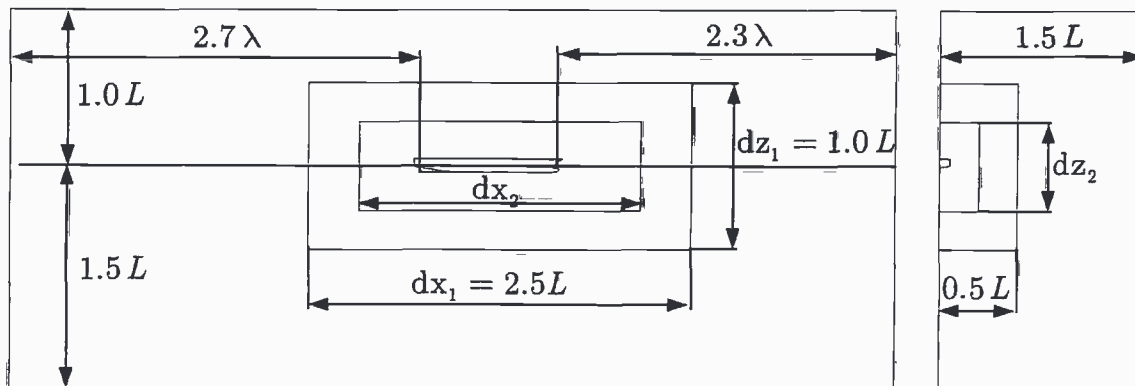


Abbildung 5.1 Skizze des Gitteraufbaus mit Maßen für symmetrische Berechnungen

Die typischen Abmessungen des schiffsfesten Teils des Gitters sind ebenfalls der Abbildung 5.1 zu entnehmen. Da durch die Interpolation der Strömungslösung im überlappenden Teil des Gitters ein numerischer Interpolationsfehler in der Berechnung verursacht wird, sollte dieses Gebiet nicht in der unmittelbaren Nähe des Schiffes angeordnet werden, um eine Beeinflussung der Schiffsbewegung durch diesen Fehler zu vermeiden. Als günstige Abmessungen für den körperfesten Teil des Gitters haben sich nach Versuchen die Abmaße $2.5L$ in Schiffsängsrichtung, $0.5L$ in y -Richtung $1.0L$ in z -Richtung erwiesen mit dem Schiffsschwerpunkt in der Mitte des körperfesten Gitters.

Bei der Bemessung des überlappenden Teils des Gitters ist zu berücksichtigen, daß sich eine genügende Anzahl von Kontrollvolumina in diesem Bereich befindet, da sonst Störungen in der Strömungslösung besonders im Bereich der freien Oberfläche auftreten können. Nach Versuchen wurde hier eine Mindestanzahl von 10 Kontrollvolumina in x -, y - und z -Richtung festgelegt. Zum einen muß bei der Bewegung des körperfesten Teils des Gitters in jedem Zeitschritt gewährleistet sein, daß sich für jedes Randregionselement die entsprechenden Suchraumzellen für die Interpolation finden lassen (siehe Kapitel 3), andererseits ist der überlappende und damit doppelt vernetzte Bereich möglichst klein zu halten für einen sparsamen Einsatz der Kontrollvolumina. Die Bewegungen des Körpers müssen daher bei der Gittergenerierung grob abgeschätzt werden. Die in den nachfolgenden Berechnungen getroffenen Annahmen für die symmetrischen Berechnungsfälle sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Tabelle 5.1 Annahmen für die maximalen Schiffsbewegungen zur Dimensionierung der symmetrischen Diskretisierung

$\frac{r_3^a}{\zeta} \leq 1$	$\frac{\varphi_2^a}{\zeta} \leq 2$
------------------------------	------------------------------------

r_3^a bezeichnet hier die Amplitude der Tauchbewegung und φ_2^a die Amplitude der Stampfbewegung. Da das Hintergrundgitter in x -Richtung wie unter Abschnitt 4.1.5

beschrieben mitbewegt wurde, sind die Relativbewegungen der beiden Gitter zueinander in dieser Raumrichtung vernachlässigbar. Die Betrachtung der Eckpunkte der Aussparung im Hintergrundgitter liefert folgende zwei geometrische Beziehungen, die erfüllt sein müssen, damit für jedes Randregionselement innerhalb der angenommenen Bewegungslagen in jedem Fall die acht korrespondierenden KV gefunden werden können:

$$\begin{aligned} \cos(|\varphi_2^a|) \frac{dx_2}{2} - \sin(|\varphi_2^a|) \frac{-dz_2}{2} &< \frac{dx_1}{2} \\ \cos(2\zeta) \frac{dx_2}{2} + \sin(2\zeta) \frac{dz_2}{2} &< \frac{dx_1}{2} \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned} \sin(|\varphi_2^a|) \frac{dx_2}{2} + \cos(|\varphi_2^a|) \frac{dz_2}{2} &< \frac{dz_1}{2} - r_3^a \\ \sin(2\zeta) \frac{dx_2}{2} + \cos(2\zeta) \frac{dz_2}{2} &< \frac{dz_1}{2} - \zeta \end{aligned} \quad (5.2)$$

Neben diesen Bedingungen ist weiterhin der Fall zu vermeiden, daß sich der schwimmende Körper außerhalb der Aussparung im Hintergrundgitter befindet. Aus der Betrachtung der Endpunkte des Schiffes folgen zwei weitere Bedingungen:

$$\frac{L}{2} < \frac{dx_2}{2} \quad (5.3)$$

$$\sin(2\zeta) \frac{L}{2} + \cos(2\zeta) \frac{H}{2} < \frac{dz_2}{2} - \zeta \quad (5.4)$$

H - Höhe des Schiffsrumpfes

Mit diesen 4 Bedingungen können die Koordinatenbereiche ermittelt werden, in denen die Aussparung im Hintergrundgitter anzuordnen ist. Mit der maximalen Wellenamplitude, die in den Berechnungen simuliert werden soll, kann auf diese Weise die Aussparung im Hintergrundgitter bemessen werden.

5.2.2 Allgemeine Berechnungsfälle

Im allgemeinen Fall kann die Annahme der Symmetrie nicht getroffen werden, wie beispielsweise im Fall von Berechnungen der Schiffsbewegungen in schrägen Wellen. Für eine Minimierung der Zellenzahl sind hier ein quadratisches schiffsfestes Gitter ($dx_1 = dy_1 = dz_1$) und eine quadratische Aussparung ($dx_2 = dy_2 = dz_2$) im Hintergrundgitter zu bevorzugen. Die Ausdehnung des schiffsfesten Gitters wurde daher mit $1.5L$ vom Schwerpunkt des Schiffes in alle drei Raumrichtungen festgelegt. Die Gesamtabmaße des Gitters blieben dagegen gleich mit dem Unterschied, daß die Seite mit

$y < 0$ ebenfalls diskretisiert wurde. Um auch große Gier- und Rollwinkel simulieren zu können, wurden in diesem Fall keine Einschränkungen hinsichtlich der Drehbewegungen des Körpers vorgenommen. Das hat wiederum eine größere Anzahl der Kontrollvolumina im überlappenden Bereich des Gitters zur Folge. Da sich das Hintergrundgitter in x - und y -Richtung wie unter Abschnitt 4.1.3 beschrieben mitbewegt, wurde nur eine Einschränkung hinsichtlich der Tauchamplitude getroffen.

Tabelle 5.2 Annahmen für die Schiffsbewegungen zur Dimensionierung der allgemeinen Diskretisierung

$$\frac{r_3^a}{\zeta} \leq 1$$

Die Betrachtung der Eckpunkte der Aussparung sowie der Endpunkte des Schiffes liefert damit die zu erfüllenden geometrischen Bedingungen:

$$\sqrt{\left(\frac{dx_2}{2}\right)^2 + \left(\frac{dy_2}{2}\right)^2 + \left(\frac{dz_2}{2}\right)^2} < \frac{dz_1}{2} - r_3^a \quad (5.5)$$

$$\frac{dx_2}{2} = \frac{dy_2}{2} = \frac{dz_2}{2} < \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{dz_1}{2} - \zeta \right)$$

$$\frac{L}{2} + r_3^a < \frac{dx_2}{2} = \frac{dy_2}{2} = \frac{dz_2}{2} \quad (5.6)$$

$$\frac{L}{2} + \zeta < \frac{dx_2}{2} = \frac{dy_2}{2} = \frac{dz_2}{2}$$

5.3 Schnelle RoRo-Passagierfähre

Für die Anwendung der numerischen Methode wurde eine konventionelle RoRo-Passagierfähre ausgewählt. Das Schiff wurde von IZAR (vormals Astilleros Españoles) entworfen und die Hauptabmessungen sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt (siehe *Sames et al.* (1997)). Eine Seitenansicht ist in Abbildung 5.2 und der Spantenriß des Entwurfs ist in Abbildung 5.3 dargestellt.



Abbildung 5.2 Seitenansicht des Referenzschiffes

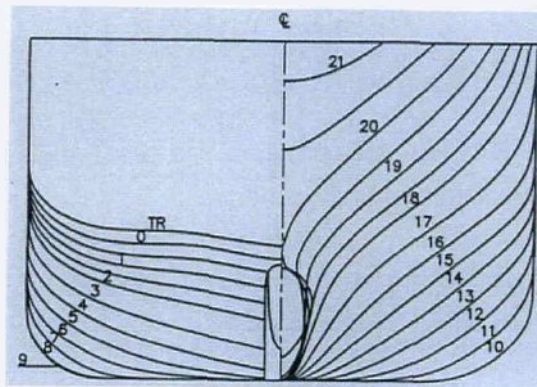


Abbildung 5.3 Spantenriß des Referenzschiffes

Tabelle 5.3 Hauptabmessungen des Referenzschiffes

	Symbol	Wert	Einheit
Länge zwischen den Loten	L_{PP}	173.00	m
Breite	B	26.00	m
Tiefgang	T	6.50	m
Verdrängung	Δ	16800	t
Dienstgeschwindigkeit	v_s	28	kn

Das Schiff wurde mit dem Namen *MS Dextra* versehen nach dem zugehörigen europäischen Forschungsprojekt *DEXTREMEL* (1997). Dieses Forschungsprojekt wurde initiiert zur Entwicklung von Methoden zur Vorhersage von extremen Lasten und der Strukturantwort. Die Koordination wurde vom thematischen Netzwerk *SAFER EURORO* (1997) übernommen, welches die Forschungsaktivitäten hinsichtlich des Entwurfs sicherer RoRo-Passagierfähren

begleitet. Eines der Ziele von *DEXTREMEL* war die Entwicklung neuer Methoden zur Prognose von Bugklappenbelastungen und deren Vergleich mit Modellversuchen. Es wurden Experimente durchgeführt, um Daten zu sammeln für die Validierung neuer numerischer Methoden. So wurden auch Modellversuche unter unrealistischen Betriebsbedingungen durchgeführt. Das untersuchte Schiff war in einigen Fällen nicht in der Lage, die geforderte Vorwärtsgeschwindigkeit in den extremen Wellenbedingungen zu fahren, da der Propeller periodisch aus dem Wasser austauchte. Diese Tests wurden dann durch Schleppen des Modells realisiert. Die in diesen Fällen gemessenen Lasten sind eher theoretischer Natur und es kann nicht erwartet werden, daß diese Betriebsbedingungen auftreten.

5.3.1 Modellversuche

Die experimentelle Untersuchung des Referenzschiffes wurde von der Versuchsanstalt MARIN durchgeführt. Ziel war es, globale und lokale Belastungen sowie die auftretenden Wellenprofile in der Nähe der Bugklappe simultan zu messen. Das Modell wurde in einem Maßstab von 1:40 ausgeführt und mit einer 3×3 Matrix von Drucksensoren im Bugsegment ausgestattet. Ein Teil der Bugsektion diente während der Versuche als 6-Komponenten-Kraftmesser. Abbildung 5.4 zeigt die verwendete Anordnung der Bugsektion und Tabelle 5.4 die Position der Drucksensoren.

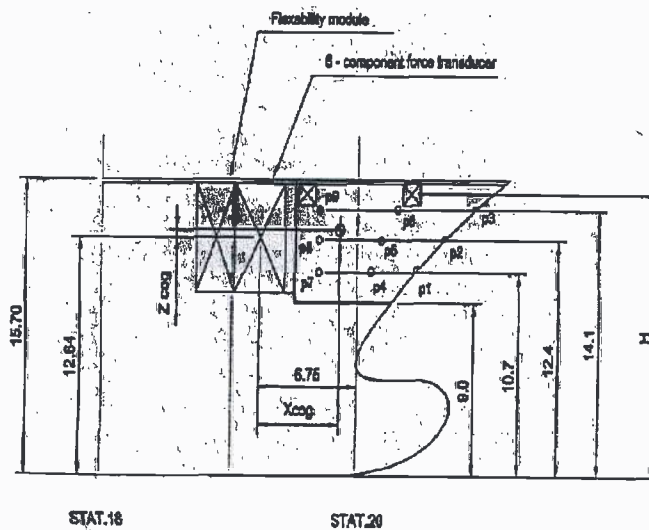


Abbildung 5.4 Bugsektion zur Kraftmessung und Position der Drucksensoren während der Modellversuche

Tabelle 5.4 Position der Drucksensoren, gemessen von x =FPP und relativ zur Kiellinie

	x	y	z
P1	3.00	0	10.7
P2	4.90	0	12.4
P3	6.95	0	14.1
P4	0.40	2.30	10.70
P5	1.60	3.60	12.40
P6	2.65	4.90	14.10
P7	-2.70	3.75	10.70
P8	-2.70	5.65	12.40
P9	-2.70	7.50	14.10

Die Testreihen wurden mit zwei unterschiedlichen Bugformen durchgeführt (siehe *Sames et al.* (1997)), wobei in dieser Arbeit nur die Versuche mit der Bugform 1 als Vergleich verwendet wurden. In der Simulation wurden alle auf der Schiffsoberfläche liegenden Regionselemente, die sich ganz oder teilweise in dem in Abbildung 5.4 bezeichneten Bereich der Bugklappe befanden, für die Messung der Kraftzeitreihen auf die Bugklappe verwendet. Die Regionselemente, die nur teilweise in diesem Gebiet lagen, wurden nur mit dem entsprechenden Flächenanteil berücksichtigt. Zur Druckmessung wurden in der Simulation die zu den Punkten P1-P9 aus Tabelle 5.4 gehörigen Regionselemente verwendet, wobei ein Diskretisierungsfehler durch die räumliche Mittelung über die Fläche des gesamten Regionselementes auftritt.

5.3.2 Diskretisierung

Für die Untersuchungen wurden drei Diskretisierungen D1, D2 und D3 in unterschiedlichen Feinheiten generiert, um das Konvergenzverhalten der numerischen Methode in Abhängigkeit der Gitterfeinheit zu testen. Abbildung 5.5 zeigt die Diskretisierung auf der Oberfläche des Schiffes und in der Symmetrieebene $y = 0$ für diese drei Varianten. Es wurde jeweils die Hälfte des Schiffes und des Fluidgebietes diskretisiert, da bei den in den folgenden Abschnitten behandelten Testfällen die Annahme einer symmetrischen Strömungslösung getroffen wurde. Die Anzahl der verwendeten Regionselemente zur Vernetzung der halben Oberfläche des Schiffes betrug für die drei Gitter 1482, 2958 und 5909 Elemente. Es wurden

insgesamt 205492, 513767 bzw. 1286541 Kontrollvolumina für das Zweigittersystem verwendet. Die wichtigsten Merkmale der Gitter sind in Tabelle 5.2 noch einmal zusammengefaßt.

Tabelle 5.5 Merkmale der systematisch verfeinerten Diskretisierung des halben Referenzschiffes

Diskretisierung	Anzahl der KV	Anzahl der Regionselemente auf der halben Schiffsoberfläche	Mittlerer KV-Abstand [m] in Längsrichtung in der Nähe der Schiffsoberfläche Δx_m [m]; $\Delta x_m / L_{PP}$ [m/m]	Mittlerer KV-Abstand [m] in Normalenrichtung in der Nähe der Schiffsoberfläche Δn_m [m]; $\Delta n_m / L_{PP}$ [m/m]
D1	205492	1482	3.46 ; 0.02	0.84 ; 0.0048
D2	513767	2958	2.45 ; 0.014	0.59 ; 0.0034
D3	1286541	5909	1.73 ; 0.01	0.41 ; 0.0024

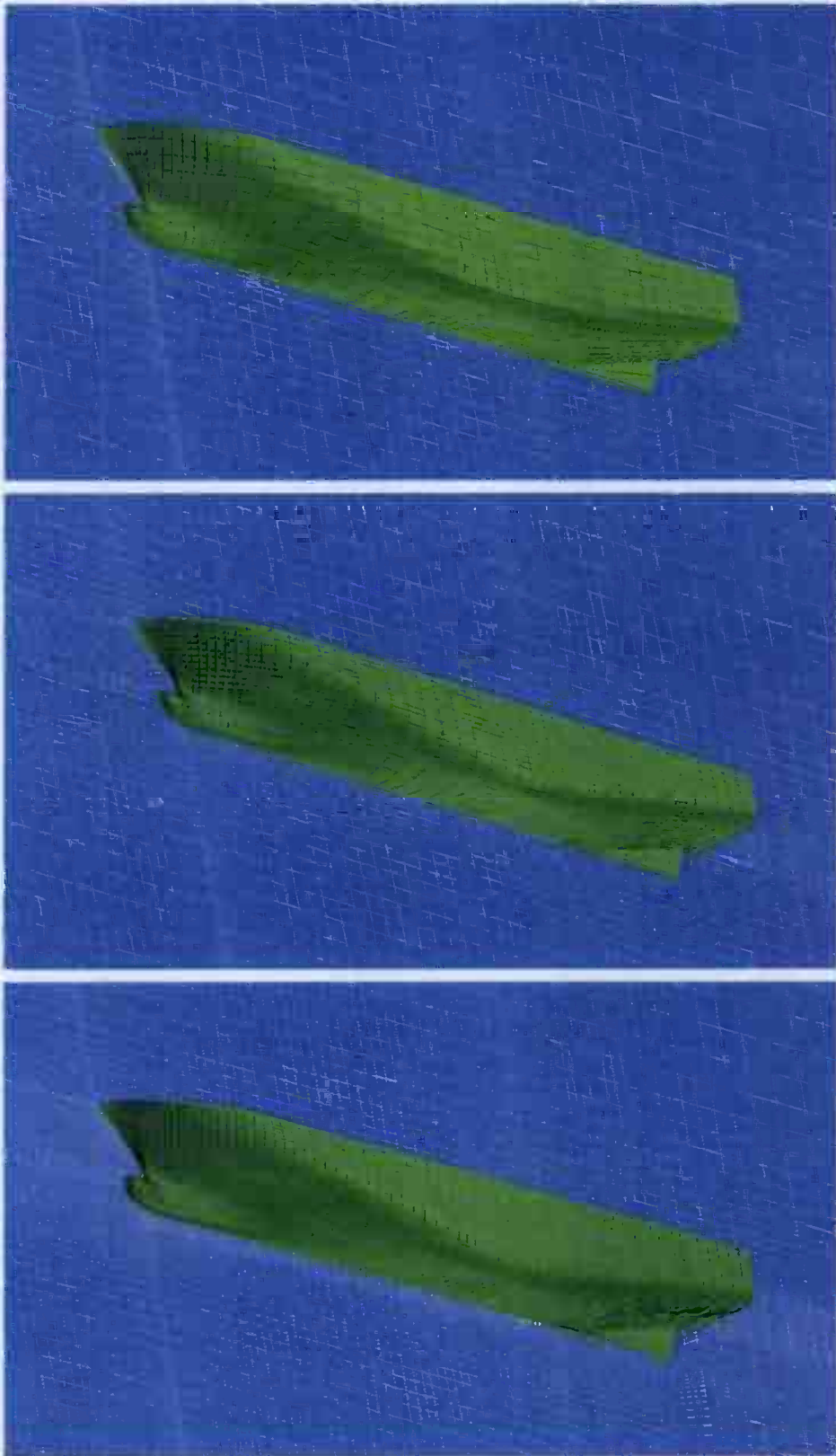


Abbildung 5.5 Diskretisierung D1 (oben), D2 und D3 (unten) der RoRo-Passagierfähre

Die Diskretisierungen wurden alle im Originalmaßstab generiert, die Berechnungen wurden dagegen alle mit Hilfe eines geometrischen Skalierungsfaktors im Modellmaßstab 1:40 durchgeführt. Aus früheren Arbeiten (*Mori und Hinatsu (1994)*) wurden Empfehlungen für die Mindestfeinheit des Schiffsgitters zur Auflösung der entstehenden Wellen und zur Berechnung des Schiffswiderstandes gegeben: $\Delta x_m < 0.021 L$ (entlang der Schiffsoberfläche) und $\Delta n_m < 0.005 L$ (normal zur Schiffsoberfläche) für $F_n = 0.324$. Diese Werte wurden für alle drei Diskretisierungen in der Nähe der Schiffsoberfläche berücksichtigt. Für die Berechnungen in schrägen Wellen wurde aus der halben Diskretisierung des Schiffes D1 ein weiteres Gitter D1.2 für das gesamte Schiff generiert, in dem die unter Abschnitt 5.2.2 erläuterten Größenverhältnisse berücksichtigt wurden.

5.3.3 Berechnung von globalen und lokalen Lasten in extremen Wellensituationen

Im folgenden Abschnitt wird die Anwendung der numerischen Methode zur Berechnung von Schiffsbewegungen und der dabei auftretenden Lasten in extremen Seegangssituationen beschrieben. Eine Reihe von Schiffsunglücken in der Vergangenheit wurde durch das Auftreten extremer Umweltbedingungen hervorgerufen. Im Falle der *Estonia* im Jahr 1994 wurde als eine der Hauptursachen neben anderen menschlichen und technischen Fehlern das Versagen der Bugklappenschlösser festgestellt (*Sames et al. (1997)*). Die auf die Bugklappe wirkenden Kräfte sind aus einer Reihe von Gründen stark nichtlinear, wie beispielsweise aufgrund des Spantausfalls, dem gestörten Wellensystem im Bugbereich oder dem Auftreten von Lufteinschlüssen. Zur Zeit existiert keine numerische Methode zur exakten Vorhersage der Bugklappenkräfte. In der Literatur sind zwei Ansätze zur Prognose dieser Kräfte zu finden. *Kvålshold, Svensen und Hovem (1996)* haben eine nichtlineare Streifenmethode verwendet und bestimmten die Slammingkräfte auf die 2D-Spanten normal zur Bugkontur anhand einfacher Keil/Kreis Slamming-Druckgleichungen. Die Bugwelle aufgrund der Vorwärtsgeschwindigkeit wurde berücksichtigt und der Spantausfallwinkel sowie der Winkel des Vorderstevens (bow stem) wurden systematisch variiert. Es erfolgte ein Vergleich mit Modellversuchen und mit den Bauvorschriften der Klassifikationsgesellschaften. *Östergaard, Rathje und Sames (1996)* stellten eine weitere Methode zur Vorhersage der Bugklappenkräfte vor, die auf einer linearen Panel-Methode basiert zur Bestimmung der Relativgeschwindigkeiten normal zur Schiffsoberfläche. Anhand empirisch determinierter Slammingdruckkoeffizienten wurden die Slammingdrücke im Zeitbereich aus der Kombination von Normalgeschwindigkeiten und Slammingdruckkoeffizienten berechnet. Ein einzelner Lastfall wurde untersucht und die berechneten Lasten mit den bestehenden Bauvorschriften der Klassifikationsgesellschaft Germanischer Lloyd verglichen. Ein Vergleich der weiterentwickelten Verfahren wurde in *Sames et al. (1997)* anhand der hier behandelten RoRo-Fähre präsentiert. Die in *Sames et al. (1997)* veröffentlichten Ergebnisse aus den Berechnungen sowie aus den Modellversuchen werden in Abschnitt 5.2.3.3 mit den

durchgeführten Simulationsergebnissen verglichen. Aus den zwei Varianten für die Bugform wurde für die Untersuchung die Bugform 1 ausgewählt (siehe Abschnitt 5.3.1). In Abschnitt 5.3.4 wird zunächst die Untersuchung des Konvergenzverhaltens der numerischen Methode mit unterschiedlich feinen Diskretisierungen anhand eines Referenzfalles beschrieben. Der Vergleich der berechneten Schiffsbewegungen mit den Versuchsergebnissen in Wellen unterschiedlicher Wellenlänge und -höhe erfolgt in Abschnitt 5.3.5. Schließlich wird in Abschnitt 5.3.6 ein Vergleich von ebenfalls in den Modellversuchen gemessenen lokalen Größen wie den Slammingkräften und dem örtlichen Druck vorgenommen.

5.3.4 Konvergenzverhalten der numerischen Methode

Die nachfolgende Untersuchung zeigt, wie die Feinheit der verwendeten Diskretisierung die numerische Lösung beeinflusst. Aus den Modellversuchen wurde zu diesem Zweck ein Referenzfall ausgewählt und mit den Berechnungsergebnissen verglichen. Alle physikalischen Größen wie Kräfte, Geschwindigkeiten, Zeit etc. wurden mit Hilfe der Froude'schen Ähnlichkeit in den Modellmaßstab umgerechnet und die Ergebnisse wieder auf den Großausführungsmaßstab zurücktransformiert. Als Testfall wurde der Modellversuch 112006 mit einer Wellenkreisfrequenz von $\omega = 0.6$ [rad/s] und einer Wellenamplitude von $\zeta = 3.65$ m bei Wellen von vorn nachgerechnet. Das Schiffsmodell wurde in diesem Fall geschleppt mit einer Geschwindigkeit von $v = 26$ kn. Für diesen Berechnungsfall wurde die Annahme der Symmetrie an der Ebene $y = 0$ getroffen, so daß das Berechnungsgebiet wie unter Abschnitt 5.2.1 beschrieben nur für den Bereich $y \geq 0$ diskretisiert wurde. Die Initialisierung des gesamten Berechnungsgebietes erfolgte mit der unter Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Methode aus der Strömungslösung einer vorangegangenen 2D-Simulation für die ungestörte Welle. Diese Methode hat sich in Zusammenhang mit dieser Art der Berechnung als sehr zeitsparend und numerisch robust erwiesen. Das Schiff, daß zum Zeitpunkt $t = 0$ s in der Ruhelage positioniert ist, befindet sich nach ca. 3 Begegnungsperioden in einer periodischen Bewegung, wobei insgesamt 10 Begegnungsperioden simuliert wurden. Betrachtet wurden die beiden Bewegungskomponenten Tauchen und Stampfen, die Vorwärtsgeschwindigkeit des Schiffes wurde als konstant angenommen. Ein wichtiger Faktor bei der Konvergenzanalyse auf verschieden feinen Gittern ist die Wahl der Zeitschrittweite, wie auch frühere Untersuchungen mit unterschiedlichen Zeitschrittweiten in *Hadzić et al.* (2002) gezeigt haben. Dieser sollte so bemessen werden, daß die Courant-Zahl einen Wert von $Cu = 0.3$ auch lokal nicht übersteigt. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben wird in dem verwendeten HRIC-Schema für Werte $Cu > 0.3$ eine Korrektur in das Differenzenschema eingeführt, so daß sich das Verfahren insgesamt numerisch diffusiver verhält und die Ergebnisse somit weniger genau sind. Für die Untersuchungen wurde die Zeitschrittgröße dt so gewählt, daß sich für den mittleren Zellabstand auf der Schiffsoberfläche Δx_m und für eine Strömungsgeschwindigkeit gleich der Vorwärtsgeschwindigkeit des Schiffes zuzüglich der maximalen Orbitalgeschwindigkeit der zu berechnenden Welle die gleiche mittlere Courant-

Zahl für die drei Diskretisierungen ergibt. Da in Schiffsnähe örtlich sehr viel höhere Strömungsgeschwindigkeiten auftreten können, wurde dieser Wert wesentlich kleiner als 0.3 vorgegeben. In Tabelle 5.6 sind die mittleren KV-Abstände und die gewählten Zeitschritte der drei Diskretisierungen zusammengefaßt.

