

Abschlussbericht

des Teilvorhabens

PROMANSEE

Prognose der Manövrierbarkeit von Schiffen im Seegang

im Rahmen des BMWi-Verbund-Forschungsvorhabens

PERSEE

Performance von Schiffen im Seegang

Zuwendungsempfänger:	Technische Universität Berlin
Förderkennzeichen:	03SX339E
Laufzeit des Vorhabens:	01.10.2012 - 31.03.2016
Teilprojektleiter:	Prof. Dr.-Ing. Andrés Cura Hochbaum
Bearbeiter:	Sebastian Uharek, M.Sc. Antonio Lengwinat, M.Sc.

September 2016

Zusammenfassung

Die Ziele des Teilprojektes PROMANSEE der TU Berlin (TUB) im Verbundvorhaben PERSEE waren die Berechnung der Kräfte und Momente auf ein Schiff in Wellen, die Entwicklung einer Versuchseinrichtung zur Messung dieser Kräfte für Validierungszwecke sowie die anschließende Modellierung und Prognose der Manövrierbarkeit in Wellen.

Im numerischen Teil wurde die Generierung von Wellen und die Vermeidung von Reflexionen dieser Wellen im Rahmen des benutzten RANS Verfahrens *Neptuno* verbessert. Darüber hinaus wurde ein virtuelles Federsystem zur Führung des Modells implementiert sowie zahlreiche Berechnungen zur Validierung und zur Bestimmung der für das Manövrieren relevanten Kräfte für verschiedene Wellenlängen und Einfallswinkel von 0° bis 180° durchgeführt. Untersucht wurde darüber hinaus der Einfluss der nicht hydrodynamischen Trägheitskräfte, einer mittleren Kraft resultierend aus einem möglichen, unerwünschten mittleren Driftwinkel und der Federsteifigkeit auf die mittleren Kräfte. Die Berechnungen wurden in drei Konstellationen durchgeführt – ohne Vorausfahrt mit freigegebenen Bewegungen, mit Vorausfahrt und unterdrückten Bewegungen sowie mit Vorausfahrt und freigegebenen Bewegungen.

Die Validierung des numerischen Verfahrens erfolgte durch umfangreiche Modellversuche mit einer neu entwickelten Messvorrichtung. Die Vorgabe einer mittleren Bewegung erfolgt hierbei über ein Federsystem mit zwei ineinander verschachtelten Schlitten. Die Messvorrichtung ermöglicht eine sehr genaue dynamische Messung von Kräften und Momenten sowie von allen Bewegungsparametern. Die neu entwickelte Messsoftware erlaubt den Abzug der nicht hydrodynamischen Inertialkräfte sowohl im Postprocessing als auch in Echtzeit während der Messung. Diese präzise Auswertung ist erforderlich, um die sehr kleinen mittleren Kräfte im Seegang genau zu messen und einen Vergleich mit den Ergebnissen aus numerischen Verfahren zu ermöglichen. Darüber hinaus wurden zahlreiche Versuche und Simulationen zur Beurteilung der Qualität sowohl der experimentellen als auch der numerischen Bestimmung der mittleren Kräfte durchgeführt.

Anschließend wurde die Abhängigkeit der mittleren Kräfte von den Parametern Welleneinfallswinkel und Wellenlänge untersucht und der Verlauf mittels einer Kopplung aus Fourierreihenentwicklung und eines Polynomansatzes modelliert sowie ein existierender Manöversimulator um Berücksichtigung der mittleren Wellenkräfte erweitert. Die zur Manöversimulation erforderlichen

Glattwasserkoeffizienten wurden aus Versuchen der HSVA gewonnen, welche von der TUB ausgewertet wurden. Es wurden zahlreiche Manöver durchgeführt, um die Abhängigkeit der Bahnkurven von den Parametern Wellenlänge und Wellenamplitude festzustellen.

Das Verfahren wurde am Beispiel eines Zweischaubenschiffes der Meyerwerft getestet. Die Ergebnisse zeigen, dass die vorgeschlagene Vorgehensweise ein großes Potential aufweist und für die Vorhersage von Manövern in Wellen geeignet ist.

Abstract

The goals of the research project PROMANSEE at the TU Berlin (TUB), which was part of the joint research project PERSEE, were the computation of mean forces and moments acting on a ship in waves, the development of a new measurement device for determination of these forces for validation purposes as well as the modelling of these forces and the prediction of rudder manoeuvres in waves.

In the numerical part the generation and damping of waves in the used RANS code *Neptuno* was improved. Furthermore a numerical spring system was added to weakly prescribe the motions of the model. Many computations have been performed to validate the procedure as well as to determine all the relevant forces for different wave lengths and encountering angles ranging from 0° to 180° . Similar to the experimental part, the influence of the non hydrodynamic inertial forces, a mean force due to a possible undesired drift angle and the spring stiffness on the mean forces was investigated. All simulations have been performed in three conditions: at zero speed with free motions, at 21 knots with suppressed motions and at 21 knots with free motions.

A large series of model tests using a new measurement device developed for this purpose in the scope of the project was used to validate the numerical procedure. The measurement platform weakly prescribes the motions using a spring system with two nested carriages and allows a very precise dynamic measurement of forces and moments as well as all motion parameters. The software which was developed for the evaluation of the model tests allows the subtraction of mean inertia forces not only in the post processing, but also in real time during the measurement. This precise evaluation is necessary to compare the very small mean hydrodynamic wave forces with the ones predicted by numerical methods. Furthermore a series of additional tests to determine the quality of the obtained numerical and experimental results was performed.

After the mean wave forces are obtained, their dependence on wave length and encounter angle was modelled using a coupled Fourier series and polynomial approach. This allowed the extension of an existing manoeuvring simulator with the modelled mean forces. The calm water coefficient set needed for the simulations was obtained using experimental data from HSVA tests, which was evaluated at TUB. Many simulations have been performed to determine the dependence of the force traces from the two parameters wave length and wave amplitude.