Tabelle 5.6 verwendete Zeitschrittgrößen für die Simulation des Referenzfalles 112006

Diskretisierung	Mittlerer KV-Abstand Δx_m [m] in Schiffs-längs-richtung	Zeitschrittgröße dt [s]	Verhältnis der Wellenbegegnungsperiode zur Zeitschrittgröße T_e / dt [s/s]	mittl. <i>Courant</i> -Zahl Cu
D1	3.46	0.00229485	400	0.01
D2	2.45	0.00162270	566	0.01
D3	1.73	0.00114743	800	0.01

Da die Verfeinerung des Berechnungsgebietes nicht nur die räumliche sondern auch die zeitliche Diskretisierung betrifft, wächst der Rechenaufwand sehr stark an. Aus diesem Grund ist es wichtig zu wissen, wie die Genauigkeit der Ergebnisse für diese Art der gekoppelten Berechnung von Strömung und Körperbewegung von der Gitterfeinheit beeinflußt werden. Als ersten Vergleich der Berechnungen auf den drei unterschiedliche feinen Gittern zeigt Abbildung 5.6 die Position des Schiffes und die Höhe der freien Oberfläche im Zeitpunkt des Eintauchens des Bugs.

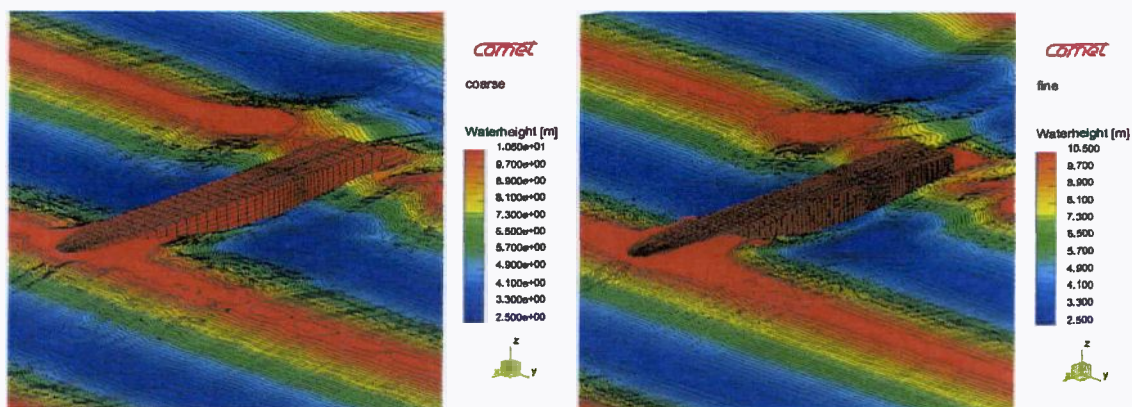


Abbildung 5.6 Schiffposition und freie Oberfläche im Zeitpunkt $t=32.1$ s für die Berechnungen mit den Diskretisierungen D1 (links) und D3 (rechts)

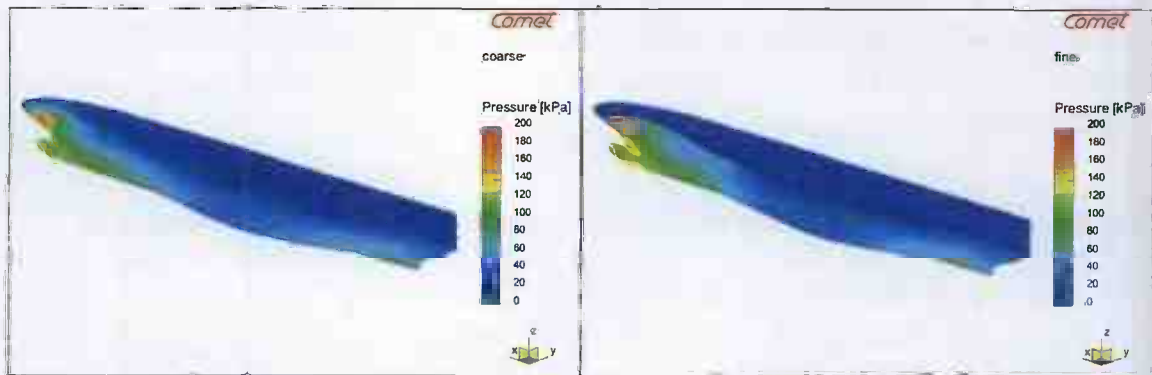


Abbildung 5.7 Druckverteilung über die Schiffsoberfläche im Zeitpunkt des Eintauchens für die Diskretisierung D1 (links) und D3 (rechts), $t=31.4$ s

In Abbildung 5.6 und Abbildung 5.7 ist der Zeitpunkt nach ca. 5 Begegnungsperioden dargestellt, so daß der Einschwingvorgang abgeschlossen sein sollten. Der Verlauf der freien Oberfläche ist sehr ähnlich in den Berechnungen, die Detailgenauigkeit wächst dagegen mit der Feinheit des Gitters an. Der Bug des Schiffes taucht bei dieser Berechnung sehr weit in die einfallende Welle ein und es treten Slammingeffekte auf, wie in Abbildung 5.7 anhand der Druckverteilung ersichtlich ist. Die Strömungslösung des feinen Gitters zeigt im Gegensatz zu den anderen beiden Gittern, wie sich beim Eintauchen des Bugs Spritzer bilden. Die Betrachtung der freien Oberfläche direkt an der Schiffaußenhaut der Diskretisierung D3 in Abbildung 5.8 zeigt weiterhin das Auftreten von Lufteinschlüssen, die im weiteren Verlauf der Simulation entlang der Schiffswand transportiert werden.

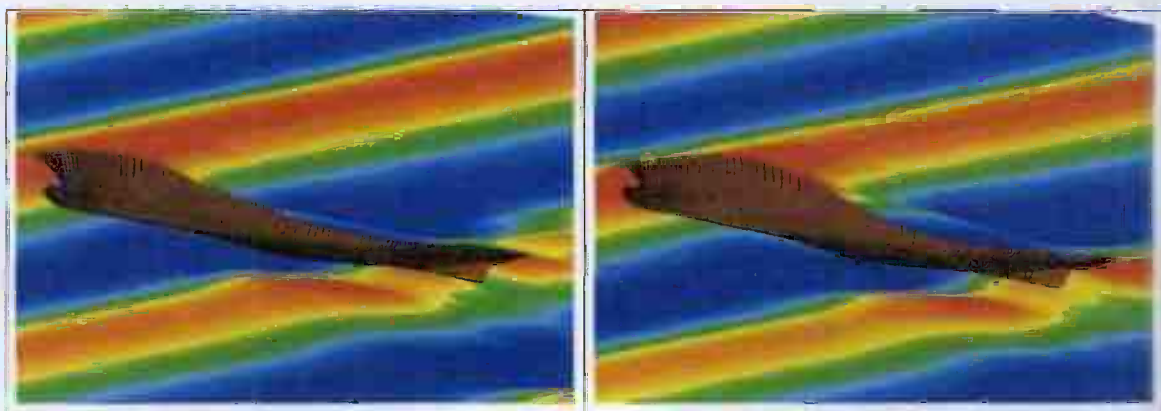


Abbildung 5.8 Entstehung und Ausbreitung von Lufteinschlüssen beim Eintauchen der Bugsektion (Diskretisierung D3), Ansicht von schräg unten

Für die Auflösung der angesprochenen lokalen Oberflächeneffekte ist offensichtlich eine Mindestfeinheit entsprechend der Diskretisierung D3 notwendig.

Die folgende Abbildung 5.4 zeigt den Vergleich der berechneten Bewegungskomponenten Tauchen und Stampfen. Während der Simulation wurde weiterhin am äußeren Seitenrand des Berechnungsgebietes die zeitliche Veränderung der Wasserhöhe an mehreren Positionen in x -Richtung gemessen. Die Ergebnisse des Sensors an der Längsposition des Schiffsschwerpunktes sind gleichfalls in Abbildung 5.9 dargestellt.

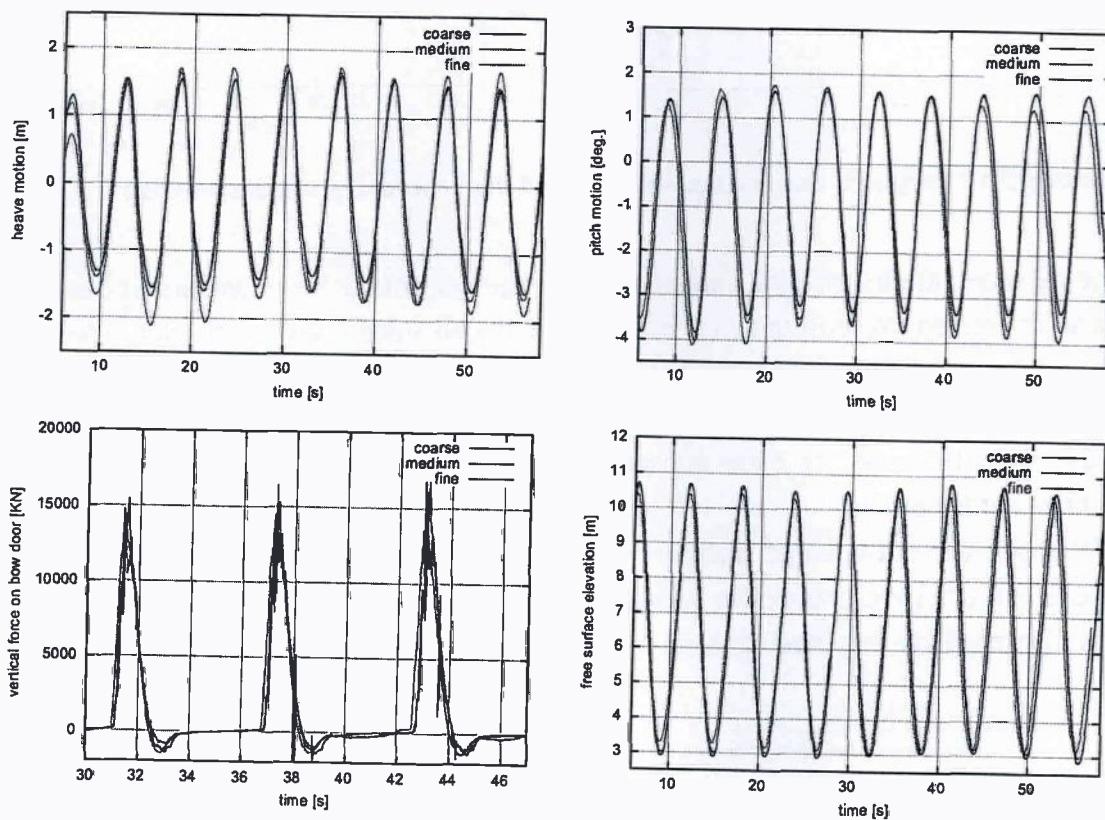


Abbildung 5.9 Bewegungsergebnisse für Tauchen und Stampfen, vertikale Kraft auf die Bugklappe und Auslenkung der freien Oberfläche an der Längsposition des Schiffsschwerpunktes; Diskretisierungen D1, D2 und D3

Aus dem Verlauf der Bewegungen ist zu erkennen, daß der Einschwingvorgang auf den verschiedenen Gittern etwas unterschiedlich ist. Die sich einstellende periodische Lösung ist dagegen sehr ähnlich. Der zeitliche Verlauf wie auch die Amplitude der Bewegungen weichen nicht deutlich voneinander ab. Die Messungen der Höhe der freien Oberfläche zeigen, daß numerische Dämpfung bei Berücksichtigung der Mindestzellzahlen kaum bemerkbar ist. Die berechneten Stampfbewegungen weisen eine deutlich größere negative Amplitude (Austauschen des Bugs) gegenüber der positiven Amplitude (Eintauchen des Bugs) auf. Dieser Effekt wurde zum einen durch den Spantausfall hervorgerufen und zum anderen durch die hohen lokalen Kräfte am Bug beim Auftreffen auf die Wasseroberfläche. Abbildung 5.10 verdeutlicht die auftretenden Kräfte und Momente bezogen auf den Schwerpunkt des Schiffes.

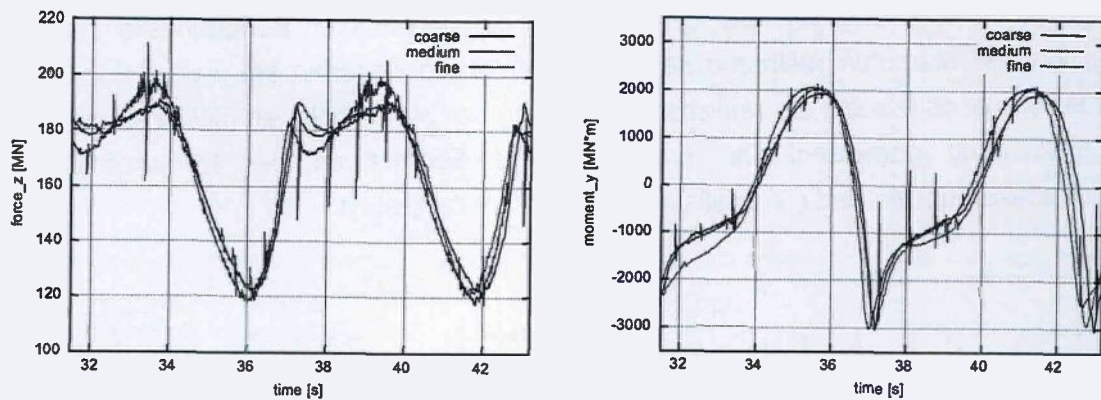


Abbildung 5.10 Vergleich der vertikalen Kraft und des Momentes um die y-Achse

Die gemessenen Kräfte und Momenten weisen infolge der Effekte beim Eintauchen des Bugs in dieser extremen Wellensituation keinen sinusförmigen Verlauf auf. Auch hier liefert der Vergleich der drei Gitter einen sehr ähnlichen Verlauf. Die numerischen Unregelmäßigkeiten in den Zeitreihen der Diskretisierung D3 sind lediglich die Folge des häufig notwendigen Neustarts der Rechnung, da diese aufwendige Simulation in einem Warteschlangensystem berechnet werden mußte.

Der Vergleich der Bewegungen mit den Modellversuchen ist etwas schwierig, da bei den Versuchen im alten Wellentank der Versuchsanstalt *MARIN* die Amplitude der Welle zeitlich stark variierte wie die folgende Abbildung 5.11 zeigt.

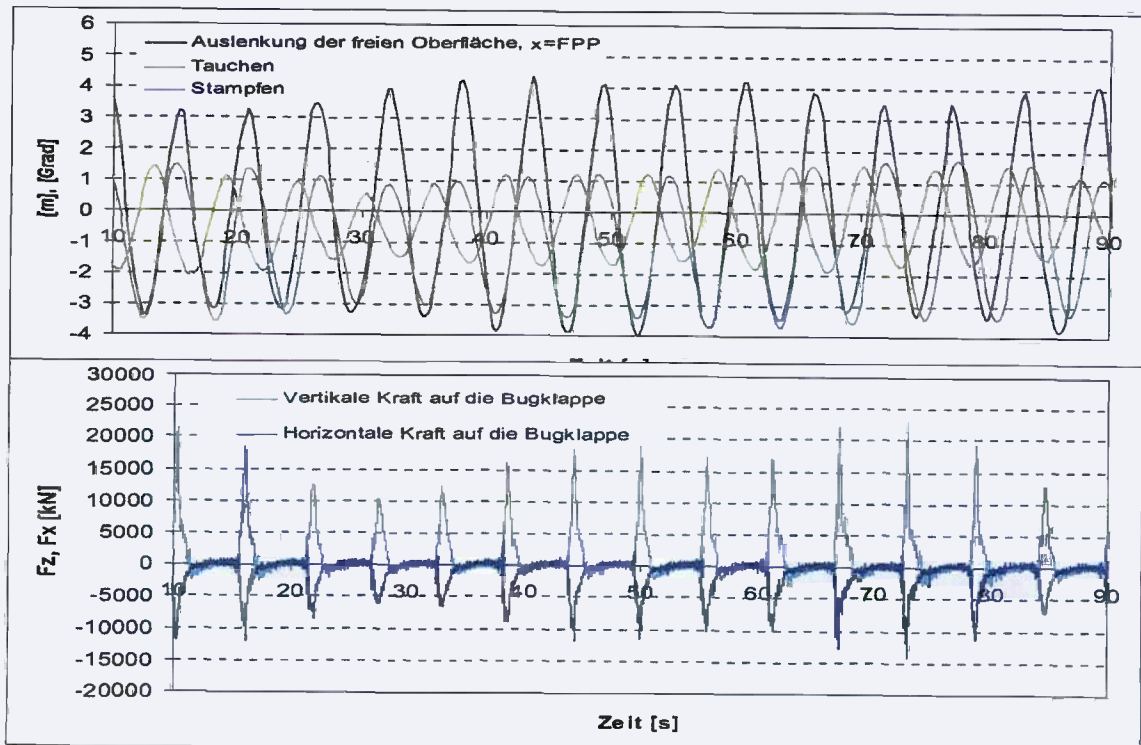


Abbildung 5.11 Ergebnisse des Modellversuchs 112006

Für den Vergleich der Schiffsbewegungen wurde daher ein Mittelwert der Amplituden für beide Bewegungskomponenten und die gemessene Wellenamplitude gebildet und mit den Berechnungen verglichen, die nach dem gleichen Schema ausgewertet wurden. Die Auswertung der Berechnungen erfolgte nach 3 Begegnungsperioden, um Einflüsse durch Einschwingeffekte auszuschließen. Da die Wellenamplitude im allgemeinen nicht der vorgegebenen Auslenkung von $\zeta = 3.65 \text{ m}$ entspricht, sind die Mittelwerte der Bewegungsamplituden in Abbildung 5.7 auf die tatsächliche maximale Wellenamplitude normiert.

Tabelle 5.7 Vergleich der berechneten und gemessenen Bewegungsamplituden (Mittelwerte)

	D1	D2	D3	Modellversuch 112006
$\frac{\tau_3^a}{\zeta_{\text{gemessen}}} \text{ [m/m]}$	0.395	0.444	0.469	0.396
$\frac{\varphi_2^a}{\zeta_{\text{gemessen}}} \text{ [Grad/m]}$	0.646	0.703	0.735	0.641

Der Vergleich der Bewegungsamplituden zeigt, daß wider Erwarten die grobe Diskretisierung D1 die besten Ergebnisse im Vergleich mit den Modellversuchen hervorbrachte. Einschränkend muß in Betracht gezogen werden, daß in den Versuchen kein periodischer Zustand erreicht wurde aufgrund der ständig variierenden Wellenbedingungen. Das Schiff befand sich also in einem fortwährenden Einschwingprozeß. Weiterhin wurde bei der Auswertung festgestellt, daß sich das Schiff im Versuch nicht mit einer Vorwärtsgeschwindigkeit von $v=26 \text{ kn}$ sondern im Mittel von 27 kn bewegte. Tendenziell führt diese höhere Vorwärtsgeschwindigkeit zu einer größeren Begegnungswellenkreisfrequenz, die für diesen Fall bei der Betrachtung der Übertragungsfunktion (RAO) in Abschnitt 5.3.5 zu kleineren Amplituden der beiden Bewegungskomponenten führt.

Während der Messungen und der Berechnungen wurden weiterhin die Kräfte auf die Bugklappe gemessen (vgl. Abbildung 5.11). Da auch hier das Problem stark variierender Kraftamplituden bestand, wurde für den Vergleich der Kraftzeitreihen ein Zeitfenster ausgewählt, in dem die gemessene Wellenamplitude in etwa den Vorgabewerten entsprach. Die Messung der Auslenkung der freien Oberfläche erfolgte im Versuch in einiger Entfernung vom Modell, so das eine Zeitverschiebung von etwa 4 s bis zum Erreichen des Ereignisses an

der Position $x = L_{FPP}$ zu berücksichtigen war. Zur Feststellung der Ähnlichkeit des Eintauchereignisses wurde die abgeleitete Größe Relativbewegung des Punktes FPP gegenüber der ungestörten Welle hinzugezogen, die sich aus den gemessenen Schiffsbewegungen und der Welle berechnet:

$$z_{FPP}^{rel} = \zeta_{FPP} - r_3 - (L_{FPP} = x_{1,G}) \sin(\varphi_2) \quad (5.7)$$

Als geeignetes Zeitfenster wurde der Bereich $83 \text{ s} \leq t \leq 87 \text{ s}$ ausgewählt. Den Vergleich der Messungen mit den Simulationsergebnissen zeigt Abbildung 5.12.

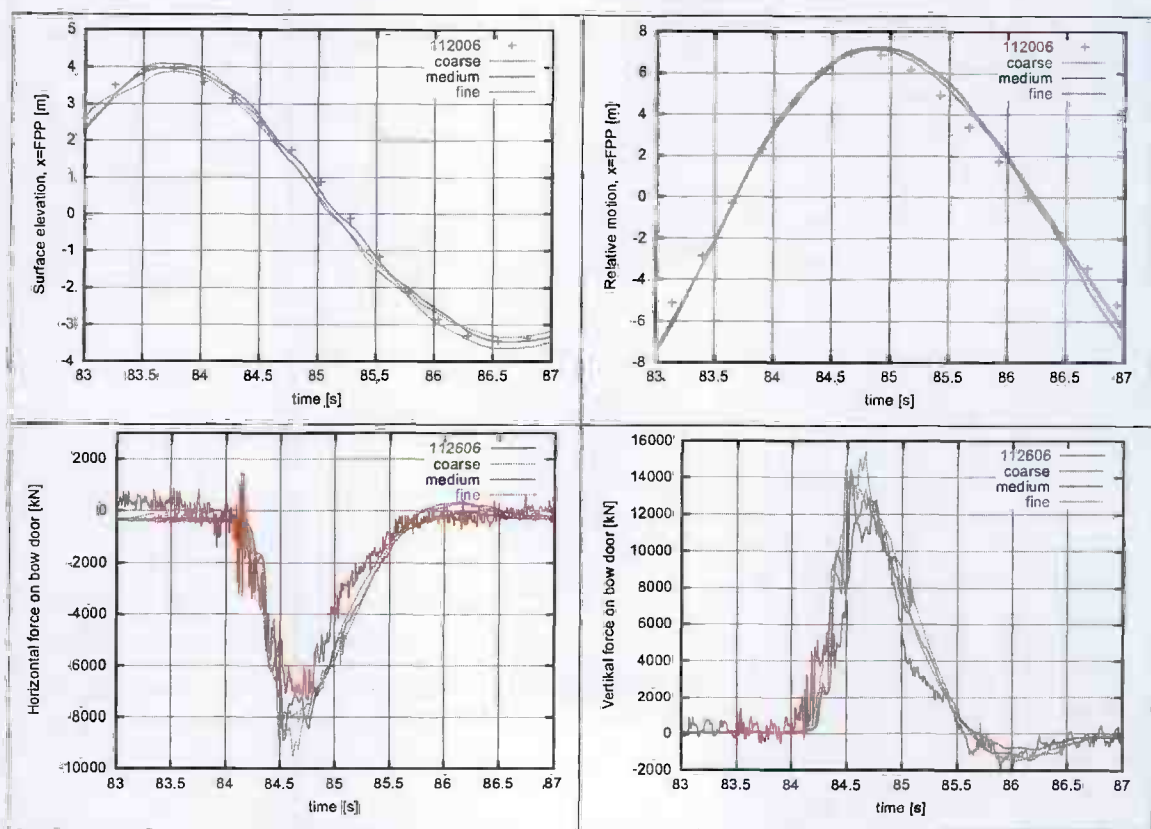


Abbildung 5.12 Vergleich der gemessenen und simulierten Welle und der Relativbewegung an $x=FPP$ (oben) sowie der Slamingkräfte auf die Bugklappe in x - und z -Richtung (unten) für das ausgewählte Ereignis

Der Vergleich zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Berechnungsergebnisse mit den Versuchsergebnissen für dieses Ereignis. Der Vergleich erfolgte hier mit dem 5. Eintauchereignis aus den Simulationen nach Abschluß des Einschwingvorgangs. Obwohl kleine Abweichungen im Verlauf der Relativbewegung des Punktes FPP zu erkennen sind, wurde der Verlauf der Kraft auf die Bugklappe sehr genau prognostiziert. Prinzipiell werden die Ergebnisse mit zunehmender Gitterfeinheit besser.

Schließlich wurden für diesen Modellversuch die Zeitreihen der Drucksensoren als Beispiel für lokale Strömungsergebnisse verglichen. Abbildung 5.9 zeigt diesen Vergleich für die Drucksensormatrix aus Tabelle 5.4.

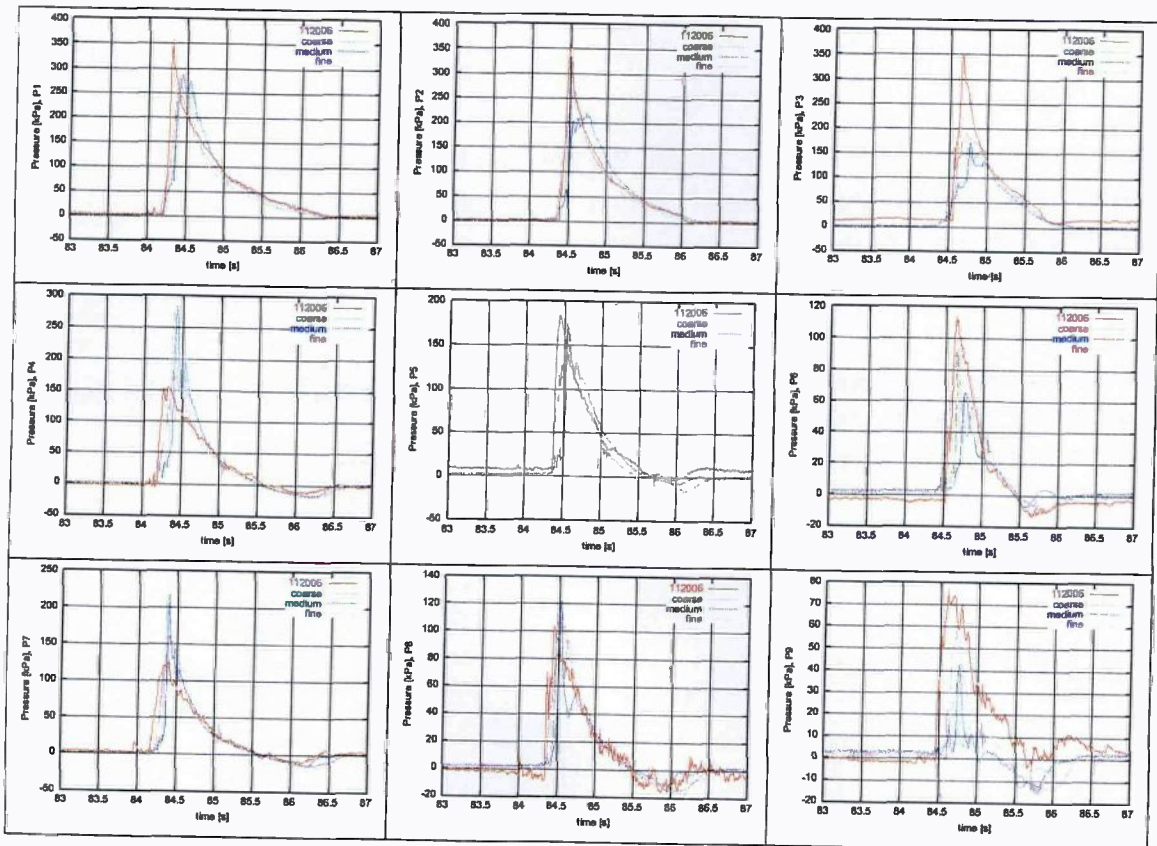


Abbildung 5.13 Vergleich der gemessenen und simulierten lokalen Drücke für das ausgewählte Ereignis

Der Vergleich der lokalen Druckverläufe aus der Simulation ist in Form, Höhe und Dauer den Messergebnissen sehr ähnlich mit Ausnahme des Sensors P3.

Die Konvergenzanalyse der Berechnung auf den drei systematisch verfeinerten Diskretisierungen D1, D2 und D3 kann anhand beliebiger globaler oder lokaler Strömungs- oder Bewegungsvariablen ϕ vorgenommen werden. Die Konvergenzordnung p des Gesamtverfahrens läßt sich bei monotoner Konvergenz mittels:

$$p = \frac{\log \left(\frac{\phi_{GVF,h} - \phi_{GVF^2,h}}{\phi_h - \phi_{GVF,h}} \right)}{\log GVF} \quad (5.8)$$

mit $GVF = \sqrt{2}$ (Gitterverfeinerungsfaktor)

ermitteln. Der Diskretisierungsfehler ε_h für die Diskretisierung D3, der neben dem Rundungs- und dem Iterationsfehler auftritt, kann durch Verwendung der Konvergenzordnung p mit:

$$\varepsilon_h = \frac{\phi_h - \phi_{GVF^2 \cdot h}}{GVF^p - 1} \quad (5.9)$$

abgeschätzt werden (vgl. Roache (1994)). Bei Kenntnis des Diskretisierungsfehlers kann die Lösung der Größe ϕ weiter verbessert werden durch Aufaddieren des Diskretisierungsfehlers (gitterunabhängige Lösung). Diese einfache Methode ist als Richardson-Extrapolation (Richardson (1910)) bekannt und gilt als exakt, wenn die Konvergenz monoton verläuft.