The procedure was tested using a twin screw passenger ship of the Meyer shipyard. The results were very promising and showed that the proposed procedure is capable of predicting manoeuvres in waves.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Stand der Technik	2
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Verwendete Koordinatensysteme	5
2.2	Bewegungsgleichung eines starren Körpers	7
2.3	Betrachtung von mittleren Trägheitskräften	8
2.4	Wellentheorie	10
3	Experimentelle Untersuchung	13
3.1	Versuchstechnik	13
3.1.1	Vorhandene Versuchstechnik	13
3.1.2	Ziel der neuen Versuchsplattform	14
3.1.3	Theoretische Vorüberlegungen	14
3.1.4	Konstruktion und Fertigung der Messvorrichtung	17
3.2	Modell - Fertigung und Ausrüstung	23
3.3	Vorgehensweise bei Durchführung und Auswertung der Messung	27
3.3.1	Messung der Kräfte	27
3.3.2	Messung der Starrkörperbewegungen des Modells	28
3.3.3	Validierung der Technik zur Messung der Starrkörperbewegung	32
3.3.4	Abzug von Inertialanteilen	34
3.3.5	Entwicklung einer Mess- und Auswertesoftware	41
3.4	Versuche zur Beurteilung der Qualität der Messdaten	43
3.4.1	Prüfung der Metazentrischen Höhe	43
3.4.2	Rollausschwingversuch	44
3.4.3	Wellenaufmessung	46
3.4.4	Bestimmung der Schlittenreibung	48
3.4.5	Analyse von Störfrequenzen bei Fahrt	55
3.5	Versuchsmatrix	57
3.6	Versuchsergebnisse	58

4	Numerische Untersuchung	73
4.1	Beschreibung des numerischen Verfahrens	73
4.1.1	Navier-Stokes-Gleichung	73
4.1.2	Kontinuitätsgleichung	74
4.1.3	Turbulenzmodell	74
4.1.4	Modellierung der freien Oberfläche	75
4.1.5	Bewegungen	76
4.2	Numerischer Strand und Erzeugung der Wellen	78
4.2.1	Numerisches Federsystem	79
4.3	Berechnungsgitter	82
4.4	Ergebnisse der Berechnungen	83
4.4.1	Glattwasserlösung	84
4.4.2	Berechnungen mit gefesseltem Schiff und Vorausfahrt	87
4.4.3	Berechnungen mit losgelassenem Schiff ohne Vorausfahrt	93
4.4.4	Berechnungen mit losgelassenem Schiff und Vorausfahrt	97
4.4.5	Gitterabhängigkeit	104
4.4.6	Zeitschrittabhängigkeit	104
5	Ergebnisse und Diskussion	107
5.1	Ergebnisse mit Fahrt festgehalten	107
5.2	Ergebnisse ohne Fahrt losgelassen	110
5.3	Ergebnisse mit Fahrt losgelassen	110
5.4	Einfluss der Federsteifigkeit	117
6	Mathematische Modellierung der mittleren Kräfte	121
6.1	Vorgehensweise der Modellierung	121
6.2	Hydrodynamische Koeffizienten der mittleren Kräfte	125
6.3	Check des mathematischen Modells	125
6.4	Superposition von Driftbewegung und Wellenkräften	126
7	Simulation von Manövern	129
7.1	Bestimmung der Glattwasserkoeffizienten	129
7.2	Erläuterung der Vorgehensweise	131
7.3	Simulation von Manövern im Glattwasser	132
7.4	Simulation von Manövern in Wellen	135
7.5	Abschätzen der Maschinenleistung	136
8	Fazit	139
	Danksagung	141

Abbildungsverzeichnis	143
Tabellenverzeichnis	147
Literaturverzeichnis	149
A Anhang	i
A.1 Spezifikation der Kraftmessdosen	ii
A.2 Spezifikation der Wegsensoren	iv
A.3 Liste der Modellversuche	v
A.4 Trimmtable Kreuzfahrtschiffentwurf	x
A.5 Bewegungsübertragungsfunktionen ausgewählter Versuche	xii

1 Einleitung

Die Manövrierbarkeit eines Schiffes stellt, obwohl es ein sicherheitsrelevanter Aspekt ist, oft eine untergeordnete Rolle im Entwurf dar. Dies führt bei späterer Feststellung unzureichender Manöviereigenschaften zu kostspieligen Maßnahmen, wie der Vergrößerung des Rudersystems oder einer Erhöhung der Maschinenleistung. Insbesondere durch die Reduktion der Maschinenleistung zur Minderung des Kraftstoffverbrauches, kann eine sichere Manövrierbarkeit besonders im starken Seegang ggf. nicht mehr gewährleistet werden. Dies könnte im ungünstigsten Fall zu einem teilweisen oder kompletten Verlust der Manövrierbarkeit des Schiffes im starken Seegang und somit zu verheerenden Auswirkungen für Schiff, Crew und ggf. Passagiere führen. Zu klären ist demnach die Fragestellung, welche zu Glattwasserbedingungen zusätzliche Leistungsreserve notwendig ist, um Mindestanforderungen an die Manövrierbarkeit sicherzustellen, was bspw. in einer Mindestgeschwindigkeit zur Einhaltung einer notwendigen Ruderwirksamkeit resultieren kann.

Der Zusatzwiderstand eines Schiffes im Seegang entsteht hauptsächlich durch den Einfluss der Wellen. Hierbei sind speziell Kräfte zweiter Ordnung relevant, da sie z. B. einen Versatz des Schiffes in Wellenlaufrichtung bewirken. Um diese Kräfte in Modellversuchen zu messen, werden die Schiffsmodelle nach heutigem Stand teilweise gefesselt. Eine nicht realistische Fesselung des Modells kann die Messung der Zusatzwiderstände bzw. der mittleren Kräfte und Momente im Seegang erheblich beeinflussen. Relevant hierbei ist vor allem die Freigabe der Stampf- und Tauchbewegungen, bei schräg einlaufenden Wellen ggf. auch die Rollbewegung des Modells. Die Achse, um welche ein Schiff stampft oder rollt, variiert im Seegang. Eine Beeinflussung des Bewegungsverhaltens führt wiederum zu einer verfälschten Messung der Kräfte, wodurch die Prognose der Manöviereigenschaften an Genauigkeit verliert.

Da Modellversuche sehr zeit- und kostenintensiv sind und die Rechenleistung moderner Computer stetig steigt, ist ein eindeutiger Trend hin zu „virtuellen“ Versuchen zu erkennen, wobei reelle Versuche auf dem Rechner simuliert werden. Der erste international durchgeführte Workshop zur Verifizierung und Validierung der Manöviervorhersagen zeigte, dass numerische Methoden grundsätzlich geeignet sind, um Manövierprognosen zu erstellen, jedoch keineswegs alle Methoden die gleichen Ergebnisse liefern, selbst für Glattwasser. Insbesondere für das Schiff im Seegang bedarf es noch einiger Entwicklungs- und Validierungsarbeit, um verlässlichere Prognosen erstellen zu können.

Daher wurde im Teilprojekt PROMANSEE des BMWi-geförderten Projektes PERSEE ein neues Manövriermodell basierend auf mittleren Seegangskräften entwickelt. Die Bestimmung dieser mittleren Seegangskräfte erfolgte mithilfe eines RANS-Verfahrens. Hierfür wurde der bestehende RANS-Solver *Neptuno* weiterentwickelt.