Tabelle 5.8 Konvergenzanalyse der systematisch verfeinerten Diskretisierungen anhand verschiedener Variablen (Mittelwerte)

	$\frac{\tau_3^a}{\zeta}$ [m/m]	$\frac{\varphi_2^a}{\zeta}$ [Grad/m]	$\bar{F}_{3, \text{bow}}$ [kN]
D1	0.395	0.646	16006
D2	0.444	0.703	14604
D3	0.469	0.735	13743
Konvergenzordnung p	1.94	1.67	1.41
Diskretisierungsfehler für die Diskretisierung D3 ε_h	0.026	0.041	-1366
$\Delta\phi = \frac{\phi_{GVF^2 \cdot h} - \phi_h}{\phi_h}$ [%]	15.8	12.1	16.5

Die Betrachtung der globalen Variablen τ_3^a / ζ , φ_2^a / ζ und der lokalen Variablen $\bar{F}_{3, \text{bow}}$ zeigt, daß eine monotone Konvergenz bei systematischer Verfeinerung des Berechnungsgebietes zu verzeichnen ist. Die Konvergenzordnung liegt für alle betrachteten Variablen zwischen eins und zwei, obwohl fast alle Gleichungen mit einer Ordnung von zwei in Raum und Zeit diskretisiert wurden. Lediglich die Ordnung der räumlichen Diskretisierung der Impulserhaltungsgleichung (80 % CDS) und der Gleichung zur Bestimmung der freien Oberfläche (HRIC-Schema) besaß einen Wert zwischen eins und zwei.

Der Abweichung der Ergebnisse für den Referenzfall der groben Diskretisierung D1 zur feinen Diskretisierung D3 beträgt lediglich $\Delta\phi \approx 15\%$. Dieses Ergebnis ist insofern

erstaunlich, da der Rechenaufwand für die Diskretisierung D3 (ca. 1 Jahr) um den Faktor 12 größer war gegenüber der Berechnung mit der Diskretisierung D1 (ca. 4 Wochen). Diese Rechenzeitangaben sind nur als grober Richtwert zu verstehen, da die Diskretisierung D2 und D3 mit mehreren Prozessoren parallel auf einem Großrechner durchgeführt wurde während die Diskretisierung D1 auf einem handelsüblichen PC mit 1.8 GHz stattfand. Für die Berechnungen auf Großrechenanlagen ist ein Warteschlangen- (Queue-) system zu verwenden, daß wiederum erhebliche Wartezeiten und eine Reihe anderer unerwarteter Probleme mit sich bringt.

Abschließend kann resümiert werden, daß für den betrachteten Referenzfall die grobe Diskretisierung D1 sehr gute Ergebnisse im Vergleich zu den wesentlich aufwendigeren Berechnungen mit den verfeinerten Diskretisierungen D2 und D3 lieferte. Daher wurde im folgenden zwei weitere Parameterstudien mit der Diskretisierung D1 durchgeführt, um anschließend unter Abschnitt 5.3.5 durch eine größere Zahl von Berechnungen einen umfassenderen Vergleich mit den Modellversuchen durchführen zu können.

Zunächst wurde für die Diskretisierung D1 untersucht, inwieweit eine Vergrößerung des Zeitschrittes die Lösung der numerischen Methode beeinflusst. Berechnet wurde der bereits behandelte Referenzfall jedoch mit einer anderen Wellenhöhe ($\zeta = 2.8 \text{ m}$). Die Berechnungsergebnisse sind in der folgenden Abbildung 5.14 dargestellt.

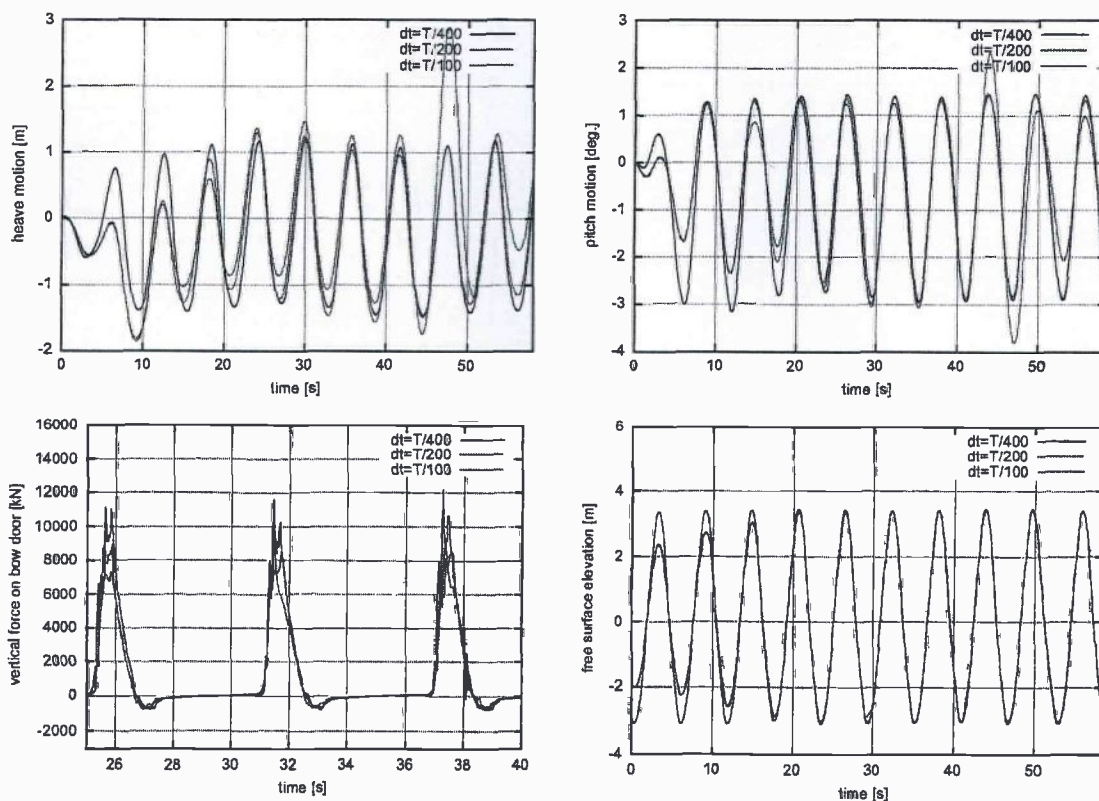


Abbildung 5.14 Berechnungsergebnisse bei Variation der Zeitschrittweite dt , Diskretisierung D1

Der Vergleich der Ergebnisse zeigt, daß bei Vergrößerung der Zeitschrittweite der Verlauf der Bewegungsgrößen unregelmäßiger wurde. Für sehr große Zeitschritte ($dt = T_c / 100$) können sogar unphysikalische Unregelmäßigkeiten wie zum Zeitpunkt $t = 48\text{ s}$ auftreten. Die Zeitschrittweite wurde nach diesen Versuchen mit $dt = T_c / 400$ für die nachfolgenden Untersuchungen festgelegt.

Ein weiterer Test sollte zeigen, inwieweit die Viskosität und die Verwendung des Turbulenzmodells die Berechnungsergebnisse für diese Diskretisierung und den angesprochenen Referenzfall beeinflusst. Erwartet wurde, daß die Auswirkungen auf das Bewegungsverhalten des Schiffes für den Fall Wellen von vorn eher klein sind. Die nächste Abbildung 5.15 verdeutlicht die Auswirkungen.

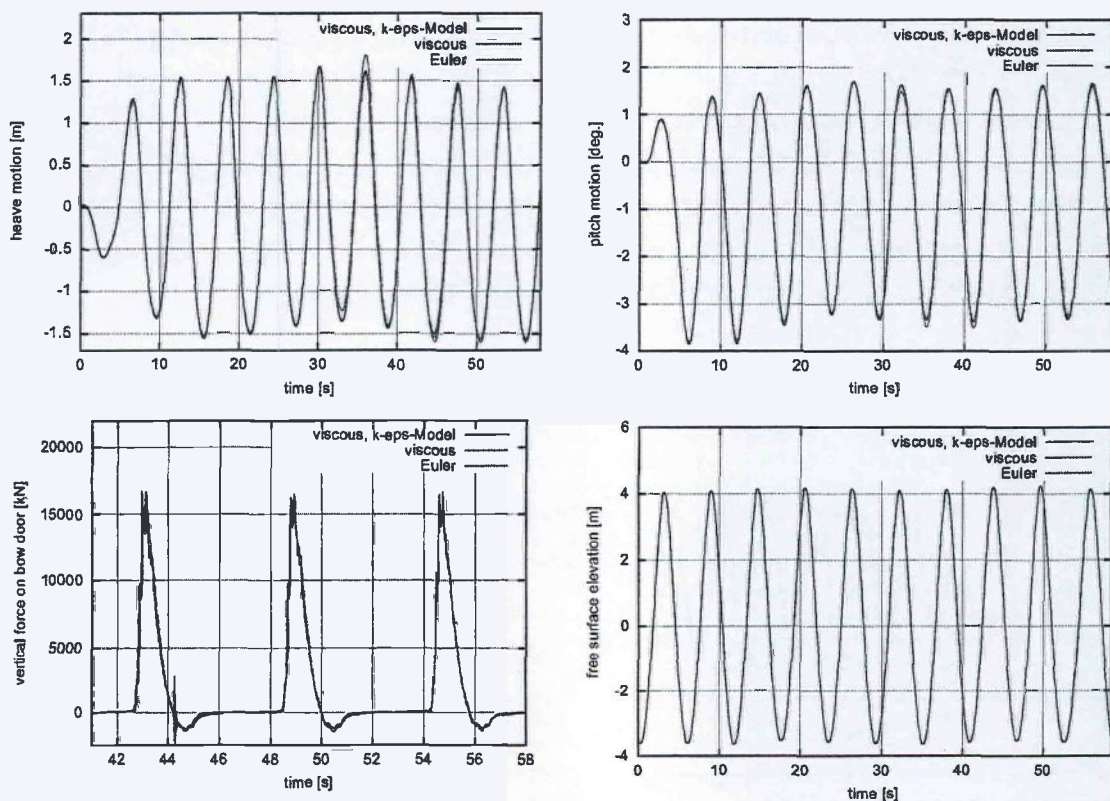


Abbildung 5.15 Vergleich der Berechnungsergebnisse für den Referenzfall ohne die Verwendung eines Turbulenzmodells und bei Vernachlässigung der Viskosität des Fluids

Wie erwartet waren die Auswirkungen bei Wegfall des Turbulenzmodells und bei Vernachlässigung der Fluidviskosität im Falle der Wellenausbreitung überhaupt nicht wahrnehmbar und im Fall der Körperbewegungen sehr gering. Alle nachfolgenden Untersuchungen in den Fällen Wellen von vorn wurden daher ohne die Verwendung des Turbulenzmodells durchgeführt. Die Viskosität des Fluids wurde dagegen weiter mitberücksichtigt, da dieser Term kaum erhöhten Rechenaufwand in der numerischen Methode darstellt.

5.3.5 Schiffsbewegungen

Nach der Konvergenzanalyse wurden nun mehrere Simulationen in regulären Wellen unterschiedlicher Wellenlänge und -höhe durchgeführt. Für diese Untersuchungen wurde ausschließlich die grobe Diskretisierung D1 ohne den Einsatz eines Turbulenzmodells (vgl. Abschnitt 5.3.4) mit der Zeitschrittweite $dt = T_e/400$ verwendet. Berechnet wurde wiederum die Zeit von 10 Begegnungsperioden mit der unter Abschnitt 4.1.2 erläuterten Initialisierung des Berechnungsgebietes mit ungestörten Wellen. Der Vergleich mit den Modellversuchen ist in Abbildung 5.16 als lineare Übertragungsfunktion (RAO) für beide Bewegungskomponenten in Wellen von vorn und einer Vorwärtsgeschwindigkeit von $v=26$ kn ($F_n = 0.324$) dargestellt. Dieses Vorgehen ist eigentlich aufgrund der auftretenden Nichtlinearitäten in hohen Wellen nicht zweckmäßig, da ein linearer Zusammenhang zwischen Wellenamplitude und Bewegungsamplitude nur für sehr kleine Wellenhöhen besteht. Somit erscheint als zweiter Parameter neben der Wellenlänge die Wellenamplitude. Da in den numerischen Berechnungen die gleichen Wellenhöhen wie im Experiment verwendet wurden, ist hier trotzdem die Normierung auf die Wellenamplitude vorgenommen worden. Die Zeitreihen der Bewegung und der Wellenhöhen wurden dabei so ausgewertet, daß nach drei Einschwingperioden die maximalen Bewegungsamplituden für jeweils eine Begegnungsperiode T_e registriert und das arithmetische Mittel bestimmt wurde (vgl. Abschnitt 5.3.4). Schließlich wurde das arithmetische Mittel aus allen so betrachteten Begegnungswellenperioden berechnet. In Tabelle 5.9 sind die berechneten Fälle zusammengefaßt und Abbildung 5.16 zeigt die so ermittelte Übertragungsfunktion der Bewegungskomponenten Tauchen und Stampfen für die vorgestellte numerische Methode sowie für zwei weitere Methoden (siehe *Sames et al.* (1997)). Zusätzlich sind in der Abbildung die Berechnungsergebnisse der Diskretisierungen D2 und D3 dargestellt (nur Referenzfall aus Abschnitt 5.3.4).

Tabelle 5.9 Wellenbedingungen für die Berechnungsfälle

Vorwärtsgeschwindigkeit	ζ [m]	ω [rad/s]
26 kn	3.07	0.4
26 kn	1.9	0.5
26 kn	2.5	0.5
26 kn	2.75	0.5
26 kn	1.61	0.55
26 kn	2.27	0.55
26 kn	2.96	0.55
26 kn	2.8	0.6
26 kn	3.65	0.6
26 kn	4.0	0.6
26 kn	2.95	0.65
13 kn	2.37	0.55
13 kn	2.90	0.55

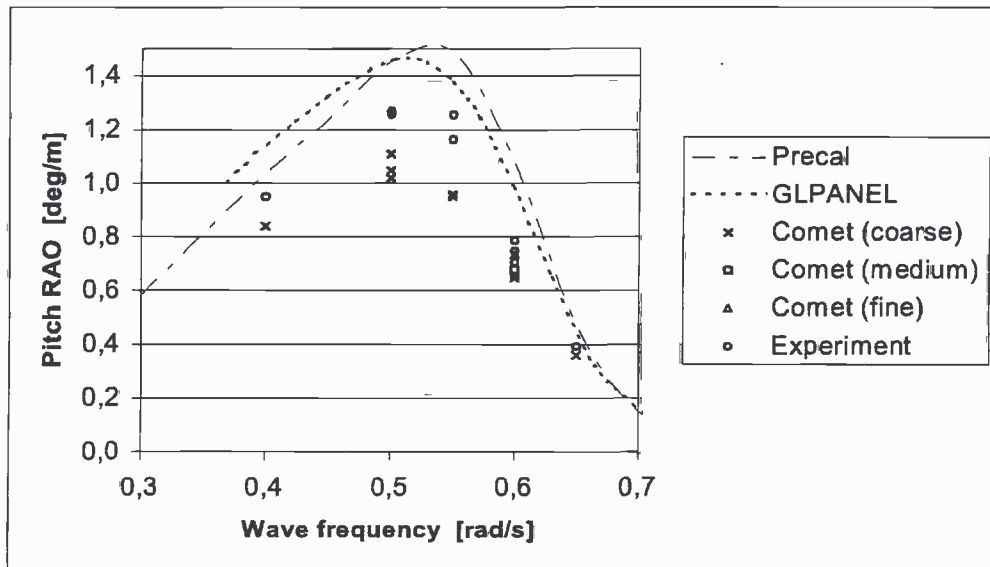
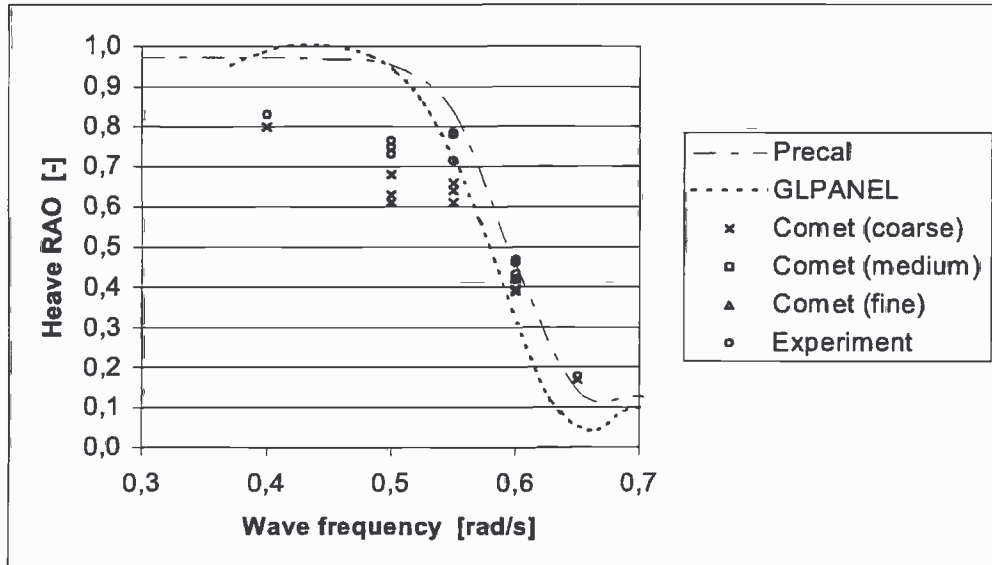


Abbildung 5.16 Vergleich der Übertragungsfunktionen aus den Berechnungen und den Versuchsergebnissen für Tauchen (oben) und Stampfen (unten); ($v=26\text{kn}$, $F_n=0.324$)

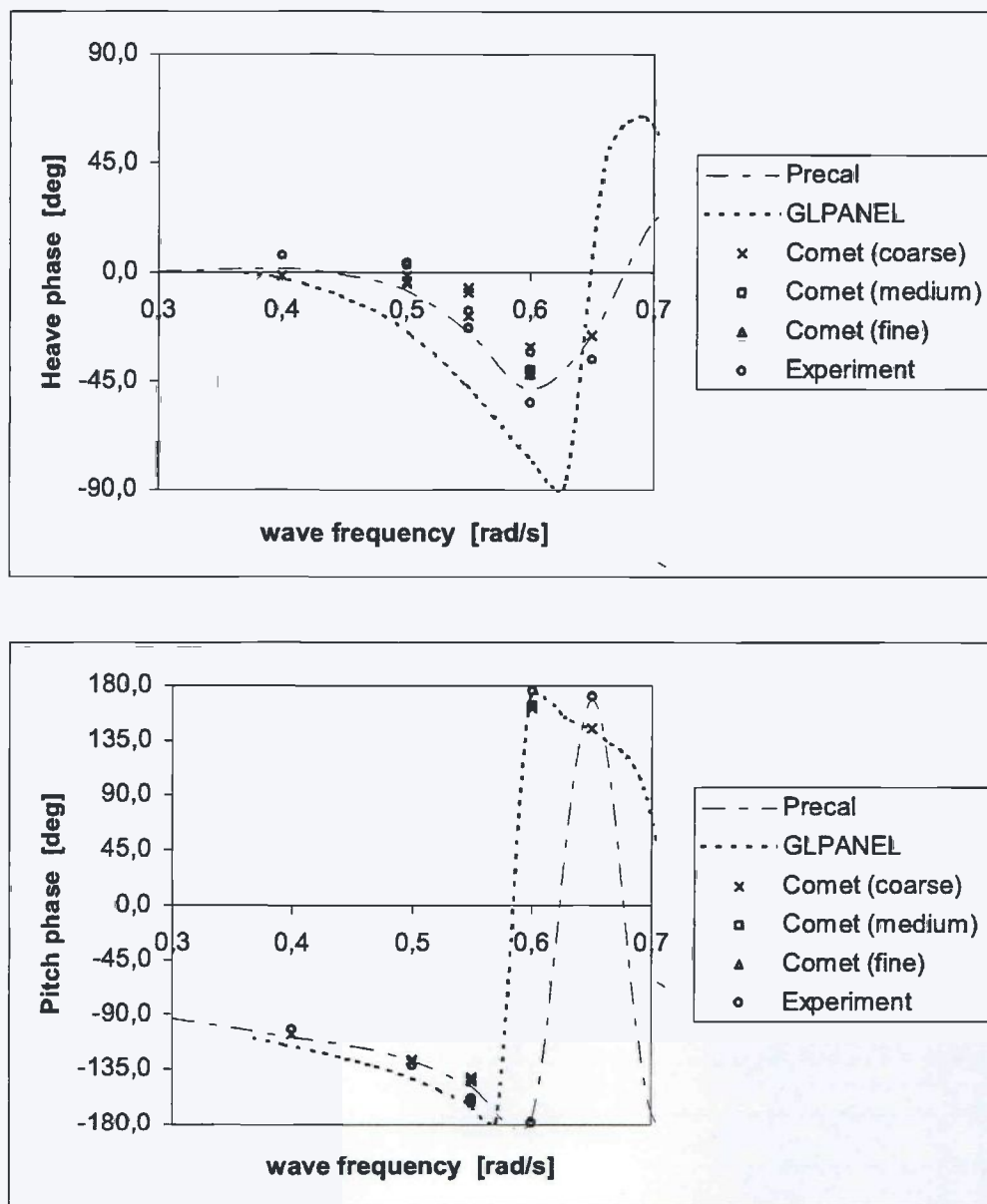


Abbildung 5.17 Vergleich der Phasenbeziehungen aus den Berechnungen und den Versuchsergebnissen für Tauchen (oben) und Stampfen (unten); ($v=26\text{kn}$, $F_n=0.324$)

Die Bewegungsamplituden sowie die Phasenbeziehungen zeigen eine gute Übereinstimmung bei dieser Froude-Zahl mit den im Versuchstank gemessenen Schiffsbewegungen und auch die Resonanzfrequenz von $\omega = 0.5\text{ rad/s}$ in der Stampfamplitude wurde von der Methode prognostiziert. Die Bewegungsamplituden wurden prinzipiell etwas zu klein vorhergesagt. Dies wurde vermutlich von der Verwendung des relativ groben Gitters D1 und der daraus folgenden numerischen Dämpfung hervorgerufen. Dieser Verdacht wird durch den Vergleich der in Abbildung 5.16 eingezeichneten Punkte für die beiden anderen Gitter D2 und D3 bekräftigt. Die experimentellen Ergebnisse unterliegen einer gewissen Unsicherheit wegen

der bereits erwähnten variierenden Wellenamplitude im Versuchstank. Durch diesen Umstand konnte sich kein periodischer Zustand einstellen, das Schiffsmodell befand sich fortwährend in einem Einschwingprozeß auf die sich ändernde Wellenhöhe.

In einer weiteren Berechnung wurde das gesamte Schiff bei einer konstanten Vorwärtsgeschwindigkeit von $v=26$ kn in einem konstanten Winkel von 135 Grad zu den einfallenden Wellen berechnet. Für diese Berechnung wurde die Diskretisierung D1.2 (siehe Abschnitt 5.3.2) mit den Vorgaben aus Abschnitt 5.2.2 verwendet. Die betrachteten Freiheitsgrade waren die Tauch- und die Seitwärtsbewegung des Schiffes sowie die Stampf- und die Rollbewegung. Da die Simulation sehr viel aufwendiger ist, wurde nur eine reguläre Wellebedingung ($\omega = 0.6 \text{ rad/s}$, $\zeta = 2.7 \text{ m}$) simuliert. Die Berechnungsergebnisse für die Bewegungsergebnisse zeigt Abbildung 5.18.

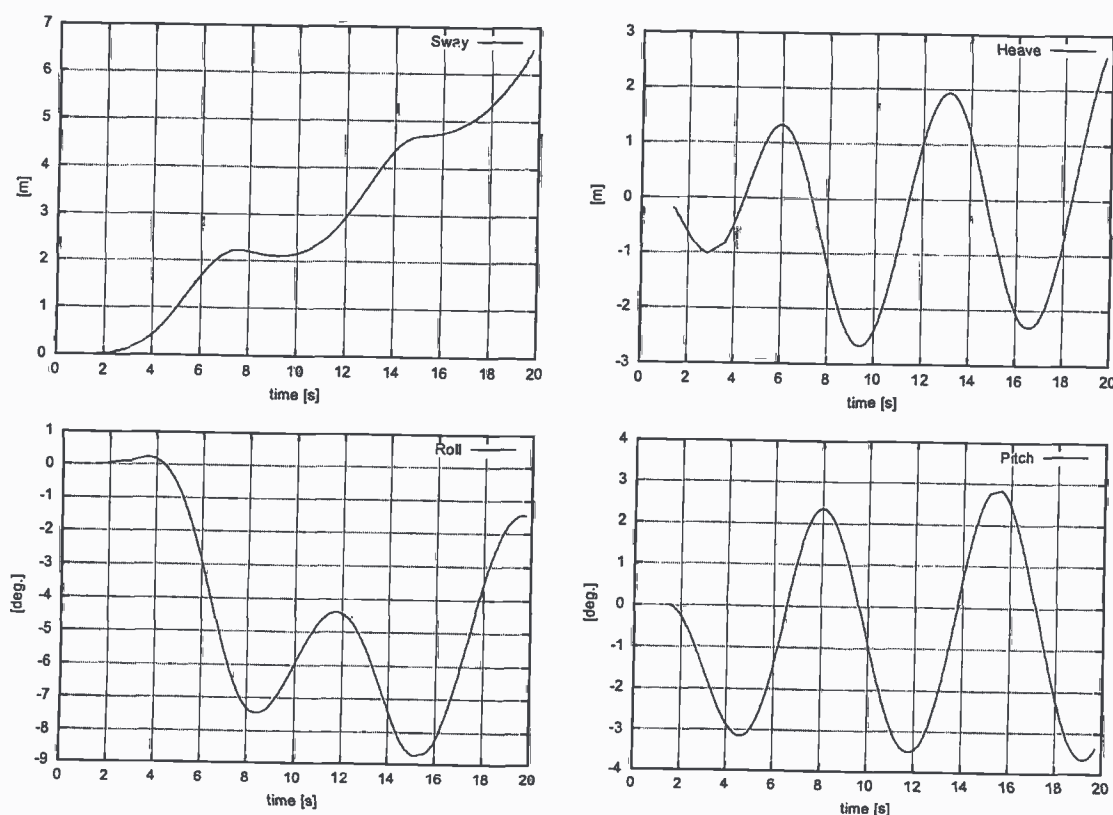


Abbildung 5.18 Verlauf der Bewegungsgrößen Tauchen, Querbewegung, Rollen und Stampfen für die MS Dextra in schrägen Wellen

Bemerkenswert ist, daß bei dieser hohen (vorgegebenen) Vorwärtsgeschwindigkeit in der recht hohen Welle nur negative Rollamplituden auftreten. Dies ist vielleicht darauf zurückzuführen, daß der Körper nach der simulierten Zeit noch nicht eingeschwungen war. Bei der Berechnung von Schiffsbewegungen in schräg einfallenden Wellen ist anzunehmen, daß die Viskosität des Fluids aufgrund der großen Roll- und Seitwärtsbewegung einen wesentlich größeren Einfluß auf das Bewegungsverhalten hat als bei Wellen von vorn. Mit

dem translatorischen Geschwindigkeitsvektor und der Lage des Schiffes läßt sich weiterhin der Driftwinkel bezogen auf den Schiffsschwerpunkt in jedem Zeitschritt bestimmen. Diese abgeleitete Bewegungsgröße, dargestellt in Abbildung 5.19, gibt die Abweichung vom gesteuerten Kurs zur tatsächlich gefahrenen Bahn des Schiffes wieder.

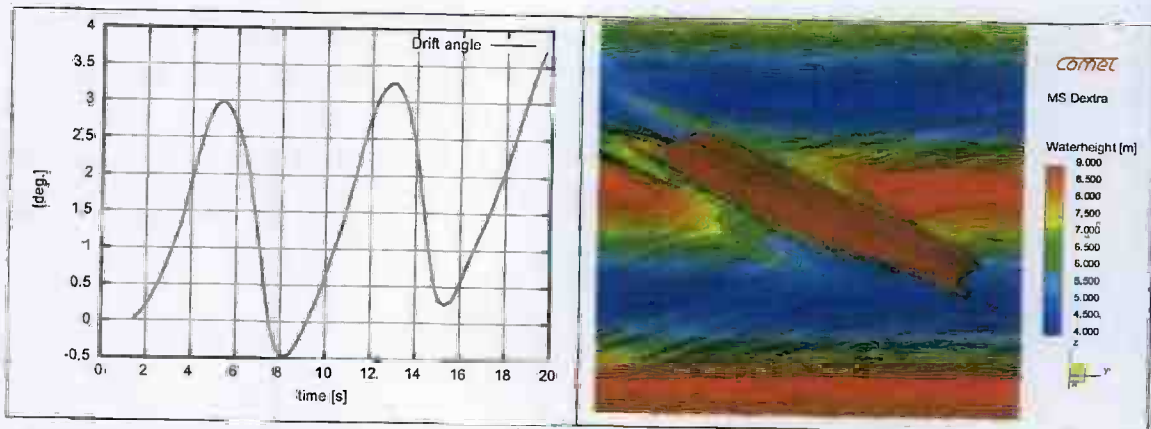


Abbildung 5.19 Driftwinkel und Zustand des Systems nach $t=6.68$ s.

Der Vergleich mit den Zeitreihen aus Abbildung 5.18 zeigt, daß der Driftwinkel sehr groß wurde, wenn das Schiff aus dem Wasser austauchte.

5.3.6 Auswertung der Kräfte auf die Bugklappe

Die Auswertung der im Modellversuch gemessenen maximalen Kräfte auf die Bugklappe (vgl. Abbildung 5.11) zeigte leider nicht wie erwartet eine Korrelation mit der tatsächlichen Wellenamplitude. Der Grund dafür lag in der bereits erwähnten orts- und zeitabhängigen Wellenausbildung im alten Versuchstank. Durch die ständig wechselnde Erregung konnte sich keine quasistationäre Schiffsbewegung einstellen. Für die Auswertung der Ergebnisse wurde daher die aus der Wellenerhebung und der Schiffsbewegung abgeleitete Relativbewegung des Punktes $x = FPP$ (vgl. Abschnitt 5.3.4) betrachtet. Nach dem Auftragen der maximalen Slammingkräfte gegen die Amplitude der Relativbewegung zeigte sich eine sehr gute Korrelation, die Relativbewegung des Punktes FPP wurde daher als Basisgröße für die Auswertung der Slammingkräfte verwendet. In der Simulation wurde die ungestörte Wellenerhebung seitlich vom Schiff an der Position $x = L_{PP}$ gemessen. Die Auswertung der Simulationsergebnisse erfolgte wiederum so, daß nach einer Einschwingphase von 3 Begegnungsperioden für jedes Slammingereignis die maximale vertikale Kraft und die zu diesem Ereignis gehörige Amplitude der Relativbewegung festgestellt wurden. In der folgenden Abbildung 5.20 sind für jeweils eine Wellenlänge die Peaks der vertikalen Kräfte gegenüber der Amplitude der zugehörigen Relativbewegung des Punktes FPP für verschiedene Ereignisse dargestellt. Die Betrachtung von Modellversuchen mit verschiedenen Wellenhöhen und konstanter Wellenlänge (schwarze Punkte) liefert eine Beziehung zwischen Slammingkräften und Relativbewegung, die durch die vorgestellte numerische Methode (rote Punkte) sehr gut vorhergesagt wird.

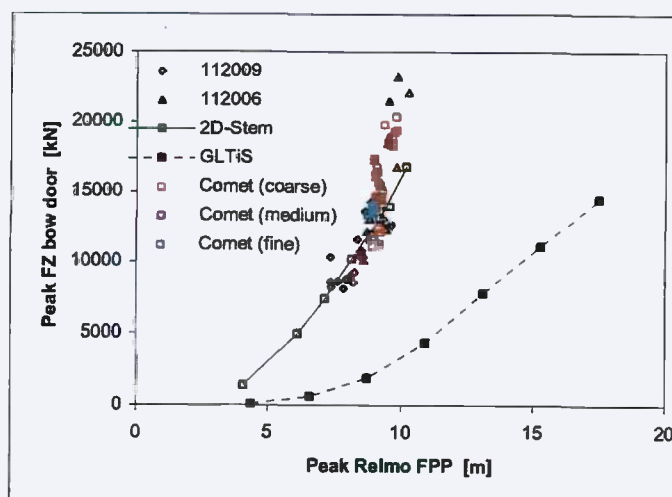
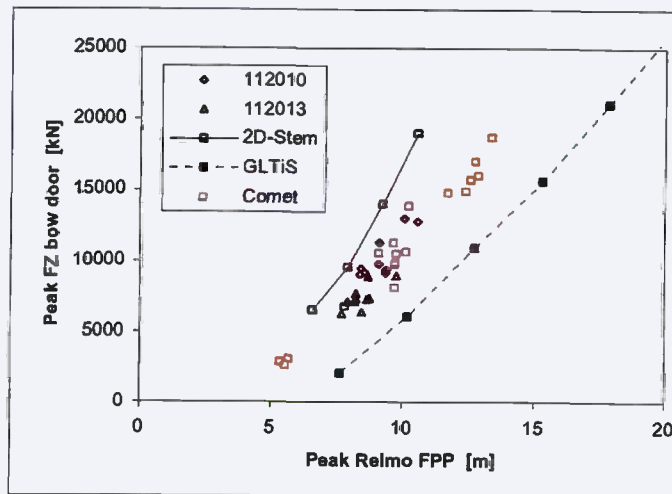
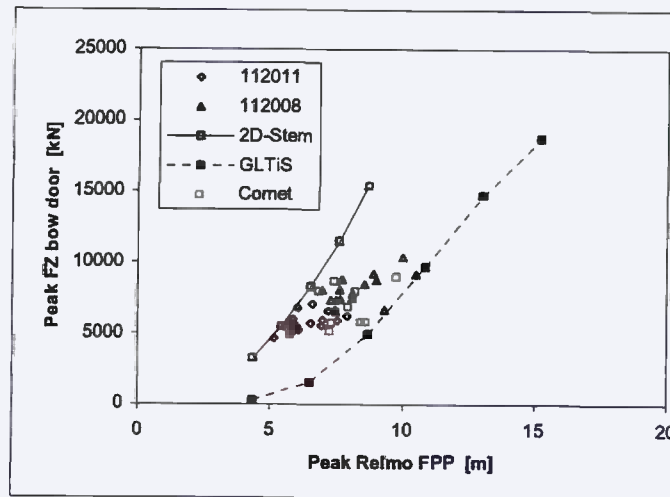


Abbildung 5.20 Prognostizierte und gemessene Vertikalkraft auf die Bugsektion für die Wellenkreisfrequenzen $\omega = 0.5$ rad/s (oben), $\omega = 0.55$ rad/s und $\omega = 0.6$ rad/s (unten), $v = 26$ kn

In den drei Diagrammen sind die Ergebnisse zweier weiterer Methoden eingezeichnet. Die rechte schwarze Linie repräsentiert die Ergebnisse der Methode GLTIS der Klassifikationsgesellschaft Germanischer Lloyd und die linke die Resultate der Methode 2D-Stem der Versuchsanstalt MARIN (siehe *Sames et al.* (1997)). Bei GLTIS handelt es sich um eine Kombination aus linearer Panel-Methode und Navier-Stokes-Solver (vgl. Abschnitt 5.3.3) und bei 2D-Stem um eine nichtlineare Streifenmethode. Der Vergleich der numerischen Methoden zeigt, daß die Genauigkeit der Vorhersage durch die Verwendung eines RANSE-Solvers für die Berechnung des Seegangsverhaltens deutlich höher ist. Auch bei einer Schiffgeschwindigkeit von $v = 13$ kn liefert die Methode Prognosen, die in gutem Einklang mit den Versuchsmessungen stehen. Abbildung 5.21 zeigt den Vergleich für die Berechnungen in einer Welle mit der Wellenkreisfrequenz von $\omega = 0.55$ rad/s.

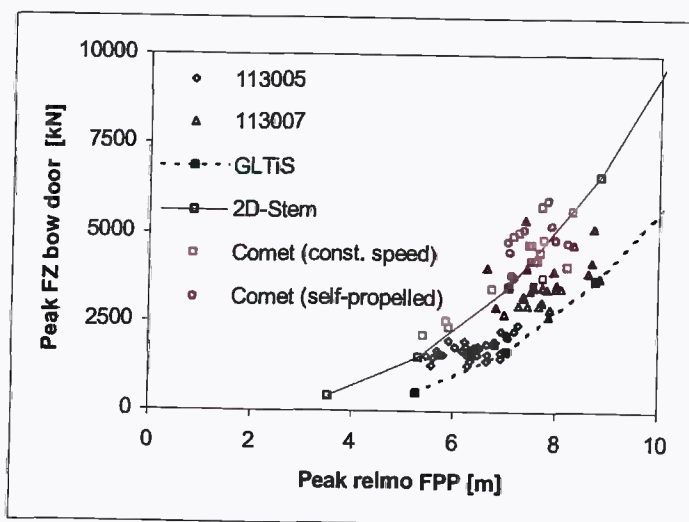


Abbildung 5.21 Prognostizierte und gemessene Vertikalkraft auf die Bugsektion für die Wellenkreisfrequenzen $\omega=0.55$ rad/s, $v=13$ kn

Da in den Modellversuchen für diese Schiffgeschwindigkeit der Vortrieb des Schiffes nicht durch Schleppen des Modells sondern durch zwei Propeller erfolgte, wurde auch eine Vergleichsberechnung unter Verwendung des Propellermodells entsprechend Abschnitt 2.3.3 durchgeführt. Neben den beiden Freiheitsgraden Tauchen und Stampfen wurde die Schiffsbewegung in Längsrichtung ebenfalls aus den am Schiff angreifenden Kräften berechnet. Der Propellerschub wurde hier mit dem Mittelwert der gemessenen Längskräfte aus der vorangegangenen Berechnung mit vorgegebener Vorwärtsgeschwindigkeit vorgegeben. Als Ergebnis ergab sich für die Geschwindigkeitskomponente in Längsrichtung ein periodischer Verlauf, der mit ca. 7 % um die mittlere Vorwärtsgeschwindigkeit schwankt. Die mittlere Vorwärtsgeschwindigkeit lag mit dem vorgegebenen Propellerschub bei ca. 13.3 kn, der gemessene Wert eignet sich also recht gut, war aber tendenziell etwas zu hoch. Für

genauere Untersuchungen müßte ein Regelmechanismus integriert werden, der die Steuerung der Vorwärtsgeschwindigkeit übernimmt. Während der Berechnung wurde ein teilweises Austauschen der beiden Propeller beobachtet, was sich in einer Verminderung des tatsächlichen Schubes auswirkt (siehe Abschnitt 1.3). Abbildung 5.21 zeigt, daß die Auswirkungen auf die Slammingbelastung der Bugklappe im Vergleich zur Berechnung mit vorgegebener Vorwärtsgeschwindigkeit vernachlässigbar sind.

5.4 Containerschiff in sehr hohen Wellen

In diesem Abschnitt wird untersucht ob extreme Schiffbelastungen für einen anderen Schiffstyp, ein Containerschiff moderner Bauart, mit der hier vorgestellten Methode berechnet werden können. Containerschiffe sind heute in der Lage, in schwerem Seegang so schnell zu fahren, daß sich bei ihnen Schäden durch lokale und globale Belastungen (z. B. Drücke durch Wasserschlag gegen die Vorschiffskonstruktion oder Schnittmomente durch Längsbiegung im Wellental oder -berg) ergeben können. Von diesen Effekten sind besonders Schiffe betroffen, bei denen weit ausfallende Spantformen im Vorschiffbereich wegen der meist großen Anzahl von Containerstellplätzen an Deck angeordnet werden. Für die Untersuchung wurde das schnelle und modern konstruierte Containerschiff "NORASIA SALOME" ausgewählt. Die Hauptabmessungen dieses Schiffes sind in Tabelle 5.10 und ein Photo des Schiffes ist in Abbildung 5.22 dargestellt.

Tabelle 5.10 Hauptabmessungen des Containerschiffes

	Symbol	Wert	Einheit
Länge zwischen den Loten	L_{pp}	204.00	m
Breite	B	26.66	m
Tiefgang	T	8.70	m
Verdrängung	Δ	23336	t
Geschwindigkeit	V_s	25	kn



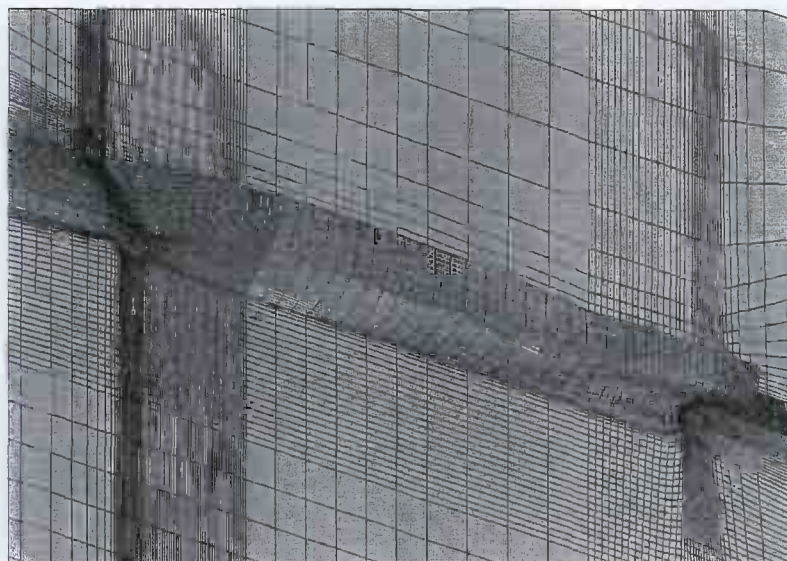
Abbildung 5.22 Photo der „SALOME NORASIA“

An diesem auf der HDW AG in Kiel gebauten Schiff wurde ein sogenanntes permanentes Überwachungssystem von Seiten der Klassifikationsgesellschaft Germanischer Lloyd getestet. Aufgabe dieses Systems ist es der Schiffsführung im Betrieb realistische Informationen über den Belastungszustand der Struktur zu geben. Zu diesem Zweck müssen gleichzeitig

moderne Berechnungsmethoden und gemessene Schiffsdaten als Grundlage zur Bewertung von Betriebsdaten herangezogen werden. Das Konzept für das Überwachungssystem für die "SALMOME NORASIA" sah wie folgt aus:

- Der Seegang wird mit einem radarbasierten Seegangmeßsystem gemessen und als Seegangsspektrum ausgegeben.
- Auf Grundlage des gemessenen Seegangsspektrums und des Beladungszustandes des Schiffes wird die gesamte statische und dynamische Druckverteilung auf der Außenhaut berechnet.
- Aus der Druckverteilung werden globale und lokale Beanspruchungen der Struktur ermittelt.

Im Rahmen der Entwicklung dieses Konzeptes wurden auch Großausführungsmessungen durchgeführt. Anhand des Vergleichs der Meßwerte mit den Ergebnissen des Überwachungssystems wurden letztere verifiziert. Das eingesetzte lineare, hydrodynamische Rechenmodell arbeitet im Frequenzbereich und liefert schnell Berechnungsergebnisse. Für die Justierung dieser Rechenmodelle können RANSE-Berechnungen in regulären Wellen durchaus zweckmäßig sein. Für die numerische Simulation wurde ein extremer Wellenzustand konstruiert: Das Schiff befindet sich ohne Fahrt in Wellen von vorn bei einer Wellenlänge λ , die der Schiffslänge L entspricht. Die Wellenhöhe betrug 21 m, woraus sich die Wellensteilheit $H / gT^2 = 0.017$ ergibt. Während der Seereise auf dem Nordatlantik, bei der die Großausführungsmessungen durchgeführt wurden, sind lediglich signifikante Wellenhöhen der Seegänge von bis zu 10 m registriert worden, Wellen der Größenordnung $H = 20$ m kommen aber gelegentlich in diesem Seegebiet vor. Abbildung 5.13 zeigt die für die Simulation verwendete Diskretisierung sowie die vorgegebenen Wellenbedingungen.



Wellenrichtung	von vorn
$\frac{\lambda}{L}$	1
H	21 m
$\frac{H}{gT^2}$	0.017
Vorwärts- geschwindigkeit	0 kn

Abbildung 5.23 Diskretisierung des Containerschiffes und Wellenbedingungen für die Simulation

Es wurde erwartet, daß für die in Abbildung 5.23 beschriebenen Wellenbedingungen große Bewegungsamplituden sowie erhebliche lokale Belastungen durch Slamming auftreten. Weiterhin sollte der Einfluß von Oberflächeneffekten auf das Konvergenzverhalten der numerischen Methode untersucht werden.

Die Strömung wurde als symmetrisch an der Ebene $y = 0$ angenommen, so daß nur die Hälfte des Fluidgebietes vernetzt werden mußte. Für die Diskretisierung wurden insgesamt ca. 450000 Zellen verwendet wobei sich 6234 Oberflächenelemente auf der halben Außenhaut des Schiffes befanden. Im Bereich des Bugs und des Hecks des Schiffes wurde eine feinere Diskretisierung gewählt als im mittleren Bereich. Die Simulation wurde wiederum durch Initialisierung des Berechnungsgebietes mit ungestörten Wellen und dem Schiff in seiner Ruhelage gestartet. In Abbildung 5.24 ist die Auslenkung der Wasseroberfläche an der Stelle $x = FPP$ am seitlichen Rand des Berechnungsgebietes dargestellt.

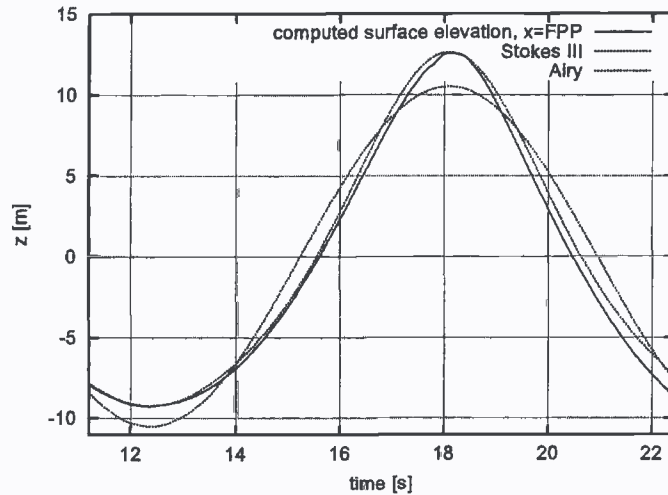


Abbildung 5.24 Auslenkung der Wasseroberfläche an der Position $x=FPP$ und Vergleich mit verschiedenen Wellentheorien

Die Form der Wellen läßt ein deutlich nichtlineares Profil erkennen, es entstehen hohe, spitze Wellenberge und flache Wellentäler. Der Vergleich der gemessenen Wellenform mit den Ergebnissen der Wellentheorien nach Airy und nach Stokes 3. Ordnung zeigt, daß die aufgetretenen Wellen der nichtlinearen Wellentheorie sehr ähnlich sind.

Eine Berechnung der Bahnen für einige ausgewählte Fluidpartikel in Abbildung 5.25 macht deutlich, daß sich die Fluidpartikel in diesen hohen Wellen nicht mehr auf Kreisbahnen entsprechend der linearen Wellentheorie bewegen, sondern einem zusätzlichen Massenfluß in Wellenausbreitungsrichtung unterliegen. Der Startzeitpunkt für die Bahnberechnung wurde so gewählt, daß sich die Partikel zu Beginn in einem Wellenberg befinden.

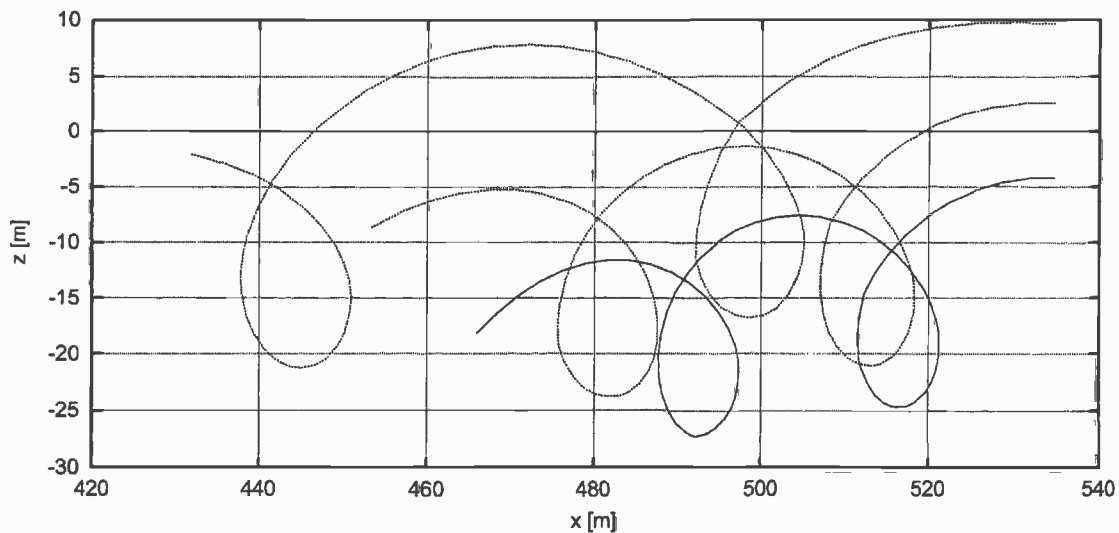


Abbildung 5.25 Partikelbahnen einiger ausgewählter Punkte weit vor dem Schiff

Auffällig ist, daß die Punkte nahe der freien Oberfläche viel größere Wegstrecken zurücklegen als tiefer gelegene.

Die Diskretisierung war in der Schiffnähe qualitativ nicht so gut wie die der schnellen RoRo-Fähre. Während der gekoppelten Berechnung bei gleichzeitiger Bestimmung der Schiffsbewegung war das der Grund für ein wesentlich langsames Konvergieren der Strömungsgleichungen. Außerdem wurden nicht passende Blockgrenzen im Bereich der freien Oberfläche verwendet. Diese Vernetzungstechnik brachte zusätzliche Konvergenzschwierigkeiten mit sich. Als Folge mußte ein etwa 2.5 mal kleinerer Zeitschritt ($dt = T/1600$) im Gegensatz zur vergleichbaren Diskretisierung D2 der RoRo-Fähre gewählt werden ($dt = T/588$), um eine stabile Berechnung zu ermöglichen (vgl. Abschnitt 5.3.2). Die Berechnung benötigte mit dieser Zeitschrittweite erheblich mehr Rechenzeit und daher wurden lediglich 2.5 Wellenperioden simuliert. Die Bewegungsergebnisse für die beiden Freiheitsgrade Tauchen und Stampfen zeigt Abbildung 5.26.

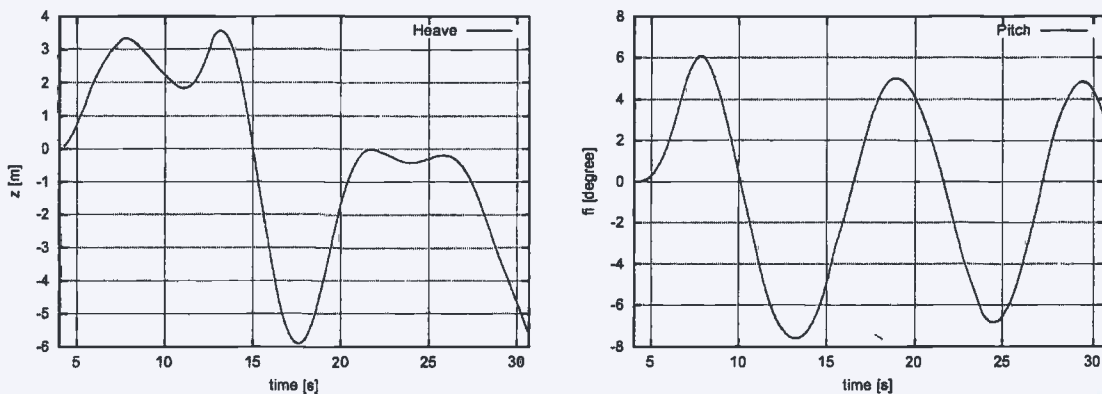


Abbildung 5.26 Bewegungsergebnisse des Containerschiffes

Die Bewegungsamplituden sind nicht so groß wie erwartet für die sehr hohe Wellenhöhe, die auf die gemessene Wellenamplitude bezogene Bewegungsamplitude der Komponente Stampfen betrug lediglich $\varphi_2^a / \zeta \approx 0.57$, obwohl die Erregung im Bereich der Resonanzfrequenz liegt. Bemerkenswert ist, daß die Bewegungskomponente Stampfen einen regelmäßigen Verlauf aufweist, während bei der Tauchbewegung kaum Regelmäßigkeiten im Bewegungsverlauf zu erkennen sind.

Effekte wie das vollständige Eintauchen der gesamten Bugsektion und über den Bug kommendes Wasser ("Green water") beeinflussen offenbar das Bewegungsverhalten erheblich. Da die Decksaufbauten nicht mit modelliert wurden, ist dieser Effekt und das Abfließen des Wassers vom Deck nicht ganz realitätsgetreu. In Abbildung 5.27 sind diese Phänomene erkennbar anhand des Zustands der Simulation zu verschiedenen Zeitpunkten.

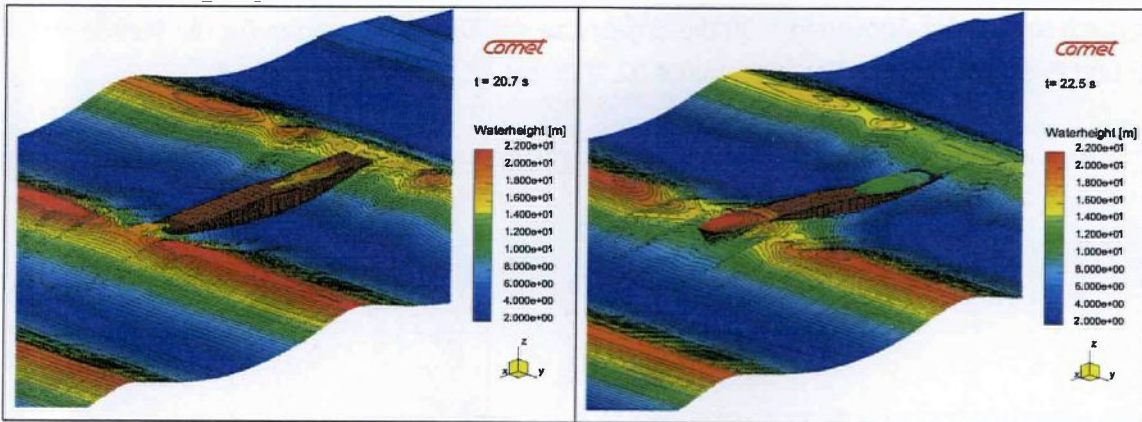


Abbildung 5.27 Simulationsergebnisse für zwei Zeitpunkte, links $t=20.7$ s, rechts $t=22.5$ s

Festzustellen ist, daß die Methode in der Lage ist, die angesprochenen Oberflächeneffekte und deren Rückkopplung auf die Schiffsbewegung stabil zu berechnen. Etwas ungünstig hat sich bei dieser Diskretisierung die Verwendung von nichtpassenden Blockgrenzen im überlappenden Bereich des Gitters herausgestellt. Die Folge war ein etwas größerer numerischer Fehler in einigen Zeitschritten, erkennbar an nicht ganz identischen Strömungslösungen auf beiden Teilgittern.

Während der Simulation wurden an den in Abbildung 5.28 gezeigten Positionen die lokalen Druckverläufe aufgenommen, um die Belastung der Struktur durch Slammingsstöße für diese Wellensituation zu beurteilen.