1.1 Stand der Technik

Numerische Berechnungsmethoden Üblicherweise werden Seegangsberechnungen mittels potentialtheoretischen Methoden durchgeführt. Die in der Potentialtheorie getroffenen Vereinfachungen, wovon die wichtigste die Betrachtung des Fluids als ideale Flüssigkeit ohne Reibung ist, erlauben es, relativ gute Ergebnisse in kürzester Rechenzeit zu erlangen. Boese (1970) entwickelte als einer der Ersten eine Methode zur Bestimmung des Zusatzwiderstandes. Darauf aufbauend entstanden weitere Methoden, u. a. von Faltinsen u. a. (1980). Die Benutzung dieser einfachen Verfahren ist, aufgrund der komplexen Problemstellung, bedingt durch die umfangreiche Untersuchung eines Seegangsspektrums, heutzutage immer noch Stand der Technik und weit verbreitet. Der Zusatzwiderstand wird hierzu in zwei Anteile unterteilt und anschließend superponiert. Diese Anteile ergeben sich aus der Diffraktion und der Radiation. Diffraktion bezeichnet die Beugung und Reflexion des Wellensystems am unbewegten Schiff und Radiation bezeichnet das durch die Bewegung des Schiffes ohne Seegang erzeugte Wellensystem. Diese Verfahren ermöglichen eine brauchbare Prognose des Zusatzwiderstandes in moderatem Seegang. Aufgrund der in den meisten Verfahren getroffenen Vereinfachungen (bspw.: Linearität) sind sie jedoch mit zunehmenden Wellenhöhen weniger geeignet. Moderne RANS-Verfahren, welche die viskosen Effekte berücksichtigen, sind (noch) nicht in der Lage, diese Berechnungen für ein ganzes Seegangsspektrum mit für die industrielle Anwendung vertretbarem Rechenaufwand zu ersetzen. So waren diese Methoden bisher auf die Untersuchung einzelner Ereignisse oder zum besseren Verständnis strömungstechnischer Phänomene beschränkt.

Die Prognose der Leistung und des Seeverhaltens von Schiffen anhand von Feldmethoden wird jedoch bereits erfolgreich in der Praxis eingesetzt. Beispiele hierfür sind die Arbeiten von El Moctar u. a. (2006, 2010). Cura Hochbaum und Pierzynski (2005) haben sich bereits früh mit der Strömungssimulation von Schiffen in Wellen, basierend auf RANS-Verfahren, befasst. Durch die Berücksichtigung von viskosen Effekten und der Rotation der Strömung sowie der Form des Überwasserschiffes eignen sich Feldmethoden besser als potentialtheoretischen Methoden zur Bestimmung der Propulsion von Schiffen im Seegang.

Modellversuche Modellversuche im Modellmaßstab sind weiterhin unersetzlich für viele Fragestellungen im Entwurfsprozess eines Schiffes. Hierbei unterscheidet man mehrere Versuchsarten. Die wichtigsten Versuchsarten für dieses Teilvorhaben sind:

- Schleppversuche zur Bestimmung des Gesamtwiderstandes. Hierbei werden die Schiffsmodelle von einem Schleppwagen gezogen. Gemessen wird der Widerstand des Modells im Glattwasser.
- Seegangversuche zur Bestimmung des Zusatzwiderstandes. Hierbei werden die Schiffsmodelle vom Schleppwagen bei Einwirkung von regelmäßigen oder auch unregelmäßigen Wellen gezogen. Gemessen wird der Gesamtwiderstand im Seegang, welcher zur Erfassung der Wellenkräfte zweiter Ordnung gemittelt und später um den Glattwasseranteil bereinigt wird. Diese Versuche können auch für den Fall ohne Vorauffahrt ($v=0$ m/s) durchgeführt werden.
- Manövrierversuche zur Bestimmung des Manövrierverhaltens eines Schiffes im Glattwasser. Hierbei unterscheidet man zusätzlich zwischen Versuchen mit gefesselten und freifahrenden Modellen.

Versuche im Seegang beziehen sich seltener auf die Bestimmung des Leistungsbedarfs oder des Manövrierverhaltens als vielmehr auf die Bewegungsamplituden, Wasser an Deck sowie Belastungen des Schiffskörpers resultierend aus dem Seegang. Da nicht unbedingt jeder Schiffstyp auf die genannten Effekte hin untersucht werden muss, werden Seegangversuche nach wie vor eher selten durchgeführt. Dem Zusatzwiderstand im Seegang wird oftmals immer noch mit einer pauschalen „sea margin“ von bspw. 15% Rechnung getragen. Besonders für Seegangversuche zur Bestimmung der mittleren hydrodynamischen Kräfte und Momente am Schiff bei unterschiedlichen Begegnungswinkeln liegen kaum Vergleichswerte vor.

Die Bestimmung der hydrodynamischen Kräfte und Momente im Seegang ist deutlich schwieriger als im Glattwasser. Die Problematik hierbei ist, das Modell geeignet zu fesseln, sodass möglichst freie Bewegungen, insbesondere die Stampf- und Tauchbewegungen nicht beeinflusst werden. Ein zufriedenstellender Lösungsansatz für eine geeignete Versuchstechnik war zu Beginn des Projektes, soweit den Autoren bekannt, weltweit noch nicht vorhanden. Xu u. a. (2007) haben ein in Querrichtung gefedertes Schlittensystem für PMM-Versuche in Wellen entwickelt und eine Reihe an pure sway tests zur hydrodynamischen Analyse durchgeführt. Hierbei wurden jedoch nicht die Abhängigkeit der mittleren Kräfte von der Wahl der Steifigkeit der Federn, noch der Einfluss des Unterbindens einzelner Bewegungen oder der Einfluss nicht hydrodynamischer Trägheitskräfte untersucht.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Verwendete Koordinatensysteme

Zur Beschreibung der Schiffsbewegungen in Wellen und beim Manövrieren werden drei Koordinatensysteme, sowie die Euler-Winkel φ , θ und ψ definiert, siehe auch Cura Hochbaum u. a. (2015). Das erdfeste Koordinatensystem (Inertialsystem) besitzt die Koordinaten ξ , η und ζ . Weiterhin wird das horizontale, hybride System definiert, welches den Bewegungen des Schiffes mit Ausnahme der Roll- und Stampfbewegung folgt. Das schiffsfeste System mit den Koordinaten x , y und z folgt der Bewegung des Schiffes in allen sechs Freiheitsgraden, siehe Abbildung 2.2.