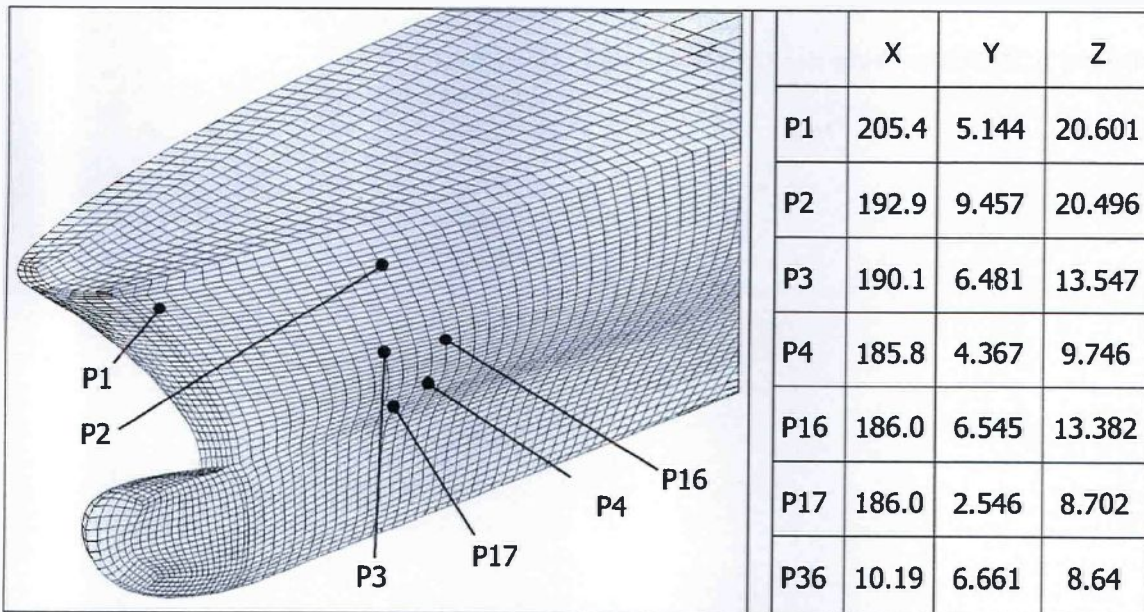


Abbildung 5.28 Meßstellen für den Druckverlauf in der Simulation

Der Drucksensor P36 wurde nicht mit abgebildet, da er sich am Heck des Schiffes befindet. Die Zeitverläufe dieser Sensoren sind der folgenden Abbildung 5.29 zu entnehmen. Zum

Vergleich sind in der Abbildung 5.30 die Ergebnisse der Druckmessungen für die Punkte P16, P17 und P36 während der Seereise vom 4.02.2000 bis 21.02.2000 abgebildet.

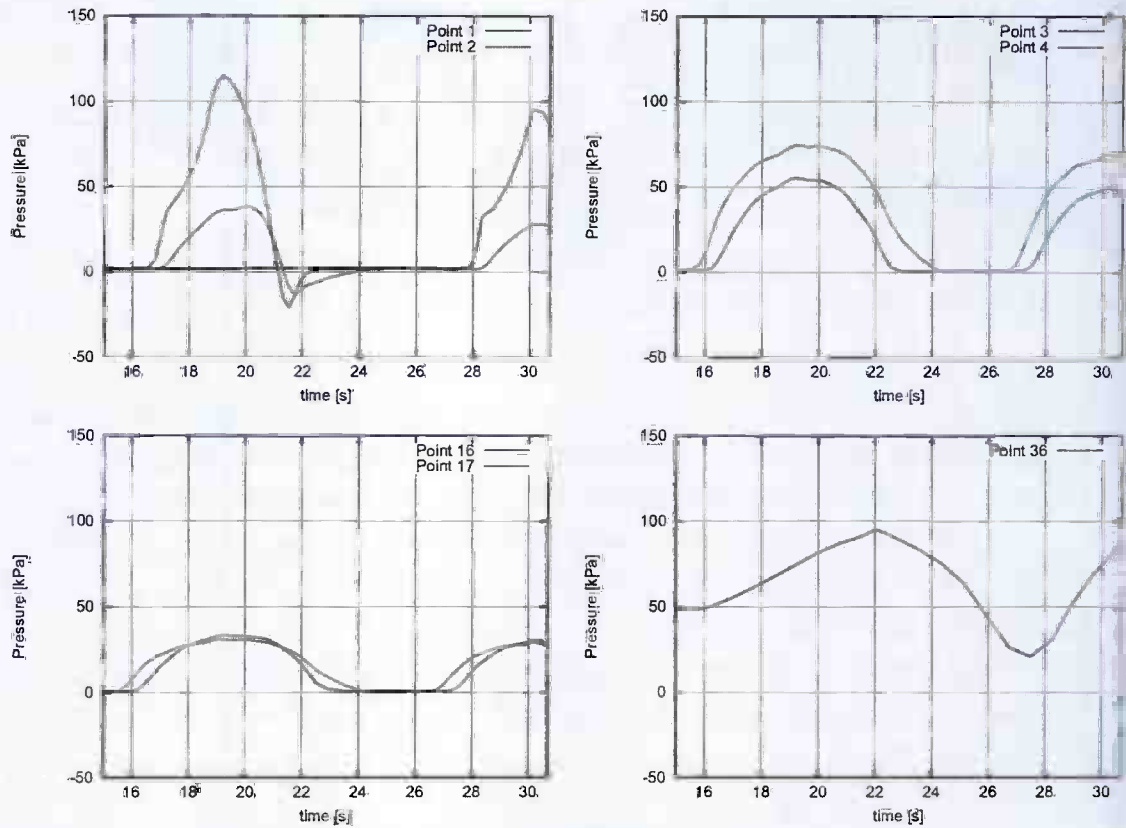


Abbildung 5.29 Zeitverläufe der Drucksensoren (Ausschnitt)

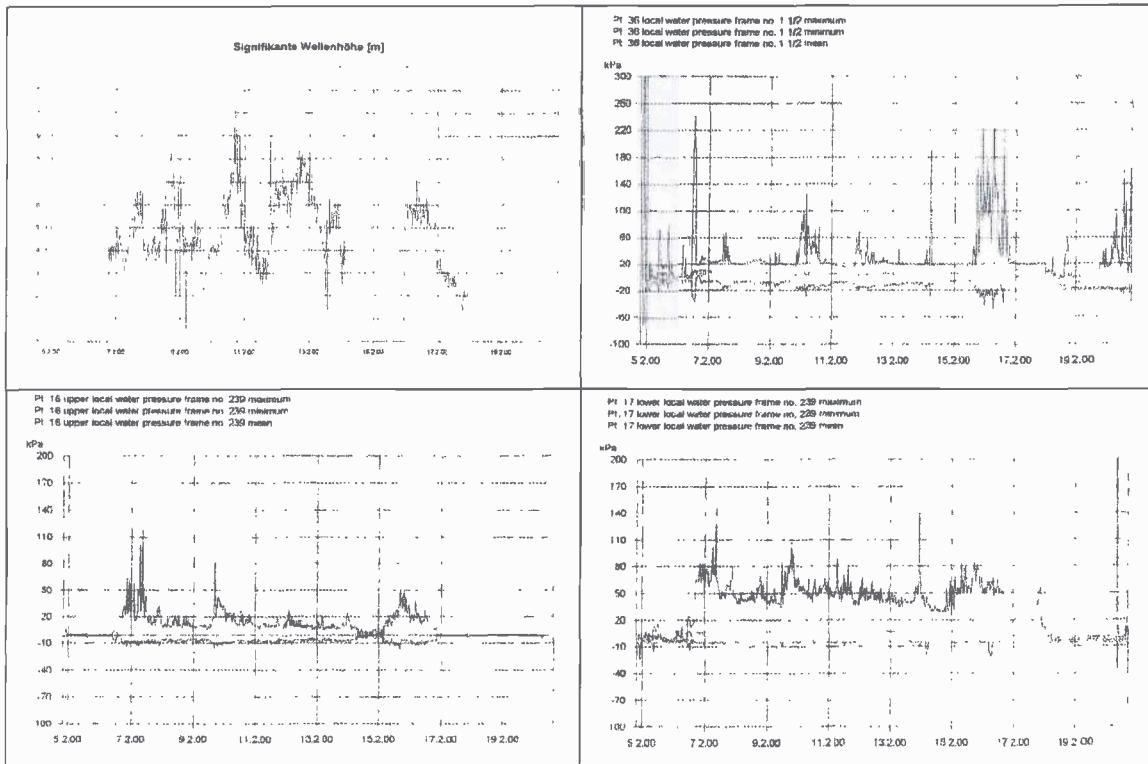


Abbildung 5.30 Messergebnisse der Seereise 4.02.2000 bis zum 21.02.2000

Der Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Ergebnissen der Großausführungsmessungen dient lediglich einer groben Orientierung der Druckniveaus, da die Betriebs- und Seegangsbedingungen nicht vergleichbar sind. Die Abbildungen zeigen aber, daß die Belastung durch Slamming in der Simulation bei wesentlich höheren Wellen zum Teil kleiner war als in den Messungen.

Kapitel 6

Windinduzierte Bewegung einer Segelyacht

6.1 Einleitung

Die Körperbewegungen in den Berechnungsfällen der Kapitel 4 und 5 wurden ausschließlich durch die Wasserströmung verursacht. Als weiterer Anwendungsfall für die vorgestellte numerische Methode wurde eine Segelrennyacht der Firma *Yudel / Vrolijk & Co.* ausgewählt, um die numerischen Eigenschaften der Methode zu untersuchen, wenn die Strömung des zweiten Fluids, der Luft, von gleich hohem Interesse ist. Der Antrieb des Schiffes erfolgt ausschließlich durch die Luftanströmung der Segel. Die Schiffsbewegungen werden dagegen beeinflusst durch Wasser- und Luftströmung. Das Ziel bestand in der Ermittlung einer Gleichgewichtslage auf einem vordefiniertem Kurs bei gleichzeitiger Berücksichtigung aller Freiheitsgrade.

6.2 Referenzschiff und Berechnungsmodell

Das ausgewählte Schiff besitzt eine Länge von 50 Fuß und befand sich zum Zeitpunkt der Berechnungen noch in der Entwurfsphase. In Tabelle 6.1 sind die Hauptabmessungen und in Tabelle 6.2 der Designkurs mit den Abschätzungen des Bewegungszustandes der Segelyacht zusammengefaßt.

Tabelle 6.1 Hauptabmessungen der Segelyacht und Designkurs

	Wert	Einheit
Länge über alles	16.5	m
Breite	3.95	m
Tiefgang	3.25	m

Tabelle 6.2 Designkurs und Abschätzungen für den Bewegungszustand

Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe (wahrer Wind <i>TWS</i>)	7.5	m/s
Designkurs (Windrichtung scheinbarer Wind <i>AWA</i>)	18	Grad
Vorwärtsgeschwindigkeit	4	m/s
Driftwinkel	2	Grad
Rollwinkel	24	Grad

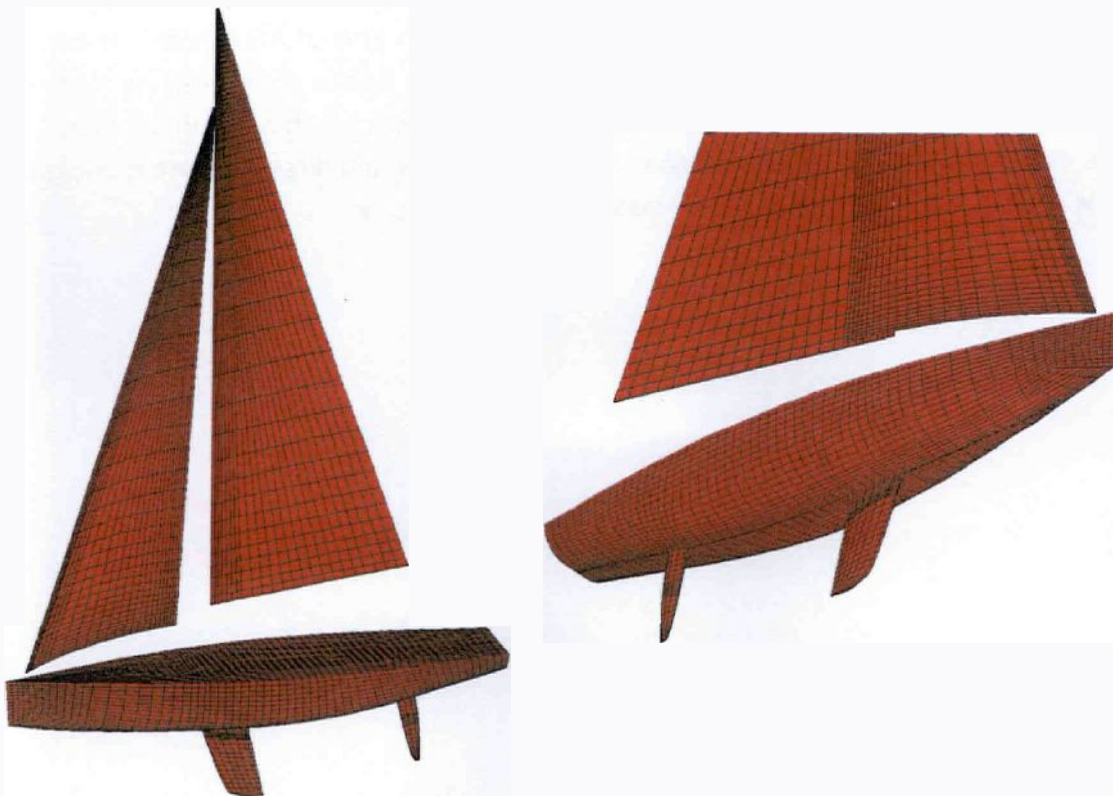
Aus der Geometriebeschreibung (*IGES*-Format) wurde eine Diskretisierung für das gesamte Schiff erzeugt inklusive des Kiels und des Ruders. Die Segel waren leider nicht verfügbar in dieser Art der Beschreibung. Aus den Größenverhältnissen (Masthöhe, Länge und Höhe Unterliek) wurde eine Genua und ein Großsegel rekonstruiert, die der in Tabelle 6.3 angegebenen Verteilung der Camber- und Twistwinkel über die Höhe entsprechen. Abbildung 6.1 zeigt die Oberflächenelemente der verwendeten Diskretisierung.

Tabelle 6.3 Vorgaben für die Großsegelgeometrie

Sektion	Camber [Grad]	Twist [Grad]
Unten	5.4	0
Mitte	7.4	4.7
Oben	7.2	5.1

Tabelle 6.4 Vorgaben für die Geometrie der Genua

Unten	9.9	0
Mitte	10.8	0
Oben	7.9	0

**Abbildung 6.1 Diskretisierung der Segelyachtoberfläche**

Das in Abbildung 6.1. gezeigte Gitter besitzt ca. 723000 Zellen, wobei 2340 Regionselemente auf die Segeloberfläche und 5196 Regionselemente auf die Rumpfoberfläche entfallen. Für die Berechnung wurden die Segel als starr angenommen und in einer festen Position vorgegeben.

6.2.1 Realisierung der Ruderbewegung

Das Ruder sollte für eine mögliche Steuerung des Bootes beweglich sein. In der Regel wird für diesen Fall der Steuerung das Ruder in einem Zylinderblock untergebracht, der über ein Sliding-Interface an das umgebende Gitter gekoppelt ist. Mit dieser Technik wurden sehr gute Ergebnisse bei vollgetauchten Rudern erzielt (siehe *Xing-Kaeding et al. (2003)*). Da das Ruder einer Segelyacht aber insbesondere bei großen Krängungswinkeln durch die freie Oberfläche hindurchgeht, ist an der Sliding-Schnittstelle mit Konvergenzschwierigkeiten zu rechnen. Für die Realisierung der Ruderbewegung innerhalb des Gitters wurde aus diesem Grund eine andere Technik angewendet. Das Gitter wurde homogen gestaltet und die Knoten auf der Ruderoberfläche und die der umgebenden KV-Schichten bei Vorgabe eines Ruderwinkels um die Ruderdrehachse mit Hilfe des "moving-grid"-Verfahrens gedreht. Während die Knoten auf der Ruderoberfläche und im Abstand bis zu einem Radius von r_{\min}^{Ruder} zur Ruderdrehachse um den vollen Winkelbetrag φ_{Ruder} gedreht wurden, geschah die Drehung der äußeren Knoten mit einem um einen Faktor $f = \frac{r_{\text{Knoten}} - r_{\min}^{\text{Ruder}}}{r_{\text{max}} - r_{\min}^{\text{Ruder}}}$ verminderten Winkel φ , wobei r_{Knoten} den Radius der Knoten zur lokalen Drehachse bezeichnet. Abbildung 6.2 zeigt die lokale Drehachse für die Ruderdrehung sowie die Anordnung der angesprochenen Radien. Die Bewegung dieses Gitterteils erfolgte also wie bei einem Modell einer linear elastischen Rotationsfeder.

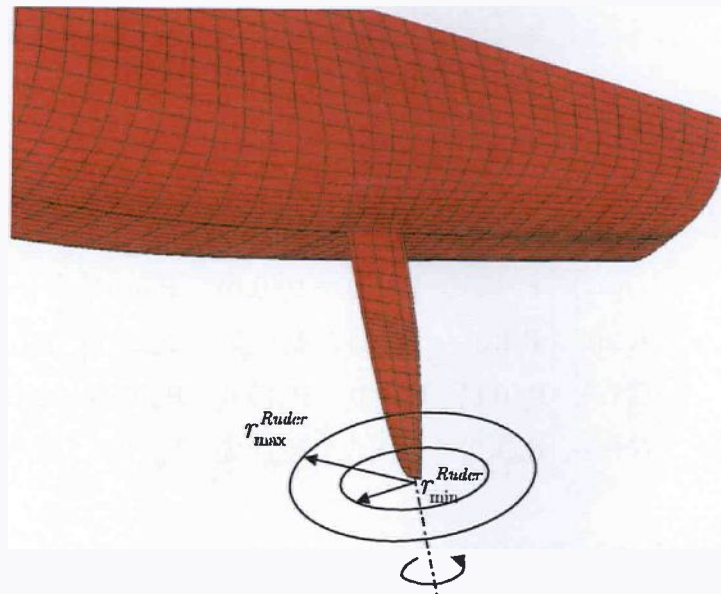


Abbildung 6.2 Prinzip der Knotenverschiebung im homogenen Volumengitter zur Realisierung der Ruderbewegung

Da das Ruder durch die Schiffsoberfläche hindurchgeht, müssen auch Knoten auf der Körperoberfläche modifiziert werden, da sonst starke Verzerrungen der körpernahen KV die Folge wären. Die Knoten auf der Körperoberfläche müssen sich nach der Veränderung der Diskretisierung wieder auf der Körperoberfläche befinden. Aus diesem Grund ist an dieser lokalen Stelle eine analytische Beschreibung der Schiffsoberfläche notwendig. Diese mathematische Beschreibung wurde als bikubische Splines aus den auf der Schiffsoberfläche liegenden Knoten in diesem Bereich vorgenommen. In diesem Fall wurden Summenflächen nach Coons (siehe *Beitz et al. (1994)*) angewendet, die aus zwei einparametrischen Kurvenfamilien gebildet werden. Für einen beliebigen Punkt auf der Fläche ergibt sich mit dem die Fläche überspannenden Liniennetz $P(u_j, v)$ und $P(u, v_k)$ die Darstellung:

$$P(u, v) = (F_j(u) + F_k(v) - F_j(u) \cdot F_k(v)) \cdot P_{j,k}(u, v) \quad (6.1)$$

Die F_j und F_k sind geeignete Bindefunktionen mit der Eigenschaft, die Stetigkeitsforderung zum jeweils benachbarten Flächenstück zu erfüllen. u und v sind die zwei Parameter eines Flächenstücks mit $(u, v) \in [0;1] \times [0;1]$. Mit der Verwendung Lagrangscher Polynome als Bindefunktionen müssen die Stetigkeit der ersten und der gemischten zweiten Ableitung (Twistvektor) gewährleistet werden, um Knicke zwischen

Nachbarflächen zu vermeiden. Für einen beliebigen Punkt auf dieser Fläche ergibt sich damit:

$$\mathbf{P}_u = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial u}; \mathbf{P}_v = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial v}; \mathbf{P}_{uv} = \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial u \partial v} \quad (6.2)$$

$$\mathbf{P}(u, v) = \begin{bmatrix} F_0(u) \\ F_1(u) \\ G_0(u) \\ G_1(u) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{P}(0,0) & \mathbf{P}(0,1) & \mathbf{P}_u(0,0) & \mathbf{P}_v(0,1) \\ \mathbf{P}(1,0) & \mathbf{P}(1,1) & \mathbf{P}_u(1,0) & \mathbf{P}_v(1,1) \\ \mathbf{P}_u(0,0) & \mathbf{P}_u(0,0) & \mathbf{P}_{uv}(0,0) & \mathbf{P}_{uv}(0,1) \\ \mathbf{P}_u(1,0) & \mathbf{P}_u(1,1) & \mathbf{P}_{uv}(1,0) & \mathbf{P}_{uv}(1,1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_0(v) \\ F_1(v) \\ G_0(v) \\ G_1(v) \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

mit den sogenannten Hermite-Polynomen:

$$\begin{aligned} F_0(u) &= 2u^3 - 3u^2 + 1; & F_1(u) &= -2u^3 + 3u^2; \\ G_0(u) &= u^3 - 2u^2 + u; & G_1(u) &= u^3 - u^2 \end{aligned} \quad (6.4)$$

Die detaillierte Herleitung der Hermite-Polynome kann *Beitz et al.* (1994) entnommen werden. Durch Vorgabe der vorhandenen Knoten aus der Diskretisierung als Punkteraster und der genannten Ableitungen ergibt sich für jede Koordinate x_i ein abschnittsweise gültiges bikubisches Polygon, wobei nur die 4×4 -Koeffizientenmatrix aller Terme u, uv, uv^2, \dots gespeichert werden muß. Weiterhin ist die Geometrie des Schiffes in diesem lokalen Bereich um das Ruder symmetrisch bezüglich der $y = 0$ -Ebene, so daß nur die Flächenelemente für $y \geq 0$ verwendet wurden.

Der Algorithmus für die Modifikation der Knoten auf der Schiffsoberfläche sah nun wie folgt aus:

1. Drehung der Originalknoten \mathbf{x}^0 um die Drehachse des Ruders, die neuen Koordinaten der Knoten lauten \mathbf{x}^1
2. Iteratives Lösen der zusammengefaßten Gleichung (6.3) mit $x_1^1 = P_1(u, v)$ und $x_2^1 = P_2(u, v)$ zur Ermittlung der Parameter \tilde{u} und \tilde{v}
3. Berechnung der neuen Höhenkoordinate $x_3^1 = (\tilde{u}, \tilde{v})$

Mit dieser Technik der lokalen analytischen Beschreibung der Schiffoberfläche war es möglich, das Ruder um ca. ± 10 Grad zu drehen, ohne daß die Kontrollvolumen direkt auf der Schiffsoberfläche zu sehr verzerrt wurden.

6.2.2 Ausrichtung der Segel

Die Ausrichtung beider Segel erfolgte zunächst so, daß der Winkel zwischen der Unterliek des Segels und der Schiffslängsachse dem Winkel zum scheinbaren Wind (AWA=18 Grad) entsprach. Nach den ersten Versuchen mit dieser Diskretisierung mußte anhand der Strömungssituation um die Segel leider festgestellt werden, daß die Stellung der beiden Segel zueinander sehr ungünstig war. Durch die Ausrichtung der Segel mit gleichem Winkel des Unterlieks zur Schiffslängsachse kam es offensichtlich am Großsegel zu einem Abriß der laminaren Strömung. Durch diese Verhinderung der Ausbildung einer laminaren Umströmung des Segels wurden keine Vortriebskräfte von diesem Segel mehr erzeugt. Dieser unerwünschte Strömungszustand konnte nur durch Veränderung der Segelstellung zueinander behoben werden. Das Schiffsgitter wurde daraufhin so modifiziert, daß das Großsegel separat um die Mastachse und das Vorsegel um die Achse des Vorderlieks in einem Bereich von ± 5 Grad während der Simulation gedreht werden konnte. Die Form der Segel wurde dabei konstant behalten und nur die umliegenden Knoten nach dem bereits erläuterten Prinzip einer mechanischen Feder angepaßt. Die Möglichkeit der dynamischen Segeländerung während der Berechnung wurde zunächst nicht genutzt, es wurde eine zweite Segelkonstellation S2 erzeugt, mit der bessere Strömungsergebnisse erzielt wurden. In der folgenden Tabelle 6.5 ist die Ausgangskonstellation S1 und die modifizierte S2 Variante noch einmal zusammengestellt.

Tabelle 6.5 Ausrichtung der Segel (Winkel zwischen Unterliek und Schiffslängsachse) für zwei verschiedene feste Segeleinstellungen

Segelstellung	Genua	Großsegel
S1 (original)	19 °	19 °
S2	23°	14 °

Abbildung 6.3 und Abbildung 6.4 zeigen die Umströmung der Segel im körperfesten Koordinatensystem für beide Gittervarianten. An dieser Stelle soll nur ein Eindruck von der prinzipiellen Verbesserung der Strömungsverhältnisse gegeben werden, da der Bewegungszustand des Schiffes in beiden Vergleichsrechnungen nicht exakt gleich war.

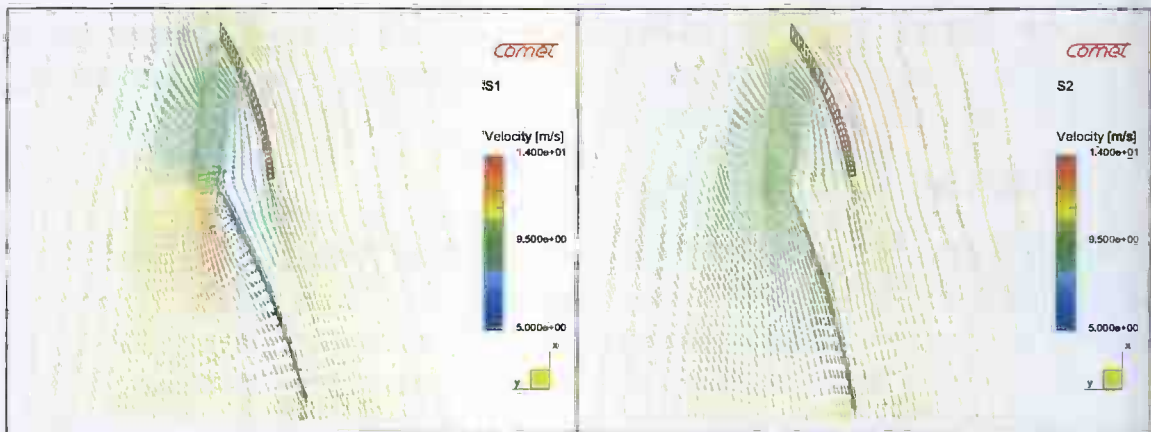


Abbildung 6.3 Geschwindigkeitsfeld in der Ebene $z=12$ m (schiffsfestes Koordinatensystem 1), links Originalsegelstellung S1, rechts die modifizierte Segelstellung S2

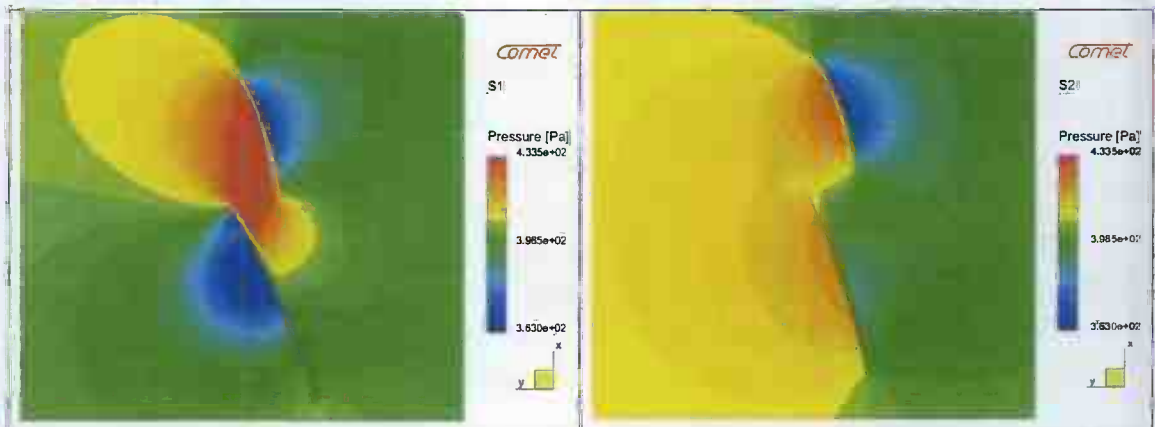


Abbildung 6.4 Druckfeld in der Ebene $z=12$ m (schiffsfestes Koordinatensystem 1), links Originalsegelstellung S1, rechts die modifizierte Segelstellung S2

Die obere Abbildung zeigt, wie die Strömung im Falle der Diskretisierung S2 wie gewünscht an der Außenseite des Segels beschleunigt und an der Innenseite verzögert wird. Dadurch entsteht an der Innenseite ein Überdruckgebiet und an der Außenseite ein Unterdruckgebiet, die zusammen die Vortriebs- und Driftkräfte des Segels erzeugen. Im Falle der Berechnung mit der Diskretisierung S1 standen die Segel zu eng zusammen, so daß das Überdruckgebiet der Genua eine anliegende Strömung am Vorderliek des Großsegels verhinderte. Die Folge war, daß sich die Druckverhältnisse am Großsegel umkehrten (Innenseite Unterdruckgebiet, Außenseite Überdruckgebiet) und das Segel in der Realität zu killen beginnen würde. Die getroffene Annahme eines starren Segels wäre in diesem Fall nicht gültig. In der Realität erkennt der Steuermann diesen Zustand am Killen des Großsegelvorlieks und wird als Gegenmaßnahme das Großsegel weiter

dichtholen. Um diese Möglichkeit der Druckausbildung für die folgenden Berechnungen zu kontrollieren, wurden am Vorderliek des Großsegels Sensoren auf der Segeloberfläche angebracht, die anhand der Kraftdifferenz aus Luv- und Leeseite ein eventuelles Flattern des Segels anzeigen.