Abbildung 2.1 zeigt das schiffsfeste System in blau und das erdfeste System in rot. Weiterhin wird der Welleneinfallswinkel $\alpha = 180^\circ - \mu$ definiert. Eine Welle mit $\alpha = 90^\circ$ trifft somit das Schiff direkt von Steuerbord.

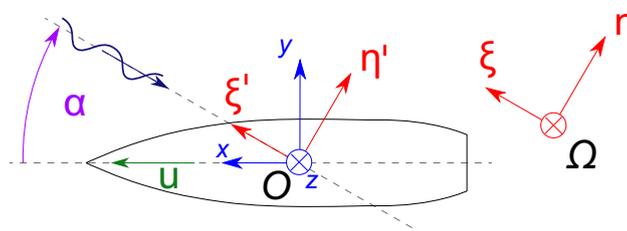


Abbildung 2.1: Sequentielle Drehung des schiffsfesten Koordinatensystems

Die Transformation von Koordinaten (und Vektorkomponenten) zwischen den einzelnen Systemen erfolgt über eine Transformationsmatrix. Für die Koordinaten gilt:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_O \\ \eta_O \\ \zeta_O \end{pmatrix} + T \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet ξ_O , η_O und ζ_O die Koordinaten des Ursprungs O , welcher mitschiffs auf Konstruktionswasserlinie definiert wird. T bezeichnet die Transformationsmatrix:

$$T = \begin{pmatrix} \cos(\theta) \cos(\psi) & -\cos(\varphi) \sin(\psi) + \sin(\varphi) \sin(\theta) \cos(\psi) & \sin(\varphi) \sin(\psi) + \cos(\varphi) \sin(\theta) \cos(\psi) \\ \cos(\theta) \sin(\psi) & \cos(\varphi) \cos(\psi) + \sin(\varphi) \sin(\theta) \sin(\psi) & -\sin(\varphi) \sin(\theta) \sin(\psi) \\ -\sin(\theta) & \sin(\varphi) \cos(\theta) & \cos(\varphi) \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Die Komponenten des Winkelgeschwindigkeitsvektors $\vec{\omega}$ im schiffsfesten System sind:

$$\omega_1 = \dot{\varphi} - \dot{\psi} \sin \theta \quad (2.3)$$

$$\omega_2 = \dot{\psi} \cos \theta \sin \varphi + \dot{\theta} \cos \varphi \quad (2.4)$$

$$\omega_3 = \dot{\psi} \cos \theta \cos \varphi - \dot{\theta} \sin \varphi \quad (2.5)$$

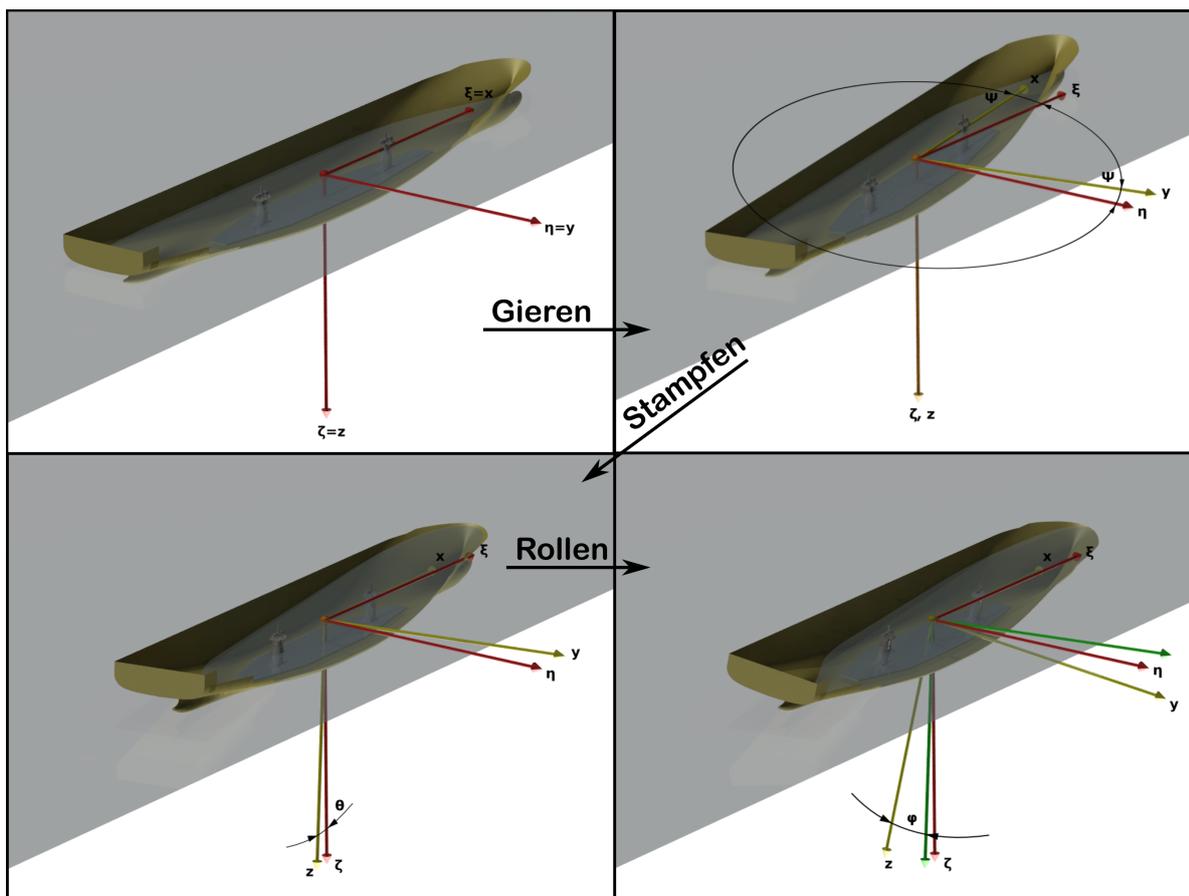


Abbildung 2.2: Sequentielle Drehung des schiffsfesten Koordinatensystems

2.2 Bewegungsgleichung eines starren Körpers

Die Bewegungsgleichung des Schiffes, welches als Starrkörper behandelt wird lautet im schiffsfesten System (Cura Hochbaum und Vogt 2002a):

$$m \left[\underbrace{\begin{pmatrix} \dot{u} \\ Bx_1 \end{pmatrix}}_{Bx_1} + \underbrace{\omega_2 w}_{Bx_2} - \underbrace{\omega_3 v}_{Bx_3} \right] - \underbrace{x_G (\omega_2^2 + \omega_3^2)}_{Bx_4} - \underbrace{y_G (\dot{\omega}_3 - \omega_1 \omega_2)}_{Bx_5} + \underbrace{z_G (\dot{\omega}_2 + \omega_1 \omega_3)}_{Bx_6} = F_x \quad (2.6)$$

$$m \left[\underbrace{\begin{pmatrix} \dot{v} \\ By_1 \end{pmatrix}}_{By_1} - \underbrace{\omega_1 w}_{By_2} + \underbrace{\omega_3 u}_{By_3} \right] + \underbrace{x_G (\dot{\omega}_3 + \omega_1 \omega_2)}_{By_4} - \underbrace{y_G (\omega_1^2 + \omega_3^2)}_{By_5} - \underbrace{z_G (\dot{\omega}_1 - \omega_2 \omega_3)}_{By_6} = F_y \quad (2.7)$$

$$m \left[\underbrace{\begin{pmatrix} \dot{w} \\ Bz_1 \end{pmatrix}}_{Bz_1} + \underbrace{\omega_1 v}_{Bz_2} - \underbrace{\omega_2 u}_{Bz_3} \right] - \underbrace{x_G (\dot{\omega}_2 - \omega_1 \omega_3)}_{Bz_4} + \underbrace{y_G (\dot{\omega}_1 + \omega_2 \omega_3)}_{Bz_5} - \underbrace{z_G (\omega_1^2 + \omega_2^2)}_{Bz_6} = F_z \quad (2.8)$$

$$\underbrace{I_{xx} \dot{\omega}_1}_{Mx_1} - \underbrace{(I_{yy} - I_{zz}) \omega_2 \omega_3}_{Mx_2} - \underbrace{I_{xy} (\dot{\omega}_2 - \omega_1 \omega_3)}_{Mx_3} - \underbrace{I_{yz} (\omega_2^2 + \omega_3^2)}_{Mx_4} - \underbrace{I_{xz} (\dot{\omega}_3 + \omega_1 \omega_2)}_{Mx_5} + \underbrace{m [y_G (\dot{w} + \omega_1 v - \omega_2 u)]}_{Mx_6} - \underbrace{m [z_G (\dot{v} - \omega_1 w + \omega_3 u)]}_{Mx_7} = M_x \quad (2.9)$$

$$\underbrace{I_{yy} \dot{\omega}_2}_{My_1} - \underbrace{(I_{zz} - I_{xx}) \omega_1 \omega_3}_{My_2} - \underbrace{I_{xy} (\dot{\omega}_1 + \omega_2 \omega_3)}_{My_3} - \underbrace{I_{yz} (\dot{\omega}_3 - \omega_1 \omega_2)}_{My_4} - \underbrace{I_{xz} (\omega_3^2 - \omega_1^2)}_{My_5} + \underbrace{m [z_G (\dot{u} + \omega_2 w - \omega_3 v)]}_{My_6} - \underbrace{m [x_G (\dot{w} + \omega_1 v - \omega_2 u)]}_{My_7} = M_y \quad (2.10)$$

$$\underbrace{I_{zz} \dot{\omega}_3}_{Mz_1} - \underbrace{(I_{xx} - I_{yy}) \omega_1 \omega_2}_{Mz_2} - \underbrace{I_{xy} (\omega_1^2 - \omega_2^2)}_{Mz_3} - \underbrace{I_{yz} (\dot{\omega}_2 + \omega_1 \omega_3)}_{Mz_4} - \underbrace{I_{xz} (\dot{\omega}_1 - \omega_2 \omega_3)}_{Mz_5} + \underbrace{m [x_G (\dot{v} - \omega_1 w + \omega_3 u)]}_{Mz_6} - \underbrace{m [y_G (\dot{u} + \omega_2 w - \omega_3 v)]}_{Mz_7} = M_z \quad (2.11)$$

Hierbei bezeichnet m die Masse des Schiffes, x_G , y_G und z_G die konstanten, kartesischen Koordinaten des Masseschwerpunkts im schiffsfesten System und u , v und w die kartesischen Komponenten der Geschwindigkeit des Ursprungs O - ebenfalls im schiffsfesten System ausgedrückt. Der Punkt

über den Symbolen kennzeichnet die zeitliche Ableitung. Die rechte Seite enthält die externen Kräfte F_x (Längskraft), F_y (Seitenkraft) und F_z (Vertikalkraft), beziehungsweise Momente M_x (Rollmoment), M_y (Stampfmoment) und M_z (Giermoment). Im Drallsatz stehen I_{xx} , I_{yy} und I_{zz} für die Trägheitsmomente und I_{xy} , I_{xz} und I_{yz} für die Deviationsmomente.

Die mit Klammern zusammengefassten Beschleunigungsanteile (zB. Bx_1) lassen sich per Multiplikation mit der Schiffsmasse m in, später einzeln betrachtete, Inertialkraftanteile ($F_{x_1} = mBx_1$) umwandeln.

Zu diesen Kräften zählen beispielsweise die hydrodynamischen Kräfte (F_H), welche die Auftriebskraft (F_A) beinhaltet, die Gewichtskraft (F_G), sowie extern eingebrachte Federkräfte (F_F).

In schiffsfester Längsrichtung lautet die rechte Seite der Bewegungsgleichung:

$$F_x = F_{Hx} + F_G \cos \alpha_1 + F_{Fx} \quad (2.12)$$

Hierbei bezeichnet $F_{H,x}$ erste Komponente des hydrodynamischen Kraftvektors im schiffsfesten System und α_1 den Richtungskosinus der Gewichtskraft im schiffsfesten Koordinatensystem.

Zur Bestimmung der rein hydrodynamischen Längskraft aus der gemessenen Federkraft muss daher die Gleichung nach $F_{H,x}$ umgestellt werden. Hierbei ergeben sich durch Nichtlinearitäten auf der linken Seite der Bewegungsgleichung Terme, welche einen Mittelwert ungleich Null haben. Auf die Berücksichtigung dieser Terme wird im folgenden Kapitel eingegangen.

2.3 Betrachtung von mittleren Trägheitskräften

Bei einem Schiff in Wellen handelt es sich um ein dynamisches System, welches zu erzwungenen Schwingungen angeregt wird. Hierbei ist die Schwingungsfrequenz die Begegnungsfrequenz mit der einfallenden Welle. Bei der Messung von instationären Vorgängen wird als Trägheitskraft die Multiplikation der Masse mit der Beschleunigung im schiffsfesten Koordinatensystem bezeichnet, im Beispiel für die Längskraft ist der Trägheitsanteil auf der linken Seite der Gleichung 2.6 erfasst. Bei einer körperfesten Kraftmessung werden alle Anteile ($m Bx_1$ bis $m Bx_6$) mitgemessen. Wenn man einen Mittelwert der Trägheitskräfte über eine oder mehrere Schwingungsperioden bildet, ist es möglich, dass der Mittelwert ungleich Null ist. Dies wird an einem Beispiel für die Längskraft dargestellt.