6.2.3 Berücksichtigung der Massenverteilung

Für eine genaue Bewegungssimulation ist weiterhin der Schwerpunkt sowie die Massenverteilung für die Bestimmung der Trägheitsmomente wichtig. In Tabelle 6.6 sind die wichtigsten Komponenten mit der Position und dem Einzelgewicht zusammengestellt, Tabelle 6.7 enthält den daraus berechneten Schwerpunkt sowie die Trägheitsmatrix für das gesamte Schiff. Der Nullpunkt des Koordinatensystems, in dem die Einzelkomponenten beschrieben sind, befindet sich am Vordersteven des Schiffes in Höhe der Wasserlinie. Das Rigg wurde vereinfacht in der unausgelenkten Position betrachtet. Dadurch ergibt sich eine vereinfachte symmetrische Massenverteilung bezüglich der y -Ebene. Die Einzelkomponenten wurden wie in Tabelle 6.6 beschrieben als einfache geometrische Körper konstanter Dichte approximiert und unter Berücksichtigung des Steineranteils die Einzelmassenträgheitsmomente bestimmt.

Tabelle 6.6 Massenverteilung und Modellierung der Einzelkomponenten

Einzelkomponente	Modellierung	x [m]	z [m]	Gewicht [kg]	Δx [m]	Δy [m]	Δz [m]
Summe Kasko	Quader	8.19	0.58	1800.77	12	3	1.0
Ballast	Scheibe	7.48	-1.54	6800.00	1	0	2
Einrichtung	Punktmasse	7.81	0.52	385.02	-	-	-
Maschinen	Punktmasse	8.52	-0.1	345.00	-	-	-
Systeme	Punktmasse	8.16	0.03	355.00	-	-	-
Ausrüstung	Punktmasse	8.86	1.42	315.00	-	-	-
Rigg	Dreieckige Scheibe	6.66	9.24	444.00	13.32	0	14
Crew+Ausrüstung	Quader	8.1	2.4	1512.00	5	3	1
Summe Gewicht				11956.79			

Tabelle 6.7 Berechneter Schwerpunkt und Trägheitsmatrix

Schwerpunkt [m]		
$x=7.73$	$y=0.$	$z=-0.09$
Trägheitsmatrix [kg m ²]		
72286,986	0	-552.36
0	101374.10	0
-552.36	0	33956.27

6.3 Systematische Untersuchungen mit vorgegebenem Gierwinkel

Mit der Konfiguration der Diskretisierung aus Abschnitt 6.2.2 wurden nun systematische Untersuchungen für verschiedene Kurse vorgenommen. Das Simulationsproblem wurde in diesem Fall ohne die Verwendung überlappender Gitter durchgeführt. Die Strömungsgleichungen wurden mit der bis auf die Ruderbewegung festen Diskretisierung S2 im bewegten Koordinatensystem 1 berechnet. Die einzige Restriktion der Bewegung bestand in einem vorgegebenen Gierwinkel, die restlichen 5 Bewegungskomponenten waren frei. Die Amplituden der Bewegungen wurden zunächst mit dem Wert 0 initialisiert. Folgender einfacher Regelalgorithmus wurde verwendet, um gleichzeitig die Ruderlage während der Simulation zu bestimmen, bei der das äußere Moment um die z -Achse verschwindet.

$$\frac{d\varphi_{\text{Ruder}}}{dt} = \frac{l_3(t)}{\bar{l}} ; \text{ mit } \bar{l} = 10000 \text{ Nm} \quad (6.5)$$

Dieser einfache Regler hat sich bei dieser Art der Berechnung sehr gut bewährt, das Bezugsmoment \bar{l} wurde nach Versuchen als optimal eingestuft. Nach der Bestimmung der Gleichgewichtslage sollte das Schiff theoretisch mit der so ermittelten Ruderlage bei Vorgabe aller Freiheitsgrade weiter den Kurs halten.

Die Zeitschrittweite für die Simulation wurde mit $dt = 0.01\text{s}$ so gewählt, daß die Courant-Zahl einen mittleren Wert von $Cu = 0.15$ in der Nähe des Schiffes aufweist. In der Nähe des Schiffes wurden für die Diskretisierungsschemata in der Impulserhaltungsgleichung in der Luft wie im Wasser Mischungsanteile von 90 % CDS verwendet. Abbildung 6.5 zeigt den typischen Verlauf ausgewählter Bewegungs- und Geschwindigkeitskomponenten des Schiffes bei der Berechnung der Gleichgewichtslage für den Fall $\varphi_3 = 30$ Grad.

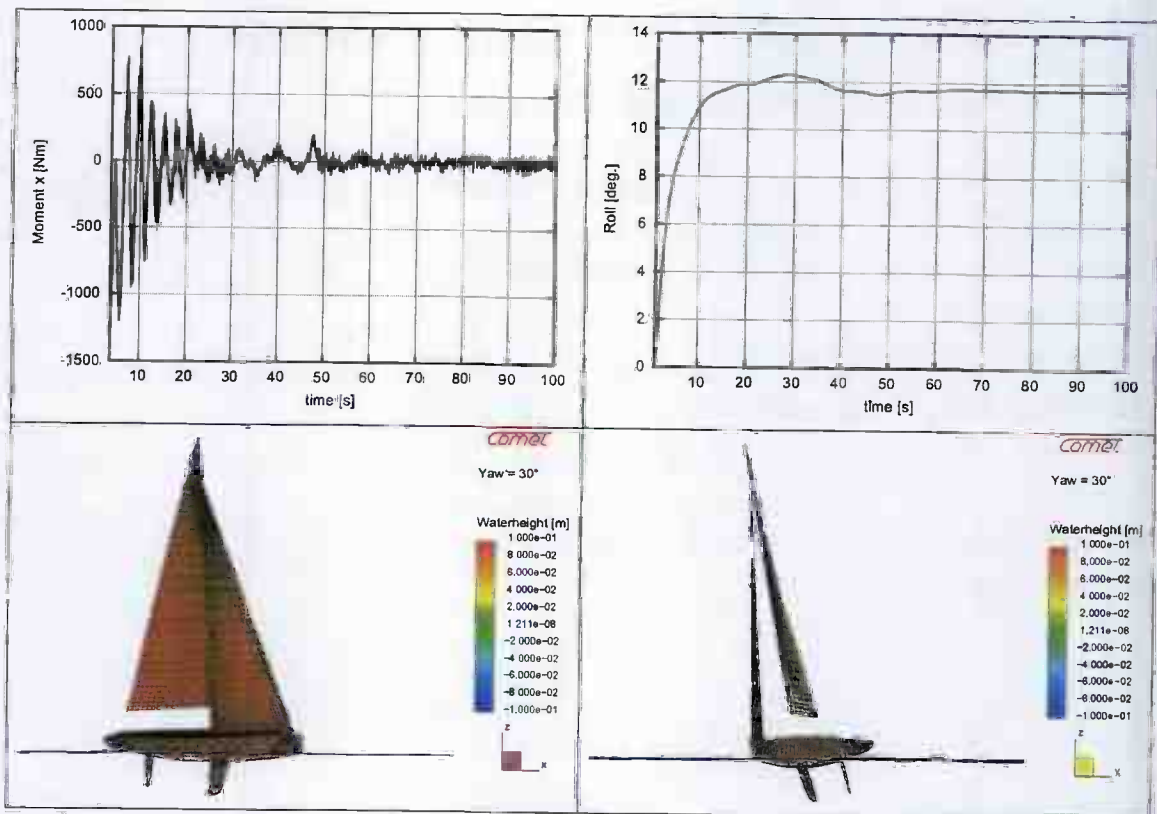


Abbildung 6.5 Exemplarischer Verlauf für die in der Simulation aufgetretenen Kraft- und Bewegungsverläufe anhand des Momentes um die x-Achse und der Rollamplitude (oben) und ermittelte Gleichgewichtslage (unten)

Diese Gleichgewichtslage wurde nun für eine Anzahl von 4 weiteren Kursen berechnet. Um die Simulationszeit zu verkürzen, wurde die ermittelte Gleichgewichtslage aus Abbildung 6.5 als Initialisierung verwendet und eine partielle Winkelgeschwindigkeit $\bar{\omega}_3$ (siehe Kapitel 2) vorgegeben bis sich die Segelyacht in der gewünschten neuen Position befand. Nach Erreichen des Zielkurses wurden die Berechnung solange fortgeführt, bis sich ein quasistationärer Zustand einstellte. Die Ergebnisse des Bewegungszustandes der Segelyacht in der jeweiligen Gleichgewichtslage sind in der folgenden Abbildung 6.6 aufgetragen.

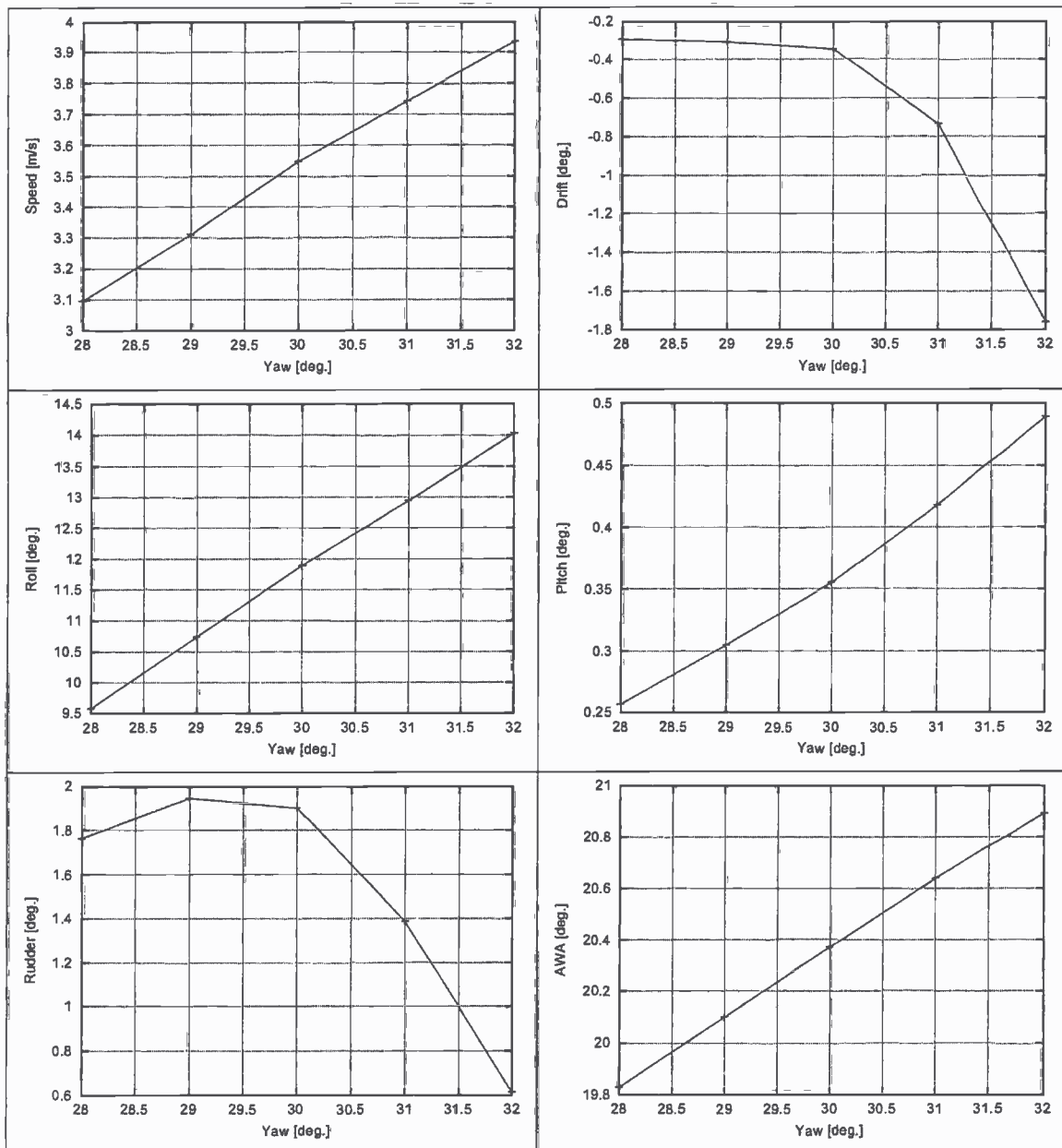


Abbildung 6.6 Berechneter Bewegungszustand, Ruderlage und Winkel zum scheinbaren Wind (AWA) der Segelyacht in Abhängigkeit des Gierwinkels

Die berechneten Bewegungszustände zeigen, daß die Segelyacht für einen zunehmenden Winkel zwischen Schiffslängsachse und wahren Wind schneller wird. Neben der Geschwindigkeitskomponente in Längsrichtung wird aber auch die Geschwindigkeitskomponente quer zum Schiff größer (Vergrößerung des Driftwinkels). Der Winkel zum scheinbaren Wind (AWA) verhält sich gegenüber dem Gierwinkel in diesem Bereich fast linear. Leider mußte festgestellt werden, daß der Vorgabekurs von $AWA=18$ Grad nicht simuliert werden konnte, da die Genua bei Kursen unter 28 Grad mit

dieser Segelstellung zu killen begann. Der Vergleich mit den Abschätzungen zeigt, daß die berechnete Vorwärtsgeschwindigkeit der Yacht ab einem Winkel von $AWA > 20.5$ Grad in etwa den Abschätzungen entspricht (Abweichung $< 10\%$). Vorwärtsgeschwindigkeiten von 4 m/s sind aber erst für Winkel $AWA > 20.9$ Grad für diese Segelstellung zu erwarten. Der Driftwinkel und der Rollwinkel aus den Berechnungsergebnissen sind dagegen deutlich kleiner als in den Abschätzungen. Eine Ursache für diese Differenz könnte in der fehlenden Information über die optimale Stellung und der Geometrie der Segel liegen. An dieser Stelle wäre eine weitere Optimierung des Fahrzustandes mit den beiden Auslenkungswinkeln für die Segelstellung wünschenswert. Die Betrachtung der Gleichgewichtsruderlage zeigt, daß das Schiff in diesem Bewegungszustand luvgerig ist. Das bedeutet, daß das Schiff ohne Gegensteuern mit einem Ruder in den Wind fährt. Bemerkenswert ist, daß dieses Moment um die z-Achse bis zu einem Gierwinkel von 29 Grad ansteigt und sich für Gierwinkel größer als 29 Grad wieder verringert. Die folgende Abbildung 6.7 zeigt eine weitere Auswertung des berechneten Verlaufs der freien Oberfläche für die 5 verschiedenen Kurse.

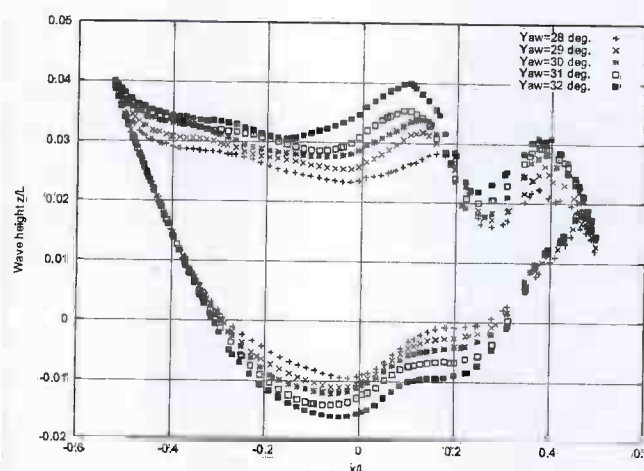


Abbildung 6.7 Verlauf der freien Oberfläche an der Schiffsoberfläche, schiffsfestes Koordinatensystem

In der Abbildung 6.7 ist zu erkennen, daß sich zwei Wellenberge an der Luvseite des Schiffes ausbilden, die mit größerem Winkel zum Wind und damit höheren Vorwärtsgeschwindigkeiten höher werden. Die Veränderung der Wellenausbildung im Heckbereich beim Vergleich der unterschiedlichen Kurse ist dagegen geringer.

6.4 Schiffssteuerung mit einem externen Autopiloten

In einer weiteren Testrechnung sollte die Segelyacht realitätsgetreu ohne Zwangsbedingungen simuliert und trotzdem auf einem festen Kurs gehalten werden. In der Realität wird dieses Ziel durch einen Steuermann erreicht, der das Ruder in Abhängigkeit der Kursabweichung nach einem mentalen Modell steuert. In der Simulation wurde für diese Aufgabe ein Autopilot eingesetzt. Der in jedem Zeitschritt gemessene Gierwinkel φ_3 des Schiffes wird als Eingangsgröße verwendet und mit einem vereinfachten mathematischen Modell vom Manövrierverhalten des Schiffes der aktuelle Ruderwinkel ermittelt. Für diese Simulation wurde das adaptive Regelmodell nach *Lauvdal et al.* (1995) eingesetzt, das den Vorteil besitzt, die Modellparameter während der Berechnung aufgrund der Bewegungsergebnisse des Schiffes selbstständig zu optimieren. Zugrunde liegt das Schiffsbewegungsmodell nach *Nomoto et al.* (1957), daß im Laplace-Raum mit der komplexen Variablen s auf ein System 3. Ordnung mit der in Gleichung (6.6) dargestellten Übertragungsfunktion führt.

$$\frac{\varphi_3}{\varphi_{Ruder}}(s) = K \frac{(1 + T_1 s)}{s(1 + T_2 s)(1 + T_3 s)} \quad (6.6)$$

φ_3 entspricht dem Gierwinkel, φ_{Ruder} dem Ruderwinkel und die T_i sind charakteristische Zeitkonstanten des Modells. Die schematische Übersicht für diesen Regler zeigt Abbildung 6.8.

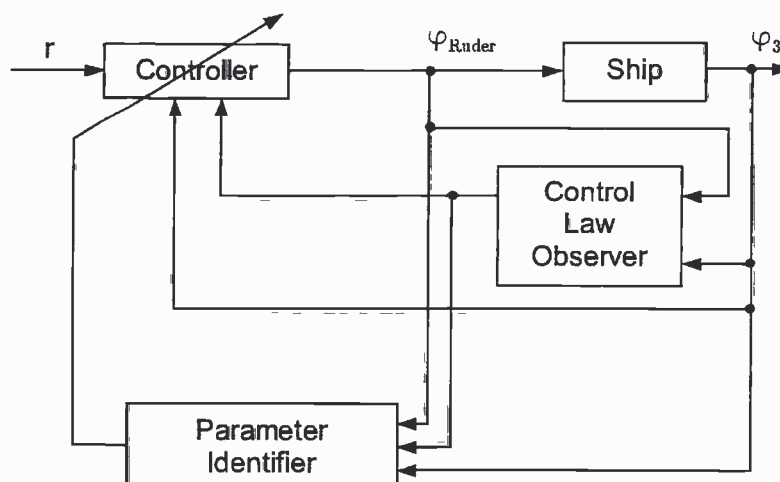


Abbildung 6.8 Blockdiagramm des adaptiven Regelmodells

Die Eingangsgrößen für diesen Regelkreis sind wie bereits erwähnt der gewünschte Kurs r und der gemessene Gierwinkel φ_3 . Die Abbildung 6.8 gibt den Regelkreis für eine reale Schiffssteuerung wieder, der Block "Schiff" entspricht in der Berechnung also der RANSE-Simulation. In dem Block "Parameter Identifier" werden die Meßergebnisse aus der Simulation mit dem internen Bewegungsmodell des Regelkreises verglichen und die Parameter entsprechend angepaßt. Weitere Einzelheiten zu dieser Art der adaptiven Steuerung (MRAC) ist Lauvdal et al. (1995) zu entnehmen. Der gesamte Regler wurde mit dem externen Programm "MATLAB/Simulink" modelliert, da in dieser Software ein Wechsel zwischen Zeit- und Laplace-Bereich sehr einfach ist. Die genaue Modellierung ist im Anhang A ersichtlich. Anzumerken ist, das eine Limitierung des maximalen Ruderwinkels auf max. ± 10 Grad berücksichtigt wurde, da die angewandte Technik der Ruderbewegung sonst zu starke Verzerrungen der das Ruder umgebenden Kontrollvolumina hervorruft. Die Stabilität des geregelten Systems wird durch diese Einschränkung nach Lauvdal et al. (1995) nicht gefährdet. Das externe Programm zur Steuerung wurde vor jedem Zeitschritt aufgerufen und nach der Übergabe des aktuellen Ruderwinkels mittels der oben beschriebenen Technik die Diskretisierung um das Ruder verändert. Die Bewegungsergebnisse aus dieser Simulation mit dem freifahrenden Schiff sind in der folgenden Abbildung 6.9 dargestellt.

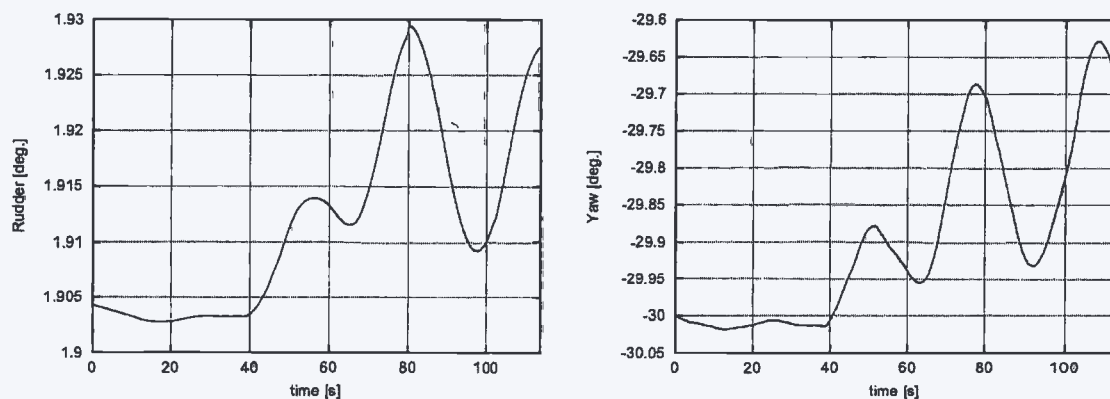


Abbildung 6.9 Zeitverlauf des durch den Autopiloten berechneten Ruderwinkels und des Gierwinkels des Schiffes in der Simulation mit der freifahrenden Segelyacht

Die Initialisierung der Berechnung begann mit der aus Abschnitt 6.3 berechneten Strömungslösung und dem zugehörigen Ruderwinkel. Nach dem Anluven der Segelyacht in Abbildung 6.9 beginnt der Autopilot sofort zu reagieren und verstärkt die Ruderlage. Reagiert das Schiff in die entgegengesetzte Richtung, wird die Ruderlage dagegen wieder zurückgenommen. Die Veränderung der Ruderlage zur Korrektur der Kursabweichung ist sehr gering. Dem periodischen Anteil in der Kursabweichung überlagert sich allerdings ein

langsam ansteigender stetiger Anteil, der vom Regler nicht korrigiert wird. Abhilfe könnte hier die Erweiterung des PD-Regelmodells um ein Integralglied (PID-Regler) schaffen, das nach *Lauvdal et al.* (1995) langsam variierende Störungen berücksichtigt.

Dieser Test zeigt, daß es prinzipiell möglich ist, das freifahrende Schiff in der Simulation zu steuern und auf dieser Art und Weise noch realistischere Simulationsbedingungen zu schaffen. Eine Vergleichsrechnung ohne aktive Steuerung des Schiffes ergab, daß die Kursabweichung der freifahrenden Segelyacht nach einer Simulationszeit von 10 s bereits über 1 Grad betrug. Hier zeigt sich ein weiteres Anwendungsgebiet der gekoppelten RANSE-Berechnungen. Die optimale Steuerung von Segelschiffen ist aufgrund des komplizierten Bewegungsverhaltens äußerst schwierig. Insbesondere das Auftreten von Wellen führt in der Segelpraxis oft zum Versagen des Reglers. *Lauvdal et al.* (1995) schlägt für diesen Fall beispielsweise den Einsatz eines *Notch*-Filters im Regelmodell vor, der in dieser Arbeit aber nicht zum Einsatz kam. Abschließend läßt sich resümieren, daß diese Art der gekoppelten Simulation durchaus geeignet zu sein scheint, die verschiedenen Regelalgorithmen zu untersuchen.

Kapitel 7

Visualisierung der Berechnungen

Die in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungen der gekoppelten Simulation von Strömung und Körperbewegung mittels einer Finiten-Volumen-Methode benötigen einen sehr hohen Rechenaufwand. Aufgrund der Detailtreue in der Modellierung der Strömung entstehen bei der Speicherung von einzelnen Zeitschritten erhebliche Datenmengen. Eine Datei enthält die Variablen jedes Kontrollvolumens für ein (Euler-Verfahren) oder zwei Zeitschritte (Dreizeitebenen-Verfahren). Diese Informationen können in der Regel nicht dauerhaft gespeichert werden, eine eventuelle Auswertung muß unter Umständen schon während der laufenden Berechnung erfolgen. Die Standardmethode des Postprozessings besteht in der Speicherung einiger wichtiger globaler und lokaler Variablen während der Berechnung (Kräfte, Bewegungen, Drücke etc.) und in der Generierung einiger Bilder für die Ansicht verschiedener Variablen aus den gespeicherten Dateien (z. B. freie Oberfläche oder Drücke auf der Körperoberfläche). Sind diese Dateien gelöscht, ist keine weitere Informationen über den Strömungszustand in diesem Zeitpunkt mehr erhältlich. In diesem Abschnitt wird ein anderer Weg zur Auswertung gezeigt. Das Ziel war es, alle wichtigen Informationen aus den Restart-Dateien zu extrahieren und in einem 3D-Modell zu visualisieren. Dem Betrachter sollte es ermöglicht werden, mehrere Variable allein oder gleichzeitig anzusehen und seinen Blickpunkt und -winkel frei zu wählen. Zu diesem Zweck wurde die "Virtual Reality Model Language (VRML)" eingesetzt (siehe *Dässler (1999)*). Dieser Interpreter ist ein Zusatzprogramm für einen handelsüblichen Internet-Browser und ist frei verfügbar.

Für die Visualisierung stellt sich zunächst das Problem, daß die Datenmenge für eine dreidimensionale Echtzeit-Animation reduziert werden muß. Die Diskretisierung für die graphische Darstellung muß im allgemeinen nicht so fein sein wie die der Strömungssimulation. Die mit drei- und viereckigen Flächenelementen diskretisierte Geometrieoberfläche des Schiffes wurde mit folgendem Algorithmus auf eine weitere Vereinfachung hin untersucht (siehe auch *Lindenau et al. (2003)*):

1. Bestimmung der Verwölbung der viereckigen Flächenelemente. Ist diese zu stark, werden die Vierecke in zwei Dreiecke zerlegt. Bei der Zerlegung kann zwischen einer konkaven oder einer konvexen Kontur gewählt werden.
2. Die Winkel zwischen den Normalvektoren benachbarter Flächenelemente werden verglichen und bei Unterschreitung einer Toleranzgrenze werden diese zu einem Vieleck zusammengefügt.
3. Zwei benachbarte Verbindungsgeraden neu entstandener Vielecke werden durch eine Gerade ersetzt, wenn der Winkel der Richtungsvektoren ein Kriterium unterschreitet.
4. Die Reihenfolge der Punkte wird so geändert, daß die Normalenvektoren aller Flächenelemente aus der Schiffskontur hinauszeigen.