Es wird ein eingeschwungener Fall betrachtet bei dem eine frontal einfallende Welle (Welleneinfallswinkel $\alpha = 0^\circ$ bzw. $\mu = 180^\circ$) mit der Begegnungsfrequenz ω_e eine Kraft ausübt und Schiffsbewegungen verursacht. Der vorliegende Fall wird als "im mittel stationär" angenommen, d.h.

die mittleren Geschwindigkeiten ändern sich nicht. Das betrachtete Schiff ist symmetrisch zur y-Achse und führt hier keine Rollbewegung, Gierbewegung oder Querbewegung aus ($\varphi \equiv 0$, $\psi \equiv 0$, $v \equiv 0$). Der Ursprung des schiffsfesten Koordinatensystems ist im Gewichtsschwerpunkt (die positive x-Achse zeigt in Richtung Bug und die y-Achse nach Steuerbord, siehe Abbildung 2.1). Die einfallende Welle ist nach linearer Theorie definiert (mit der Wasserspiegelauslenkung ζ siehe Gleichung 2.13) und ruft nur lineare Antworten in der Begegnungsfrequenz hervor. In Gleichung 2.13 ist ζ_A die Wellenamplitude, k die Wellenzahl, ξ die Koordinate in Wellenlaufrichtung und t die Zeit.

$$\zeta = \zeta_A \cos(\omega t - k\xi) \quad (2.13)$$

Ausgangspunkt dieser Betrachtung ist Bewegungsgleichung in x-Richtung, siehe Gleichung 2.6. Mit der Annahme des Koordinatenursprungs im Schwerpunkt ($x_G = y_G = z_G = 0$) und ohne Gierbewegung reduziert sich der Ausdruck zu:

$$m \left(\underbrace{\dot{u}}_{Bx_1} + \underbrace{\omega_2 w}_{Bx_2} \right) = F_x^{in} \quad (2.14)$$

In Gleichung (2.14) ist $\dot{\vartheta}$ die zeitliche Ableitung des Stampfwinkels und w die Tauchgeschwindigkeit. Bei linearer Betrachtung gilt, die Frequenz der Antwort ist gleich der Anregungsfrequenz, nur verschoben um einen Phasenwinkel. Die anregende Frequenz ist die Begegnungsfrequenz der Welle ω_e . Die Variablen \hat{x} , \hat{z} und $\hat{\vartheta}$ bezeichnen nachfolgend die reellen Amplituden der für Gleichung (2.14) relevanten Bewegungen und die Phasenverschiebung wird über entsprechende Winkel α dargestellt. Mit linearen Annahmen ergeben sich für die Bewegungsgrößen folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} \xi_{O'} &= \hat{x} \cos(\omega_e t + \alpha_x) \\ \zeta_{O'} &= \hat{z} \cos(\omega_e t + \alpha_z) \\ \vartheta &= \hat{\vartheta} \cos(\omega_e t + \alpha_\vartheta) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die Größen in Gleichung (2.15) und entsprechende werden nun in Gleichung (2.14) eingesetzt, umgeformt ergibt sich:

$$m \left(-\omega_e^2 \hat{x} \cos(\omega_e t + \alpha_x) + \omega_e^2 \hat{z} \hat{\vartheta} \sin(\omega_e t + \alpha_z) \sin(\omega_e t + \alpha_\vartheta) \right) = F_x^{in} \quad (2.16)$$

Unter Verwendung der trigonometrischen Identität

$$\sin(\alpha) \sin(\beta) = \frac{1}{2} [-\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)] \quad (2.17)$$

und nach Mittelung über eine Periode kann Gleichung (2.16) geschrieben werden als:

$$m \left[-\omega_e^2 \hat{x} \cos(\omega_e t + \alpha_x) - \frac{1}{2} \omega_e^2 \hat{z} \hat{v} \cos(2\omega_e t + \alpha_z + \alpha_\vartheta) + \frac{1}{2} \omega_e^2 \hat{z} \hat{v} \cos(\alpha_z - \alpha_\vartheta) \right] = \overline{F_x^{in}} \quad (2.18)$$

Die linke Seite der Gleichung (2.18) ist eine Addition von drei Komponenten, eine Schwingung mit der Frequenz ω_e , eine zweite Schwingung mit der doppelten Grundfrequenz ($2\omega_e$) und einem dritten konstanten Term. Bei der vorgenommenen Mittlung der Gleichung (2.18) über eine Schwingungsperiode $T = \frac{2\pi}{\omega_e}$ ist erkennbar, dass die ersten beiden Komponenten keinen Mittelwert liefern. Der dritte, konstante Term liefert aber einen Mittelwert, der von der Phasenverschiebung der Bewegungen zueinander abhängt, siehe Gleichung (2.19).

$$\frac{1}{2} m \omega_e^2 \hat{z} \hat{v} \cos(\alpha_z - \alpha_\vartheta) \neq 0 \quad \text{für} \quad \alpha_z - \alpha_\vartheta \neq \pm 90^\circ \quad (2.19)$$

Dieser konstante Anteil ist damit nur Abhängig von der Schiffsmasse m , dem Quadrat der Schwingungsfrequenz ω_e^2 , den Bewegungsamplituden \hat{z} und \hat{v} und dem Cosinus des Phasenversatzes zwischen Stampf- und Tauchbewegung ($\alpha_z - \alpha_\vartheta$). Wenn Stampfen und Tauchen exakt in Phase oder Gegenphase sind, wird der Betrag der mittleren Trägheitskraft maximal, bei einer Phasenverschiebung von $\pm 90^\circ$ ist er Null.

2.4 Wellentheorie

Da die in diesem Projekt verwendeten Wellen eine geringe Steilheit besitzen, wird die lineare Wellentheorie verwendet. Hiermit ergibt sich die Auslenkung der freien Oberfläche ζ_W , sowie die Orbitalgeschwindigkeiten der Welle (u_W, w_W) zu (Söding 1982; Cura Hochbaum und Vogt 2002a):

$$\zeta_W(t) = -\zeta_A \sin(k\xi + \omega t + \epsilon) \quad (2.20)$$

$$u_W(t) = -\omega \zeta_A \frac{\cosh(k(\zeta - H))}{\sinh(kH)} \sin(k\xi + \omega t + \epsilon) \quad (2.21)$$

$$w_W(t) = \omega \zeta_A \frac{\sinh(k(\zeta - H))}{\sinh(kH)} \cos(k\xi + \omega t + \epsilon) \quad (2.22)$$

Hierbei bezeichnet ζ_A die Wellenamplitude, H die Wassertiefe, k die Wellenzahl, ϵ die Phase der Welle und ω die Kreisfrequenz der Welle. Der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ und der Wellenzahl lautet wie folgt:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.23)$$

Die Berechnung der Kreisfrequenz aus der Wellenzahl erfolgt mit Hilfe der Dispersionsgleichung:

$$\omega = \sqrt{gk \tanh(kH)} \quad (2.24)$$

Zu beachten ist, dass die in der mitbewegten Domain erzeugten Wellen nicht mit der Wellenfrequenz ω , sondern mit der Begegnungsfrequenz ω_e auf das Schiff treffen. Diese ist nach Söding (1982) wie folgt definiert:

$$\omega_e = \omega - k u_0 \cos \mu \quad (2.25)$$

u_0 ist die Geschwindigkeit des Schiffes und $\mu = 180^\circ - \alpha$ der anfangs definierte Einfallswinkel der Welle.

3 Experimentelle Untersuchung

3.1 Versuchstechnik

Im Teilprojekt PROMANSEE wurde eine neue Versuchstechnik zur Bestimmung mittlerer Kräfte im Seegang entwickelt. Die Anlage dient der gezielten Untersuchung von Einflussfaktoren des Versuchsaufbaus auf die Messung hydrodynamischer Kräfte. In diesem Kapitel findet sich eine ausführliche Beschreibung dieser neu implementierten Messtechnik sowie der Vorgehensweise bei der Versuchsauswertung. Anschließend werden die Ergebnisse der Messkampagne dargestellt, analysiert und eine Gesamtbeurteilung vorgenommen.

3.1.1 Vorhandene Versuchstechnik

Die Modellversuche wurden im Seegangsbecken der TU Berlin (ehemalig Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Berlin) auf der Schleuseninsel durchgeführt. Das Becken ist 120 m lang und 8 m breit, mit einer nutzbaren Messstrecke von 90 m. Der Wasserstand des Beckens ist variierbar und betrug bei allen Messungen 1 m. Das Seegangsbecken ist mit einem Schleppwagen ausgestattet (siehe Abbildung 3.1 links), der Geschwindigkeiten von bis zu 4 m/s erreicht und über verschiedenste Messausrüstung verfügt.



Abbildung 3.1: Seegangsbecken (links) und Wellengenerator (rechts)

Das Seegangsbecken verfügt über eine Wellenmaschine (siehe Abbildung 3.1 rechts), bestehend aus drei Wellenklappen und entsprechender Antriebstechnik, die vom Schleppwagen aus gesteuert werden kann. Mit der vorhandenen Steuersoftware können langkämmige hamonische Wellen sowie definierte natürliche Seegänge modelliert, erzeugt und reproduziert werden.

3.1.2 Ziel der neuen Versuchsplattform

Die neu entwickelte Versuchstechnik soll die im Seegang wirkenden hydrodynamischen Kräfte auf das Schiffsmodell sowie die Schiffsbewegungen messen, ohne dabei das Bewegungsverhalten des Modells zu beeinflussen. Hierbei sollen Tauch-, Stampf- und Rollbewegung komplett freigelassen und die Längs-, Quer- und Gierbewegung (ξ, η, ψ) auf geeignete Art eingeschränkt werden, um eine Messung der Kräfte und des Giermoments zu ermöglichen. Hierfür ist es naheliegend Federn zu verwenden, die das Modell im Mittel an einer Position halten.

Vor der Durchführung der geplanten Versuchsreihe soll der Einfluss des Versuchsaufbaus auf das Bewegungsverhalten des Modells und damit auf die mittleren Kräfte erfasst werden, sodass eine Aussage über die Qualität der Messmethode getroffen werden kann. Am günstigsten lässt sich dies bei einer modular aufgebauten Versuchseinrichtung prüfen, bei der einzelne Bewegungsrichtungen unabhängig voneinander eingeschränkt werden können. Um dies zu realisieren, sollen verschachtelte Schlittensysteme eingesetzt werden. Mit der entwickelten Versuchstechnik soll anschließend eine Reihe an Modellversuchen durchgeführt werden, darunter Messungen mit schräg einlaufenden Wellen ohne Vorausgeschwindigkeit, Zusatzwiderstandsversuche und Schrägschleppversuche.

3.1.3 Theoretische Vorüberlegungen

Damit während der Modellversuche mittlere Kräfte und Momente gemessen werden können, muss eine geeignete Fesselung in der horizontalen Ebene erfolgen, die das Modell im Mittel an einer Position hält. Eine solche Fesselung kann mit längs zur jeweiligen Bewegungsrichtung angeordneten Federn realisiert werden - so kann weiterhin der Einfluss der Federsteifigkeit auf die drei betroffenen Freiheitsgrade (Schnellen, Driften und Gieren) und auf die resultierenden mittleren Kräfte untersucht werden. Die anderen drei Freiheitsgrade (Tauchen, Rollen und Stampfen) sollten möglichst unbeeinflusst von der Aufhängung sein, was ebenfalls nachgeprüft wird.

Bei Fesselung der horizontalen Freiheitsgrade mit Federn ist es von Vorteil, dass jede Feder nur entlang einer gegebenen Achse wirkt und sich so keine geometrische Federsteifigkeit bei Verschiebung des Modells ergibt. Diese geometrische Federsteifigkeit und entsprechende Rückstellkraft würde beispielsweise bei einer Modellfesselung auftreten, mit zwei in Längsrichtung direkt an Bug und Heck des Modells befestigten Federn und anschließender Verschiebung des Modells in Querrichtung.

Die Rückstellkraft in Querrichtung für solch einen Fall wäre in Abhängigkeit der Auslenkung zu ermitteln und würde eine Messung unnötig verkomplizieren. Daher sollen einzelne Bewegungsrichtungen durch ein Schlittensystem ermöglicht werden, das auch die axiale Wirkrichtung für jede Feder vorgibt.

Das Grundkonzept für die Messtechnik ist angelehnt an eine eingesetzte Technik von Xu u. a. (2007), die für „pure sway“ Tests in Wellen konzipiert wurde. Besagter Messaufbau ermöglichte seitliches Verschieben des Modells durch einen großen Querschlitten und Schnellen durch einen darin integrierten Längsschlitten; beide Schlitten sind dabei mit Federn gehalten. Eine Gierbewegung des Modells ist bei diesem Konzept nicht vorgesehen.