Die Richtung der Normalenvektoren zeigt dem Visualisierungsprogramm welche Seite des Flächenelements tatsächlich gerendert werden muß. Die Vernachlässigung der (nicht sichtbaren) Innenseiten des Körpers bringt eine deutliche Verbesserung der Performance in der Animation. Die Optimierung braucht nur für eine Schiffshälfte durchgeführt zu werden aufgrund der Symmetrie an der Ebene $y = 0$. Generell ist die Animation aus mehreren Dateien modular aufgebaut, so daß die Daten einzelner Variablen ausgetauscht werden können. Ein interner Zeitgeber steuert die Animation und zu vorgegebenen Zeitpunkten (Frames) werden die einzelnen Datensätze ausgetauscht. Die Feinheit der zeitlichen Diskretisierung ist abhängig von der Graphikleistung des anzeigenden Computers und muß bereits beim Auswerten der Restart-Dateien eingestellt werden.

Die Auswertung der Strömungsvariablen in den einzelnen Frames wurde mit dem frei verfügbaren Postprozessor "Data Explorer" vorgenommen. Der Vorteil dieser Anwendung besteht in einer guten Bearbeitbarkeit der Daten und der Ausgabe der Ergebnisse als Textdateien. Die Analyse der beiden Teildiskretisierungen erfolgte zunächst getrennt. Die Daten aus dem schiffsfesten Gitter mußten in das raumfeste Koordinatensystem zurücktransformiert werden, da die Strömungsgleichungen im mit dem Schiff mitbewegten Koordinatensystem berechnet wurden (vgl. Kapitel 2). Das betraf insbesondere die Lage der freien Oberfläche und die Geschwindigkeitsvektoren. Anschließend wurden die Daten aus den beiden Teilgittern zusammengefügt und im überlappenden Bereich eine Interpolationslösung generiert. Schließlich wurden die Daten in ein effizientes VRML-Format transformiert.

7.1 Körperbewegung

Die für die Visualisierung optimierte Geometrie des Schiffes wird zur Beginn der Animation als Diskretisierung in Form von Punkten und Flächenelementen eingelesen. Es hat sich als günstig erwiesen, die Symmetrieeigenschaft des Schiffes an der Ebene $y = 0$ auszunutzen und die Oberfläche als zwei Körperhälften zu behandeln. Dabei ist darauf zu achten, daß Punkte mit der gleichen absoluten y -Koordinate den gleichen Index erhalten. Der Vorteil besteht für symmetrische Berechnungen darin, daß Variablen, die auf der Oberfläche des Schiffes gezeigt werden sollen (z. B. Drücke), auch nur für eine Schiffhälfte dem Interpretier bekannt sein müssen. Das reduziert wiederum die Datenmenge und steigert die Performance.

Die sechs Bewegungskomponenten des Körpers werden in den einzelnen Frames vorgegeben. Das Programm interpoliert die Werte in den Zeitpunkten zwischen zwei Frames linear um einen flüssigen Bewegungseindruck entstehen zu lassen.

7.2 Freie Oberfläche

Die Auswertung der freien Oberfläche als Isofläche der Variablen c an der Stelle $\bar{c} = 0.5$ erfolgte zunächst wie schon erwähnt für beide Teilgitter getrennt. Für die Anzeige im 3D-Modell wurden zur Datenreduktion zwei verschiedene Techniken angewendet. In der unmittelbaren Nähe des Schiffes wurde zu Beginn der Auswertung ein rechteckiger Bereich abgegrenzt für den die freie Oberfläche etwas vereinfacht als Punkte und Flächenelemente im jeweiligen Frame beschrieben wird. So kann auch die stark verformte Oberfläche in der Nähe des Körpers sowie brechende Wellen, Spritzer und eventuelle Lufteinschlüsse angezeigt werden. Da im äußeren Bereich keine so großen Verformungen der freien Oberfläche zu erwarten sind, wurde hier ein für die gesamte Animation festes x - y -Netz definiert, für das in jedem Frame nur die z -Koordinate übergeben werden braucht. In der folgenden Abbildung 7.1 ist beispielhaft der Verlauf der Bugwelle für die Berechnung der Segelyacht aus Kapitel 6 gezeigt.

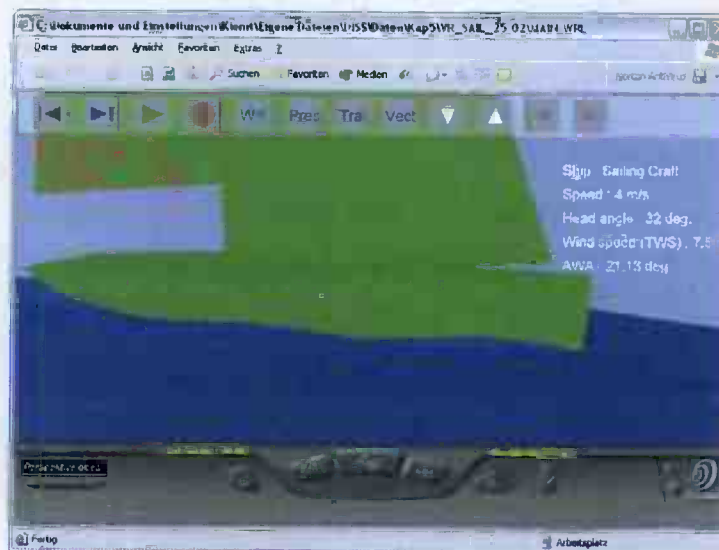


Abbildung 7.1 Verlauf der Bugwelle anhand der Berechnung der Segelyacht (Luvseite)

Die Größe des inneren Bereiches ist frei wählbar und hängt nur von der Leistungsfähigkeit des anzeigenden Computers ab. Auch die Feinheit der räumlichen Diskretisierung im äußeren Bereich kann frei eingestellt werden. Im Falle symmetrischer Berechnungen wurden auch hier die Symmetriebedingungen ausgenutzt zum Zwecke der Datenreduktion. Zur Unterstützung des Verständnisses wurde in der Animation ein Schalter WH integriert, mit dem die Auslenkung der freien Oberfläche anhand einer Farbgebung von blau bis rot auf der Fläche angezeigt werden kann. Die Farben wurden bereits bei der Auswertung anhand eines Farbmodells ermittelt, da eine Echtzeit-Berechnung innerhalb des VRML-Modells zu viel Zeit in Anspruch nimmt. Abbildung 7.2 zeigt die Visualisierung des Containerschiffes aus Abschnitt 5.4 mit der angesprochenen Farbgebung der Wellen.



Abbildung 7.2 Anzeige der Auslenkung der freien Oberfläche für die Berechnung des Containerschiffes

Weiterhin wurde für die freie Oberfläche die Möglichkeit geschaffen, über die Steuerung der zwei senkrechten Pfeile in Abbildung 7.2 die Fläche stufenweise transparenter anzuzeigen. Das erleichtert das Verständnis für die Strömungsvorgänge bei gleichzeitigem Anzeigen weiterer Variablen.

7.3 Variablen auf der Oberfläche des Schiffes

Neben den Kräften sind für den externen Betrachter auch die Druck- und Schubspannungsverteilungen auf der Schiffsoberfläche interessant. Diese Größen wurden in der Auswertung in eine Farbskala umgerechnet und dem VRML-Modell in jedem Frame übergeben. Die Anzeige läßt sich über einen Dreifachschalter *PRES / SHEAR* (keine Anzeige, Druck, Schubspannung) in der Steuerleiste zuschalten. Gleichzeitig wird die zugehörige Farbskala eingeblendet. Diese Art der Visualisierung eignet sich insbesondere für die Analyse von lokalen Belastungen wie Slammingstöße, da hier neben der Druckausbreitung in Raum und Zeit gleichzeitig die (etwas transparente) Wasseroberfläche zu verfolgen ist. In Abbildung 7.3 ist diese Einstellung für den in Abschnitt 5.3.4 untersuchten Fall gezeigt.

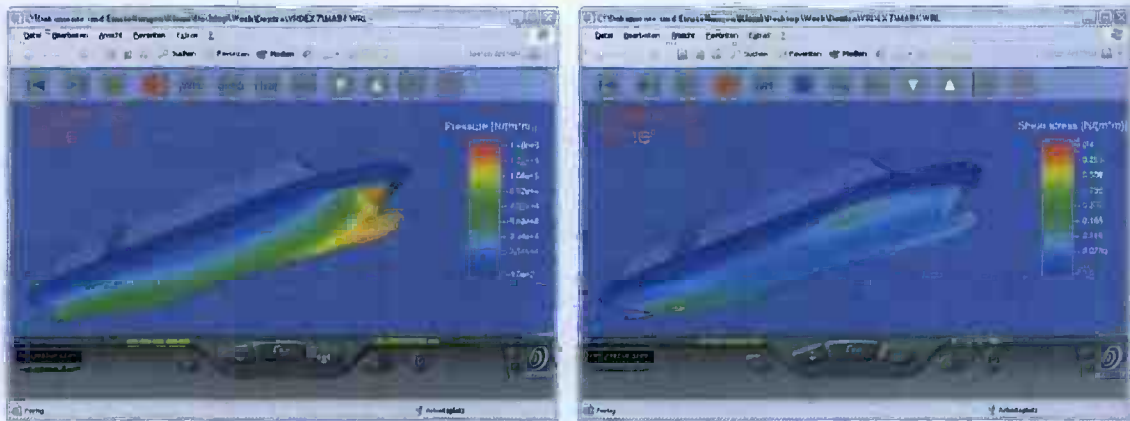


Abbildung 7.3 Anzeige der Druck- und Reibungskräfte sowie der freien Oberfläche am Beispiel der Berechnung der RoRo-Fähre

Alle Variablen werden im Schiffsmaßstab angezeigt, bei Berechnungen im Modellmaßstab wurden die Ergebnisse mit den Froude'schen Ähnlichkeitsgesetzen entsprechend transformiert. Bei symmetrischen Berechnungen wurden die Variablen auf der Oberfläche nur für eine Schiffshälfte dem VRML-Modell übergeben, eine Anzeige auf beiden Körperhälften ist ohne großen Aufwand mit der halben Datenmenge möglich.

Für die in Kapitel 6 berechnete Segelyacht wurden zwei getrennte Druckskalen für den Schiffsrumpf und die Segeloberfläche eingeführt, um auch die Druckdifferenz auf der Segeloberfläche sichtbar zu machen. In Abbildung 7.4 sind die zwei Seiten der Segel mit der entsprechenden Einstellung dargestellt.

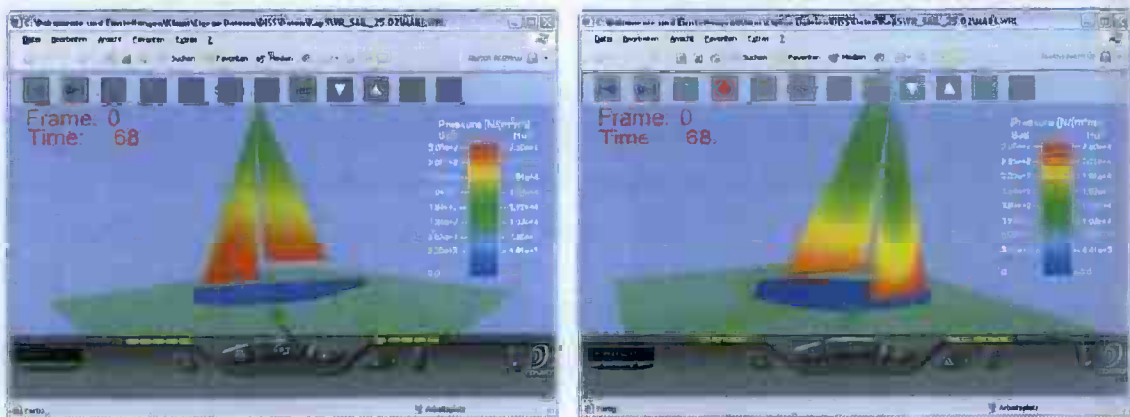


Abbildung 7.4 Druckverteilung auf der Luvseite (links) und der Leeseite (rechts) der Besegelung

Die Abbildung 7.4 zeigt, daß sich bei zwei nebeneinanderliegenden Punkten auf der Luv- und der Leeseite des Segels ein höherer Druck auf der Luvseite einstellt (Isolinien des

Drucks sind höher). Es ist zu erkennen, daß die Isolinien des Drucks auf der Luvseite der Segel eine Krümmung nach oben aufweisen, während der Verlauf auf der Leeseite entgegengesetzt ist. An den Kanten der Segel (Vorder-, Achter- und Unterliek) ist der Druck auf Luv- und Leeseite wieder gleich.

7.4 Weitere Feldgrößen

Die Visualisierung von Strömungsvorgängen innerhalb des Berechnungsvolumens ist schwierig, da es schnell zur Unübersichtlichkeit führt. Daher wurden hier zwei verschiedene Techniken angewandt, um bestimmte Schwerpunkte herauszuheben. So wurde zum einen dem Auswertungsalgorithmus eine Schar von Partikeln vorgegeben, deren Trajektorien während der transienten Strömungssimulation mitberechnet wurde. In dem VRML-Modell kann diese Punkte-Schar über einen Schalter *TRAJ* aktiviert werden. Durch Anklicken können dann die Partikelbahnen einzeln selektiert und die zeitliche und räumliche Veränderung der Partikelposition verfolgt werden. Anhand der Strömungsrichtung und -geschwindigkeit läßt sich ein guter Eindruck vom örtlichen Geschwindigkeitsfeld der Strömung gewinnen. Abbildung 7.5 zeigt die Momentaufnahme der Visualisierung mit verschiedenen Partikelbahnen in der Nähe der RoRo-Fähre. Der Beobachter bewegt sich hier mit der festen Vorwärtsgeschwindigkeit des Schiffes ($v=26$ kn), so daß die Fluidpartikel schnell am Schiff vorbeiziehen.

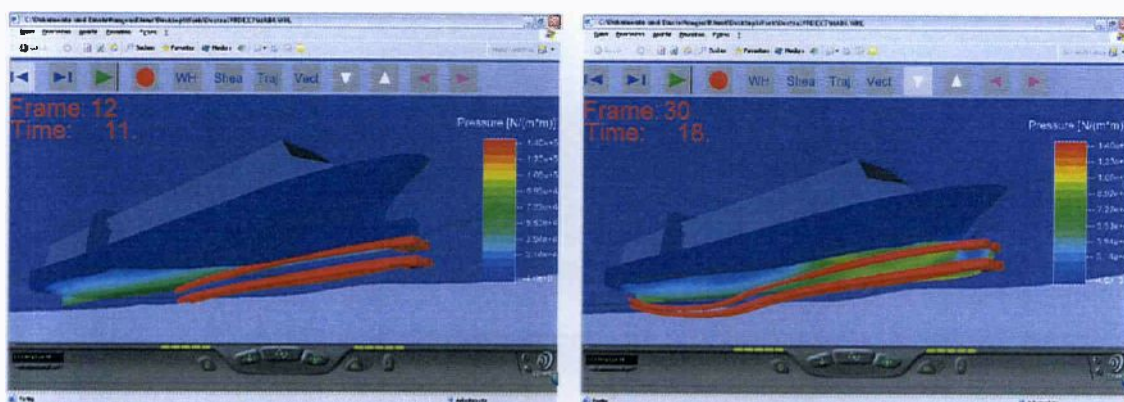


Abbildung 7.5 Zeitlicher und räumlicher Verlauf ausgewählter Fluidpartikel, RoRo-Fähre

Interessant ist hier, daß auch die Bahnen der außenliegenden Partikel unter dem Schiff hindurchlaufen und nicht etwa zur Seite gedrückt werden. In der nächsten Abbildung 7.6 sind die Partikelbahnen aus dem Berechnungsfall aus Abschnitt 5.4 für einige Punkte weit

vor dem Schiff gezeigt ($v=0$ kn). Die Bahnen verlaufen in einer typischen Zyklidenform, da in hohen Wellen ein Massenfluß in Wellenausbreitungsrichtung auftritt.

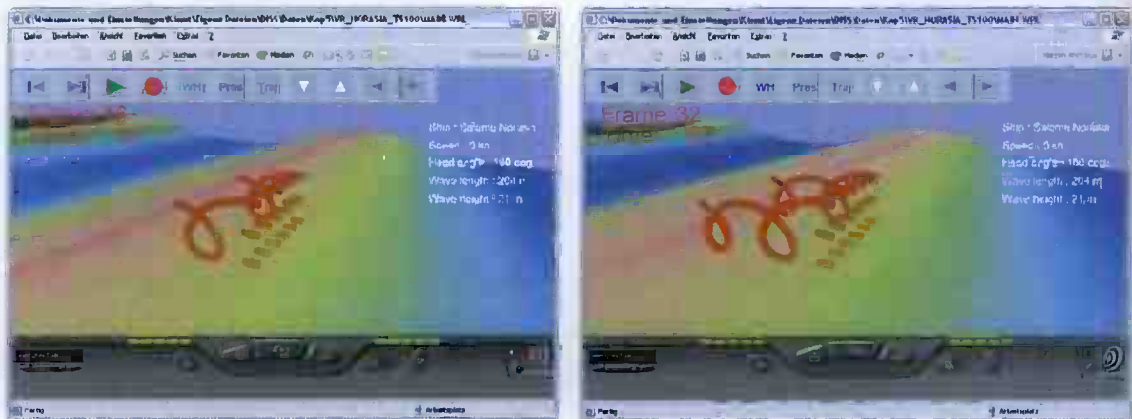


Abbildung 7.6 Anzeige einiger Partikelbahnen in der ungestörten Welle

Eine weitere Anwendung für diese Visualisierungstechnik ist die Anzeige der unterschiedlichen Richtung und Geschwindigkeit der Luft- und Wasserströmung in der Berechnung der Segelyacht aus Kapitel 6. Abbildung 7.7 zeigt beispielhaft zwei Einstellungen für diesen Fall.

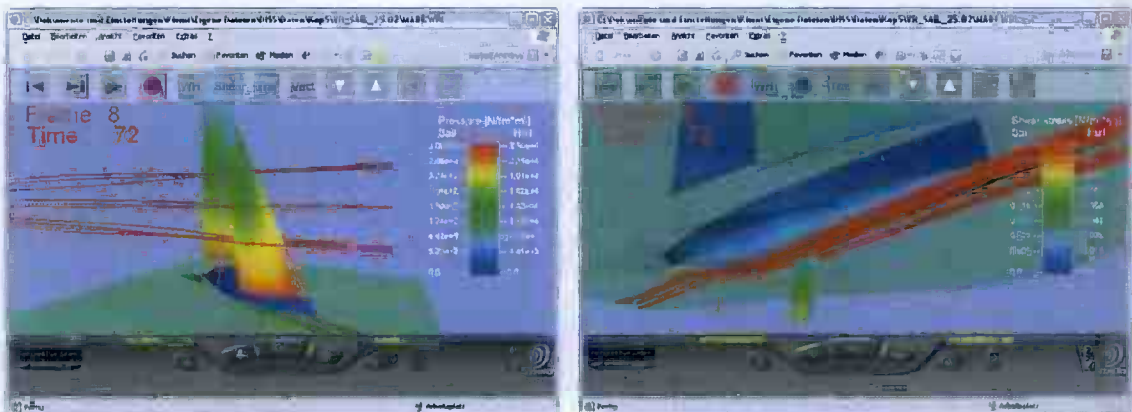


Abbildung 7.7 Partikelbahnen in der Luft- und Wasserströmung für die Berechnung der Segelyacht

Mit Hilfe dem in Abbildung 7.7 gezeigten Verlauf der Partikelbahnen läßt sich ein Eindruck gewinnen von der Windrichtung (scheinbarer Wind) sowie von der Fahrgeschwindigkeit und dem Driftwinkel (Partikelbahnen in der Wasserströmung).

In der Animation kann auch das Geschwindigkeitsvektorfeld selbst dargestellt werden. Da die Menge der Daten aber eher verwirrend ist und keine weitere Einsicht in das Geschehen

bringt, wurde dieser Bereich eingeschränkt. Von größerem Interesse sind unter anderem Verwirbelungen in der Strömung. Diese können mit den einfacheren Potentialströmungsmodellen nicht bestimmt werden und sollen daher für die aufwendigen RANSE-Simulationen sichtbar gemacht werden. Um Gebiete starker Verwirbelungen aufzuzeigen, wurde daher in der Auswertung der Rotationsvektor des Vektorfeldes bestimmt. Anhand des Betrages des Rotationsvektors wurde das Gebiet in jedem Frame bestimmt, in dem dieser über einem Kriterium liegt. Über den Schalter *CURL* werden in der Visualisierung in diesem Bereich die Geschwindigkeitsvektoren aktiviert. Die Farbgebung verdeutlicht wiederum den Betrag der Vektoren. Abbildung 7.8 zeigt diese Einstellung für zwei verschiedene Zeitpunkte anhand der Berechnung für die RoRo-Fähre.

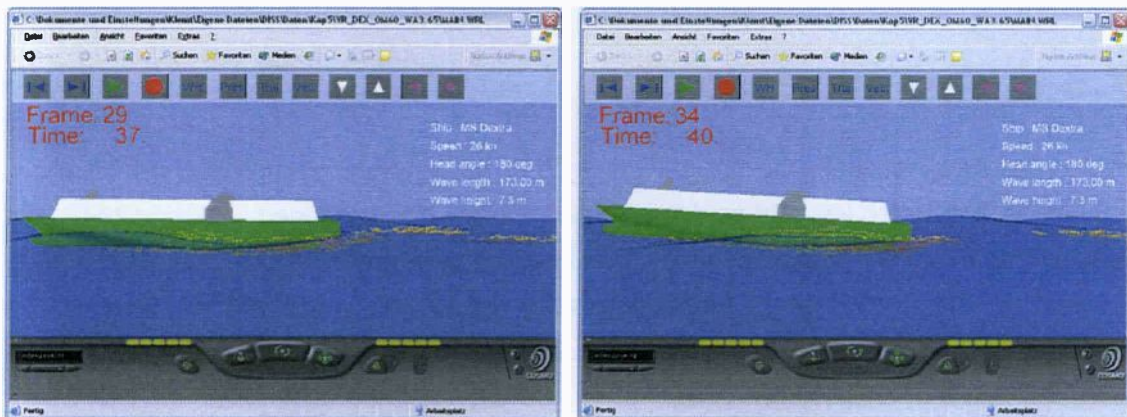


Abbildung 7.8 Darstellung stark verwirbelter Bereiche im Fluid mit Geschwindigkeitsvektoren

Die Darstellung zeigt, wie sich beim Austausch des Schiffes eine lange Schleppe verwirbelten Gebiets hinter dem Schiff bildet, die im Zeitpunkt der maximalen Stampfamplitude abreißt.

7.5 Zeitliche und räumliche Steuerung

Das Starten und Beenden der Animation läßt sich durch die Tasten Play und Stop vornehmen. Mit der Pause-Taste kann an einer bestimmten Stelle gestoppt und mit den Skip-Tasten schrittweise die einzelnen Frames angesehen werden. Die Framenummer und die Simulationszeit werden in dem Fenster links oben angezeigt. Da die Animationsgeschwindigkeit von der Leistungsfähigkeit des anzeigenden Computers abhängt, kann die Geschwindigkeit mit den beiden horizontalen Pfeiltasten angepaßt werden. Zur Unterstützung der Navigation im dreidimensionalen Raum wurden mehrere

Blickpunkte (*Viewpoints*) in einer Liste vordefiniert (siehe Abbildung 7.9) wie z. B. Blick auf den Kiel oder den Bug. Durch Aktivieren wird dieser Betrachtungspunkt vom Browser automatisch eingestellt. Neben dieser sehr schnellen Form der Navigation kann der Beobachter sich aber auch mit den Pfeiltasten in der unteren Steuerkonsole durch den Raum bewegen.

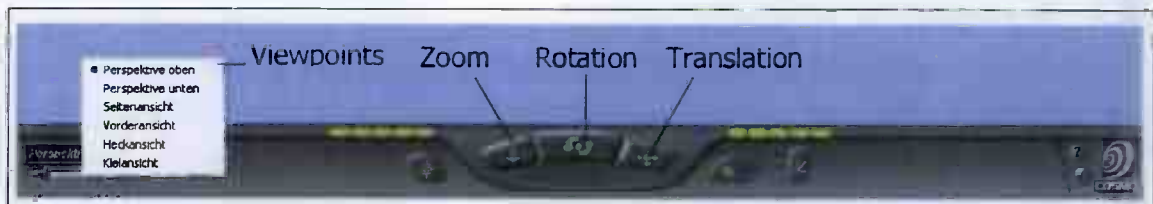


Abbildung 7.9 Steuerleiste zur Navigation im Raum

7.6 Zusammenfassung

Die vorgestellte Visualisierung der aufwendigen Strömungssimulationen hat sich bewährt, um einen umfassenden Eindruck von den Strömungsvorgängen zu erhalten. Alle ausgewerteten Informationen befinden sich in einem einzigen 3D-Modell der Berechnung und können vom Betrachter zu- und abgeschaltet werden. Die vorgesehenen Interaktionen ermöglichen eine genaue Betrachtung aller Details in räumlicher und zeitlicher Hinsicht. Aufgrund der Internetfähigkeit der verwendeten VRML-Sprache können die Daten dezentral gelagert werden und der modulare Aufbau bietet die Möglichkeit, einzelne Daten zu modifizieren. Der Interpreter ist in der Lage, die Daten aus einer komprimierten Form (*zip*-Format) zu übersetzen, so daß die Größe der übertragenen Dateien gering ist. Die hier gezeigte Realisierung ist nur ein Beispiel und kann durch weitere Elemente ergänzt werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine numerische Methode zur simultanen Berechnung von Körperumströmung und strömungsinduzierter Körperbewegung entwickelt und getestet. Die Methode ermöglicht in der speziellen Anwendung auf das Problem Schiff im Seegang die genaue Simulation großer Amplituden der Körperbewegung sowie der auftretenden Wellen. Nichtlineare Oberflächeneffekte wie brechende Wellen, Stoßbelastungen, Lufteinschlüsse, über Deck kommendes Wasser als auch viskose Einflüsse des Fluids werden von der numerischen Methode berücksichtigt. Die Berechnung der Strömung wurde mit einer Finiten-Volumen-Methode (dem kommerziellen Programm Comet) durchgeführt. Die verwendete VOF-Methode in Zusammenhang mit dem HRIC-Schema hat sich im Verlauf der gekoppelten Berechnungen als robustes und genaues Verfahren zur Bestimmung der freien Oberfläche bewährt, insbesondere bei Auftreten der genannten Oberflächeneffekte.

Es wurde die Methode der überlappenden Gitter als Variante eines „multi-grid“-Ansatzes implementiert und für die parallele Berechnung auf mehreren Prozessoren erweitert, die im Vergleich zu „single-grid“-Ansätzen die problemspezifische Ausrichtung der Diskretisierung erlaubt (viele KV in der Nähe der freien Oberfläche und des Körpers, weniger KV im Tiefwasserbereich und im Luftbereich). Im Vergleich zu anderen „multi-grid“-Ansätzen wird ein sehr viel geringerer Modellierungsaufwand benötigt, da kein kompliziertes Gittermanagement zur Verschiebung von Knoten notwendig ist. Weitere Vorteile bestehen darin, daß die benötigte hohe Qualität der Diskretisierung des Fluidgebietes nicht beeinträchtigt wird durch ein eventuelles Verzerren der KV und damit keine Einschränkungen für die Amplituden der Körperbewegung vorgegeben werden müssen. Erkauft werden diese Vorteile durch einen erhöhten Rechenaufwand für die fortwährende Interpolation der Strömungslösung aus dem jeweils anderen Berechnungsgebiet und durch einen numerischen Fehler in Form einer leicht unterschiedlichen Strömungslösung auf beiden Teilgittern.

Die Lösung der Bewegungsgleichungen wurde als Modul innerhalb des Strömungslösers Comet integriert. Es wurde ein implizites Verfahren zweiter Ordnung angewendet, daß dem iterativen Lösungsprozeß bei der Bestimmung des Strömungszustandes in jedem

Zeitschritt Rechnung trägt. Die Verwendung von Verfahren zweiter Ordnung bei der Diskretisierung aller Gleichungen in Raum und Zeit hat sich im Verlauf der Untersuchung als absolut notwendig herausgestellt, da die sich sonst einstellende numerische Diffusion erhebliche Abweichungen besonders bei Wellenausbreitungsproblemen mit sich bringt. Lediglich bei der Lösung der Impulserhaltungsgleichung und der Transportgleichung zur Bestimmung der freien Oberfläche müssen aus Stabilitätsgründen Verfahren der Ordnung zwischen eins und zwei eingesetzt werden. Die langen Rechenzeiten zur Bestimmung eines periodischen Bewegungszustandes des schwimmenden Körpers in Wellen konnten durch die Verwendung einer zweidimensionalen Strömungslösung zur Initialisierung des gesamten Berechnungsgebietes mit ungestörten Wellen erheblich verkürzt werden. Ein direkter Vergleich der Rechenzeiten für diese Art der gekoppelten Berechnungen mit den anderen genannten Ansätzen zur Gitterbewegung kann leider nicht vorgenommen werden, da eine Vergleichsrechnung eines Beispielfalles nicht durchgeführt wurde. Eine Schätzung ergab aber für den Fall der Berechnung auf einem Prozessor eine Erhöhung der Rechenzeit von ca. 30 %. Für den Fall der parallelen Berechnung fällt der Performance-Vergleich zunehmend schlechter aus. Der Grund dafür liegt darin, daß in der vorgenommenen Realisierung sehr viel mehr Kommunikationsaufwand für die Prozessoren eingeplant werden muß, da die Strömungslösung im überlappenden Gebiet (den Suchräumen δ_i) allen Prozessoren in jeder Iteration zu übergeben ist. Hier wurden noch nicht alle Möglichkeiten der Effizienzsteigerung ausgeschöpft, vorteilhaft ist allerdings die Benutzung von Mehrprozessormaschinen mit einer schnellen Kommunikationsverbindung (z. B. Myrinet) .

Die Voruntersuchungen an einfachen geometrischen Körpern in Kapitel 4 zeigten eine gute Übereinstimmung der Berechnungsergebnisse mit Experimenten bzw. Vergleichsrechnungen. Auch die Testrechnung eines kenternden Quaders in schrägen Wellen erbrachte plausible Ergebnisse. Dieser Bereich der schiffbaulichen Forschung könnte also ebenfalls ein Einsatzgebiet für die vorgestellte Methode darstellen.

Aufgrund der guten Resultate aus den Voruntersuchungen wurden dann in Kapitel 5 aktuelle Probleme aus der schiffbaulichen Praxis simuliert. Gegenstand der ersten Untersuchung war der Entwurf einer schnellen RoRo-Fähre, für die kürzlich Modellversuche in der Versuchsanstalt MARIN durchgeführt wurden. Ziel dieser Untersuchung war die genaue Vorhersage der Stoßbelastungen auf die Bugklappe. Obwohl die berechneten Amplituden der Schiffsbewegung für mehrere Wellenbedingungen im Vergleich mit den Experimenten etwas zu klein waren, war die Übereinstimmung der prognostizierten Bugklappenkräfte insbesondere im Vergleich mit derzeit in Anwendung befindlichen Berechnungsmethoden überraschend gut. Die Konvergenzuntersuchung mit drei systematisch verfeinerten Gittern anhand eines Referenzfalles ergab, daß die berechneten Schiffsbewegungen mit zunehmender Gitterfeinheit größer werden. Daher ist eine

mögliche Ursache für die Abweichung der berechneten und gemessenen Amplituden der Bewegung das verwendete grobe Gitter. Für die Zukunft sollten daher weitere systematische Konvergenzuntersuchungen für verschiedene Wellenbedingungen durchgeführt werden, um diese Abweichung zu erklären.

Im zweiten Teil dieses Kapitels wurde ein modernes Containerschiff in extremen Wellenbedingungen getestet. Die Wellenfrequenz lag im Bereich der Resonanzfrequenz der Stampfbewegung und die Wellenhöhe betrug $H = 21\text{ m}$. Bedingt durch das Auftreten von Effekten wie über Deck kommendes Wasser kann das Verhalten von Schiffen in „Riesenwellen“ von herkömmlichen Methoden nicht zuverlässig simuliert werden. Als Berechnungsergebnis konnte hier eine offenbar gedämpfte periodische Stampfbewegung sowie eine eher chaotische Tauchbewegung des Schiffes festgestellt werden. Dieser Bewegungszustand ist nur durch das vollständige Eintauchen der gesamten Bugsektion und den Einfluß des im weiteren Verlauf vom Deck wieder abfließenden Wassers zu erklären. Einschränkend muß berücksichtigt werden, daß die Decksaufbauten nicht modelliert wurden und daher diese Effekte nicht als ganz realitätsgetreu zu bewerten sind. Lokale Belastungen des Bugbereichs durch Slamming wurden dagegen fast gar nicht beobachtet. Obwohl mit der numerischen Methode die stabile Berechnung dieses Falles möglich war, ließen sich aus den Strömungslösungen einige Schlußfolgerungen für die zukünftige Gittergenerierung ableiten. So führte der Einsatz von Techniken wie der lokalen Gitterverfeinerung innerhalb des überlappenden Gebietes zu leichten Abweichungen der Strömungsergebnisse auf beiden Teilgittern. Auch der Abtransport der sehr hohen Wellen aus dem Berechnungsgebiet ist nicht unproblematisch, der numerische Strand am Ende des Berechnungsgebietes sollte für diese Fälle sehr viel größer bemessen und mit kleineren Expansionsfaktoren versehen werden.

In Kapitel 6 dieser Arbeit wurden in einer weiteren Anwendung Schiffsbewegungen simuliert, die nicht ausschließlich von der Wasserströmung induziert wurden, sondern aus der Kombination von Luft- und Wasserströmung. Als Referenzschiff wurde der Entwurf einer Segelrennyacht inklusive der Besegelung der Firma Judel / Vrolijk & Co. gewählt. Im Berechnungsgebiet wurde durch die Randbedingungen eine Windströmung mit vorgegebener Geschwindigkeit hervorgerufen, die an den Segeln unter anderem eine Vortriebskraft und damit eine Vorwärtsbewegung des Schiffes auslöst. Durch den Geschwindigkeitszustand des Schiffes treten wiederum Fluidkräfte im Wasserbereich auf, die das Bewegungsverhalten ebenfalls beeinflussen. Das Ziel bestand in der Berechnung der Gleichgewichtslage für die vorgegebenen Bedingungen und im Vergleich mit den Abschätzungen aus herkömmlichen Berechnungsmethoden. In dieser Berechnung wurde die Möglichkeit der Ruderbewegung während der Simulation vorgesehen. Hier wurde eine neue Technik mit der lokalen mathematischen Beschreibung der Schiffsoberfläche getestet, um den Einsatz herkömmlicher Methoden wie „sliding-interfaces“ im Bereich der

freien Oberfläche zu vermeiden. Als erstes Ergebnis konnte festgestellt werden, daß die Stellung der beiden Segel zueinander und zum Wind erhebliche Auswirkungen auf die angreifenden Segelkräfte hat. Die ersten Testrechnungen ergaben unerwünschte Strömungszustände an der Besegelung. Daher wurde auch für diesen Teil des Gitters eine Möglichkeit der separaten Veränderung der Segelstellung (Auffieren und Dichtholen) während der Simulation vorgesehen. Mit einer modifizierten festen Segelstellung beider Segel wurden dann systematische Berechnungen mit 5 Freiheitsgraden durchgeführt, wobei das Ruder mittels eines einfachen Regelalgorithmus in die Lage bewegt wurde, bei der auch das Moment um die z -Achse fast verschwindet. Die Vorgabe einer Zwangsbedingung für einen Freiheitsgrad war notwendig, da das freifahrende Segelschiff schwer zu kontrollieren ist (kleine Änderungen in der Bewegung verursachen große Änderung der Kräfte) und das Schiff nach einer gewissen Zeit vom Kurs abkommt. Der Vergleich der Berechnungsergebnisse mit den Abschätzungen ergab, daß die berechnete Vorwärtsgeschwindigkeit des Schiffes im Bereich der Abschätzungen lag während der Drift- und der Krängungswinkel deutlich kleiner war. Für zukünftige Untersuchungen dieser Art wäre auch eine Parameterstudie hinsichtlich der Segelstellung wünschenswert, um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten.

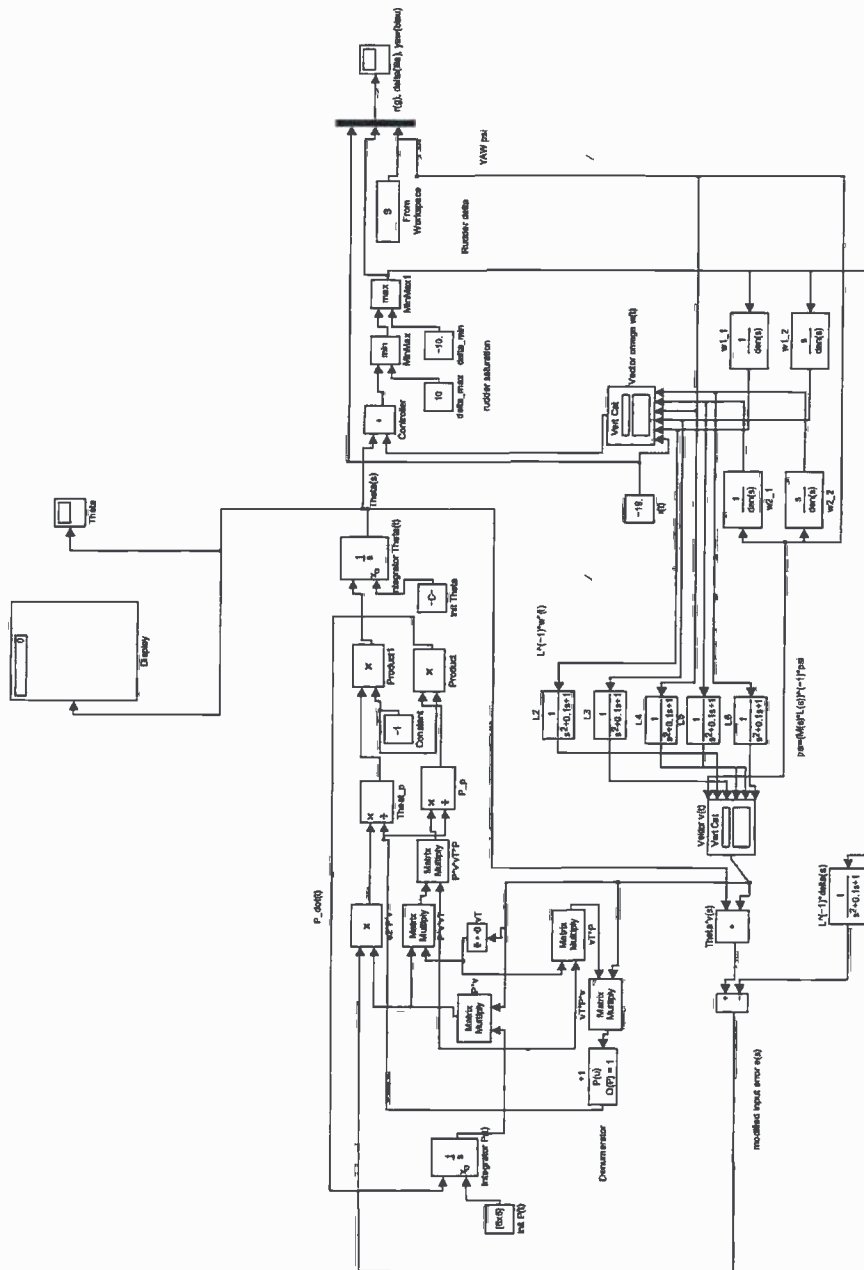
In einer weiteren Untersuchung ohne Zwangsbedingungen wurde schließlich ein Autopilot nach einem adaptiven Regelmodell von *Lauvdal et al.* (1995) zur Steuerung des Ruders in Abhängigkeit der Kursabweichung getestet, der in einem externen Programm (Matlab/Simulink) implementiert wurde. Mit der Initialisierung der Gleichgewichtslage aus den vorherigen Rechnungen konnte damit die Segelyacht realitätsgetreu als frei fahrendes Modell ohne größere Kursabweichung simuliert werden.

Das vorletzte Kapitel 7 beschäftigt sich mit der Möglichkeit einer problemgerechten Auswertung und Visualisierung der hier vorgestellten Berechnungen. Bei der Verwendung von transienten RANSE-Lösern werden mit sehr hohem Aufwand sehr große Mengen von Daten in den gespeicherten Zeitschritten erzeugt. Bislang wird die Auswertung in der Regel durch die Generierung einiger Bilder und der Messung von Zeitreihen für verschiedene Variablen vorgenommen. Das Ziel bestand darin, dem externen Betrachter ein umfassendes und dreidimensionales Bild von den Strömungsvorgängen zu vermitteln. Zu diesem Zweck wurde ein Postprozessor entwickelt, der auf Basis der Virtual-Reality-Model-Language (VRML) ein 3D-Modell des schwimmenden Körpers und der umgebenden Strömung erzeugt, der es dem Anwender durch verschiedene Visualisierungstechniken ermöglicht, die physikalischen Vorgänge in der Strömung nachzuvollziehen. Das Modell benötigt lediglich ein kostenloses Zusatzmodul für einen Internetbrowser. Der Vorteil für den Betrachter besteht in der freien Navigation in Raum und Zeit und der Möglichkeit der interaktiven Wahl zur Anzeige verschiedener Variablen.

Es läßt sich resümieren, daß der Einsatz von RANSE-Lösern für die gekoppelte Bestimmung der Umströmung und der Körperbewegung die Genauigkeit der Berechnungsergebnisse deutlich steigert. Die Berechnungsmethoden sind mit sehr viel höheren Kosten sowohl im Stadium der Modellierung (Gittergenerierung, Anpassung an das spezifische Problem) als auch in der Berechnung und der Auswertung im Gegensatz zu herkömmlichen Methoden verbunden. Durch den Einsatz immer leistungsfähigerer Rechner wurde dieses Verfahren erst seit kurzem möglich, wobei in dieser Arbeit mit der Methode der überlappenden Gitter eine möglichst anwenderfreundliche Variante getestet wurde. Der Einsatz in der Praxis ist aus meiner Sicht bislang nur für ausgewählte Problemstellungen sinnvoll, da wie gezeigt auch recht grobe Gitter gute Resultate hervorbringen können. Gerade die Berechnungen des letzten Kapitels werden meines Wissens zur Zeit mehr und mehr nachgefragt, da der Schwerpunkt im Segelrennsport mehr in der Genauigkeit der Ergebnisse als in den Kosten der Berechnungen liegt. Die Alternative für Simulationen mit hoher Genauigkeit sind bislang immer noch Modellversuche, die dagegen deutlich höhere Kosten mit sich bringen.

Anhang

A Matlab/Simulink-Modell des Autopiloten



B CD mit Animationen

Die Animationen der Kapitel 4 bis 6 lassen sich mit einem Internetbrowser (z. B. Internet Explorer oder Netscape) öffnen. Die möglichen Interaktionen (Verstellen der Anzeigeschwindigkeit oder bildweises Ansehen) sind unter dem Link „Information and Controls“ erklärt. Zur Ansicht der VRML-Visualisierungen (nur Windows) ist vorher die aufgeführte Software zu installieren und dann die angegebene Datei mit dem Internetbrowser zu öffnen. Alle Animationen befinden sich auch auf der Internetseite www.fluid-bodydynamics.de.

Kapitel 4

- CD: Kapitel4/Experiment/2d_Quader.html
- CD: Kapitel4/Barge_in_linearen_Wellen/barge.html
- CD: Kapitel4/Kentervorgang/barge.html

Kapitel 5

- CD: Kapitel5/Referenzfall/dextra_grob.html
- CD: Kapitel5/Referenzfall/dextra_mittel.html
- CD: Kapitel5/Referenzfall/dextra_fein.html
- CD: Kapitel5/schräge_Wellen/dextra_grob.html

Kapitel 6

- CD: Kapitel6/sailboat.html

Kapitel 7

- CD: Kapitel7/Software/vrml-interpreter.exe
- CD: Kapitel7/Referenzfall/dextra_grob.wrl
- CD: Kapitel7/Riesenwellen/containerschiff.wrl
- CD: Kapitel7/Segelrennyacht/sailboat.wrl

Literatur

Abdel-Maksoud, M., Menter, F. R., Wuttke, H. (1998): *Numerical computation of the viscous flow around the series 60 $C_B=0.6$ with rotating propeller*, 3rd Osaka Colloquium on Advanced CFD Applications to Ship and Hull Form Design

Albina, F. O. (2000): *A procedure to set volume fraction for calculations with COMET*, Internal Report, Technical University Hamburg-Harburg, AB 3-13

Azcueta, R. (2002): *RANSE Simulations for Sailing Yachts Including Dynamic Sinkage & Trim and Unsteady Motions in Waves*, High Performance Yacht Design Conference, Auckland, S. 13-20

Azcueta, R., Caponnetto, M., Söding, H. (2003): *Motion Simulations for Planung Boats in Waves*, 15th Int. Con. on Hydrodynamics in Ship Design, Safety and Operation, Gdansk, Poland

Beitz, W., Küttner, K. H. (1994): *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*, Springer Verlag, Berlin

Berkvens, P. (1998): *Floating bodies interacting with water waves: Development of a time-domain panel method*, Ph.D. thesis, Universiteit Twente, Niederlande

Bertram, V. (2000): *Practical Ship Hydrodynamics*, Butterworth-Heinemann, Oxford

Bird, R. B., Stewart, W. E., Lighfoot, E. N. (1962): *Transport phenomena*, Wiley, New York

Caponnetto, M. (2002): *Simulation of Fast Hard Chine Vessels using RANSE*, 5th Numerical Towing Tank Symposium, Pornichet, France

Clauss, G., Lehmann, E., Östergaard, C. (1988): *Meerestechnische Konstruktionen*, Springer-Verlag, Berlin

Cura Hochbaum, A. (1998): *Computation of the turbulent flow around a ship model in steady turn and in steady oblique motion*, Proc. 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, D. C., USA

Däßler, R. (1999): *Das Einsteigerseminar VRML*, bhv Verlag

DEXTREMEL (1997): *Design for Structural Safety under Extreme Loads*, BriteEuRam project, contract BPPR-CT97-0513,
<http://research.germanlloyd.org/Projects/DEXTREMEL/index.html>

El Moctar, O. A. M. (2001): *Numerische Berechnung von Strömungskräften beim Manövrieren von Schiffen*, Ph.D. thesis, Arbeitsbereich Schiffstechnische Konstruktionen und Berechnungen, Technische Universität Hamburg-Harburg

De Jouette, C., Laget, O., Le Gouez, J. (1999) : *Vers la tenue a la mer des navires par une formulation en fluide visqueux*, Septièmes Journées de l'Hydrodynamique, Marseille

Ferziger, J. H., Perić, M. (1997): *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer Verlag, Berlin

Gentaz, L., Guillerm, P., Alessandrini, B. (1999): *3D free-surface flow around a ship in forced motion*, 7th Int. Con. on Numerical Ship Hydrodynamics, Nantes

Gerstner, F. J. (1802): *Theorien der Wellen*, Abhandlungen der Königlichen Böhmisches Gesellschaft der Wissenschaften, Prag

Hadzić, I. (1999): *Second-moment closure modelling of transitional and unsteady turbulent flows*, Ph.D. thesis, TU Delft

Hadzić, I., Xing, Y., Perić (2002): *Simulation turbulenter Strömungen und strömungsbedingter Bewegung schwimmender Körper*, Bericht 618, Schriftenreihe der TU Hamburg-Harburg

ICCM (1998): *Benutzer-Handbuch Comet, Version 2.000.A*, Institut of Computational Fluid Dynamics GmbH, Hamburg, Germany

ITTC (1999): *Quality Manual*, 22nd Int. Towing Tank Conference, Seoul, Korea & Shanghai, China, Vol. 1

Kinoshita, T., Kagemoto, H., Fujino, M. (1999): *A CFD application to wave-induced floating-body dynamics*, 7th Int. Con. on Numerical Ship Hydrodynamics, Nantes

Klemt, M. (2000): *Stoßbelastungen auf Katamarane im Seegang*, Master's thesis, Arbeitsbereich Schiffstechnische Konstruktionen und Berechnungen, Technische Universität Hamburg-Harburg

Klemt, M. , Perić, M., Jensen, G. (2003a): *Simulation of floating-body motions in viscous flow*, Proc. 7th International Conference on Fast Sea Transportation (FAST 2003), Ischia, Italy, Vol. 2, Session C1, S. 1

Klemt, M. , Perić, M., Jensen, G. (2003b): *Simulation of ships in large waves using a finite-volume-method*, 6th Numerical Towing Tank Symposium, Rome, Italy

Kohsla, P. K., Rubin, S. G. (1974): *A diagonally dominant second-order accurate implicit scheme*, Computers & Fluids, Vol. 2

Kreuzer, E. (1996): *Technische Schwingungslehre I + II*, Vorlesungsskript der TU Hamburg-Harburg

Kvålsvold, J., Svenson, T., Hovem, L. (1996): *Bow Impact Loads on RoRo Vessels*, in Transactions of the Royal Institution of Naval Architects (RINA), London, United Kingdom

Landrini, M. (1999): *CFD for ship maneuverability*, CFD for Ship And Offshore Design, 31st WEGEMT School, Hamburg

Larsson, L., Regnström, B., Broberg, L., Li, D.-Q., Janson, C.-E. (1998): *Failures, fantasies and feats in the theoretical/numerical prediction of ship performance*, Proc. 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, D. C., USA

Launder, B. E., Spalding, D. B. (1974): *The numerical computation of turbulent flows*, Computer methods in applied mechanics and engineering, Vol. 3

- Lauvdal, T., Fossen, T., I. (1995): *A Globally Stable Adaptive Ship Autopilot With Wave Filter Using Only Yaw Angle Measurement*, Proc. 3rd IFAC Workshop on Control Applications in Marine Systems (CAMS'95), S. 262-269, Trondheim, Norwegen
- Leroyer, A., Visonneau, M. (2003): *Moving Bodies in Viscous Flow Simulation*, 6th Numerical Towing Tank Symposium, Rome, Italy
- Lindenau, O., Bertram, V. (2003) : *The Making of an SES with Streamlines and Pressure Distribution*, COMPIT '03, Hamburg, Germany
- Miyata, H., Akimoto, K., Hiroshima, F. (1997): *CFD performance prediction simulation for hull-form design of sailing-boats*, J. Marine Science and Technology, Vol. 2, S. 257-267
- Mori, K., Hinatsu, M. (1994): *Review of program I: Viscous Flow around Series 60 with free-surface*, CFD-Workshop, Vol. 2, Tokyo
- Muzaferija, S. (1994): *Adaptive finite volume method for flow predictions using unstructured meshes and multigrid approach*, Ph.D thesis, University of London
- Muzaferija, S., Perić, M., Sames, P. C., Schellin, T. E. (1998): *A two-fluid Navier-Stokes solver to simulate water entry*, Proc. 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, D. C., USA
- Nielsen, K. B., Mayer, S. (2001): *VOF Simulation of green water load problems*, 4th Numerical Towing Tank Symposium, Hamburg, Germany
- Nomoto, K., Taguchi, T., Honda, K., Hirano, S. (1957): *On the steering Qualities of Ships*, Technical Report, International Shipbuilding Progress, Vol. 4
- Ochi, M. K., Motter, L. E. (1973): *Prediction of Slamming Characteristics and Hull Responses for Ship Design*, SNAME-Transactions
- Ohimori, T., Fujino, M., Miyata, H. (1998): *A study of flow field around full ship forms in maneuvering motion*, J. Mar. Sci. Tech., Vol. 3
- Orihara, H., Miyata, H. (1997): *CFD simulation of a semi-planing boat in unsteady motion*, Proc. 4th Int. Con. on Fast Sea Transportation (FAST'97), Sydney, Vol. 1

Östergaard, C., Schellin, T. E. (1995): *Development of an Hydrodynamic Panel Method for Practical Analysis of Ships in a Seaway*, Trans. STG, Vol. 89, S. 147-156

Östergaard, C., Rathje, H., Sames, P. C. (1996): *RoRo Ship Bow Door Design: First Principle Analysis of Wave Loads and Stresses*, Proc. 13th Int. Con. & Exhibition on Marine Transport Using Roll-on/Roll-off and Horizontal Handling Methods (RORO96), Lübeck, Germany

Patankar, S. V., Spalding, D. B. (1972): *A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows*, Int. J. Heat Transfer, Vol. 15

Perić, M (1998): *Numerische Strömungsmechanik*, Vorlesungsskript der TU Hamburg-Harburg

Richardson, L. (1927): *The Deferred Approach to the Limit*, Trans. R. Soc. London, Series A, Vol. 226, S. 299-361

Roache, P. J. (1994): *Perspective: a method for uniform reporting of grid refinement studies*, ASME J. Fluids Engrg., 116, S. 405-413

SAFER EURORO (1997): *Design For Safety: An Integrated Approach to Safe European RoRo Ferry Design, thematic network*, contract ERB-BRRT-CT97-5015, <http://www.safereuroro.org/index.htm>

Sames, P. C., Schellin, T. E., Muzaferija, S., Perić, M. (1998): *Application of a two-fluid finite volume method to ship slamming*, 17th Int. Con. Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE), Lisbon

Sames, P. C., Klemt, M., Schellin, T. E. (2000): *Prediction of Wetdeck Slamming Loads for a Catamaran*, Proc. 2nd Int. Con. on High-Performance Marine Vehicles (HIPER'01), Hamburg

Sames, P. C., Kapsenberg, G. K., Corrigan, P. (1997): *Prediction of bow door loads in extreme wave conditions*, Bericht aus dem Forschungsvorhaben DEXTREMEL, Hamburg

- Sato, T., Izumi, K., Miyata, H. (1998): *Numerical simulation of maneuvering motion*, Proc. 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, D. C., USA
- Schumann, C. (1998): *Volume-of-fluid-computations of water entry of bow sections*, Proc. EURMECH 374, Poitiers
- Söding, H. (2001): *How to integrate free motions of solids in fluids*, 4th Numerical Towing Tank Symposium, Hamburg, Germany
- Stern, F., Kim, H. T., Patel, V. C., Chen, H. C. (1988): *A viscous flow approach to the computation of propeller hull interaction*. J. of Ship Research, Vol. 32
- Svennbert, U. (2000): *A test of turbulence models for steady flow around ships*, Proc. 3rd Numerical Towing Tank Symposium
- Voss, H. (1998): *Numerische Methoden für Differentialgleichungen*, Vorlesungsskript der TU Hamburg-Harburg
- Xing-Kaeding, Y., Jensen, G., Hadzic, I., Perić, M. (2002): *An Approach to Ship Maneuvering by Simultaneous Computation of Viscous Flow and Ship Motion*, in 5th Numerical Towing Tank Symposium, Pornichet, France
- Xing-Kaeding, Y., Jensen, G., Perić, M. (2003): *Simulation of Ship Maneuvring in Viscous Flow with Free Surface*, 6th Numerical Towing Tank Symposium, Rome, Italy
- Zhao, R., Faltinson, O. M. (1993): *Water entry of 2-dimensional bodies*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 246
- Zhao, R., Faltinson, O. M., Aarsnes, J. V. (1993): *Water entry of arbitrary 2-dimensional sections with and without flow separation*, 21st Symposium on Naval Hydrodynamics, Trondheim

Curriculum Vitae

- geboren am 28.08.1974 in Wismar
- 1993 Abitur, Geschwister-Scholl-Gymnasium, Wismar
- 1993-1994 Wehrdienst, Technische Spezialkompanie 601, Schleswig
- 1994-2000 Maschinenbaustudium
Fachrichtung Theoretischer Maschinenbau
TU Hamburg-Harburg
Abschluß: Dipl.-Ing.
- 1997-2002 Betriebswirtschaftslehre
Fachrichtung Organisation und Planung sowie Marketing
FU Hagen
Abschluß: Dipl.-Wirt.Ing.
- 2001-2004 Promotionsstudium
TU Hamburg-Harburg, Arbeitsbereich Fluidodynamik und Schiffstheorie
- Seit 2004 CFD-Consultant bei Juan Yacht Design
Strömungsuntersuchung einer VOLVO V70-Segelrennyacht für den
VOLVO Ocean Race 2005
Valencia / Spanien
- Erfahrungen im Bereich Bewegungs- und Fluidodynamik, Systemtheorie und
Strukturmechanik durch verschiedene Arbeiten bei Germanischer Lloyd AG
(Abteilung Forschung Maschinenbau und Forschung Grundlagen), JAFO
Technologie GmbH und HDW AG (Abteilung Marinekonstruktion)
- Praktische Tätigkeiten bei MTW Wismar, MMG Waren und WPM Wismar