Mit dem Ziel, die oben genannte Konstellation bzgl. der Eigenschaften der Freiheitsgrade zu verwirklichen, wurden verschiedene Konzepte gestaltet. Aus den Überlegungen ergab sich, dass dem Modell die größten Freiheiten eingeräumt werden, wenn zwei separate Querschlitten (Δy) die Drift- und Gierbewegung ermöglichen. Auch die Schlitten in Längsrichtung (Δx) sollten unabhängig voneinander sein und nur einer der beiden mit Federn bestückt werden, damit die Stampfbewegung des Modells nicht beeinflusst wird.

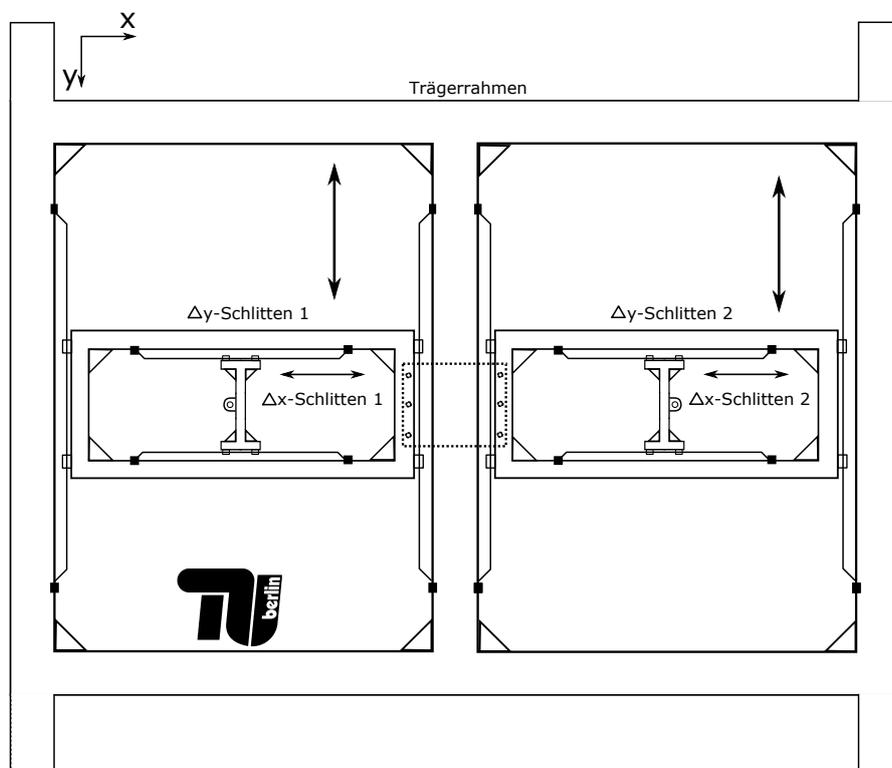


Abbildung 3.2: Grundlegendes Konzept der Schlittenkonstruktion

Die letztendlich umgesetzte Schlittenanordnung ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Es handelt sich um einen Trägerrahmen, auf dem Längs- und Querschlitten mit möglichst vernachlässigbarer Reibung fahren, die durch lineare Zugfedern an ihrer Position gehalten werden.

Auf dem äußeren Trägerrahmen sitzen zwei Δy -Schlitten, die gleich dimensioniert sind und eine Gierbewegung mit freier Drehpunkteinstellung zulassen. Des Weiteren ermöglichen die beiden Δy -Schlitten eine Driftbewegung, die durch die maximale Auslenkung der verwendeten Federn beschränkt ist. Darüber hinaus ist es möglich die beiden Δy -Schlitten zu verbinden, gekennzeichnet durch die Schraubverbindung in der Mitte der Abbildung 3.2, um eine Gierbewegung zu unterbinden bei gleichzeitig frei oszillierender Driftbewegung.

Auf jedem Δy -Schlitten läuft jeweils ein Δx -Schlitten. Der hintere Δx -Schlitten wird mit Zugfedern ausgestattet, sodass die Vortriebskraft des Schleppwagens bei Fahrt über diesen übertragen wird. Durch die Federung kann das Modell in einem gewissen Rahmen schnellen. Der vordere Δx -Schlitten wird nicht mit Federn bestückt, damit die Stampfbewegung nicht beeinträchtigt wird. In der Mitte jedes Δx -Schlittens befindet sich ein Lineargleitlager mit einer vertikal darin laufenden Welle, die den Übergang zum Modell schafft und diesem freies Tauchen ermöglicht. Zwischen Welle und Modell ist ein Gelenkkopflager vorgesehen, wodurch freies Rollen und Stampfen gewährleistet wird. Zwischen Modell und Gelenkkopflager erfasst jeweils eine Messdose die Kräfte im schiffsfesten Bezugssystem.

Jeder der vier Schlitten hat eine Masse, die in Schlittenbewegungsrichtung zur geschwungenen Schiffsmasse hinzukommt. Somit wird das schwingende Gesamtsystem eine um die Schlittengewichte vergrößerte Masse in die entsprechende Längs- und Querrichtung haben und damit entsprechend träger. Das Gleiche passiert für die Gierbewegung. Wenn die Schlitten mit Federn bestückt werden, wird zusätzlich eine Rückstellkomponente und somit eine Eigenfrequenz in das System eingeführt, die vorher nicht vorhanden war. Um diese Zusammenhänge genauer einschätzen zu können, wurden vorab Rechnungen mit dem Potential-Code WAMIT durchgeführt und die Übertragungsfunktionen der Schiffsbewegungen in verschiedenen Konstellationen ermittelt. WAMIT ist ein Programm zur Berechnung von Bewegungen und Lasten von Strukturen im Seegang, entwickelt vom Massachusetts Institute of Technology. Das Geschwindigkeitspotential wird, wie bei einem Panel-Code üblich, mittels der Randlelementmethode gelöst.

Die WAMIT Berechnungen wurden für Situationen ohne Vorausschwindigkeit ($V=0$) und verschiedene Welleneinfallswinkel durchgeführt, da dies einem Großteil der Modellversuche entspricht. In zwei Schritten wurde die angegebene Modellmasse in ξ - und η -Richtung um die Schlittenmassen erhöht und anschließend eine Federkonstante in entsprechender Richtung eingeführt. Ein exemplarisches Ergebnis der Übertragungsfunktion für Schnellen (surge) bei frontal einfallenden Wellen ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Die Übertragungsfunktion (RAO) des unbeeinflussten Modells (blau) steigt mit zunehmender Wellenlänge an (ab $\lambda' > 0,6$). Werden in ξ -Richtung nur Federkräfte

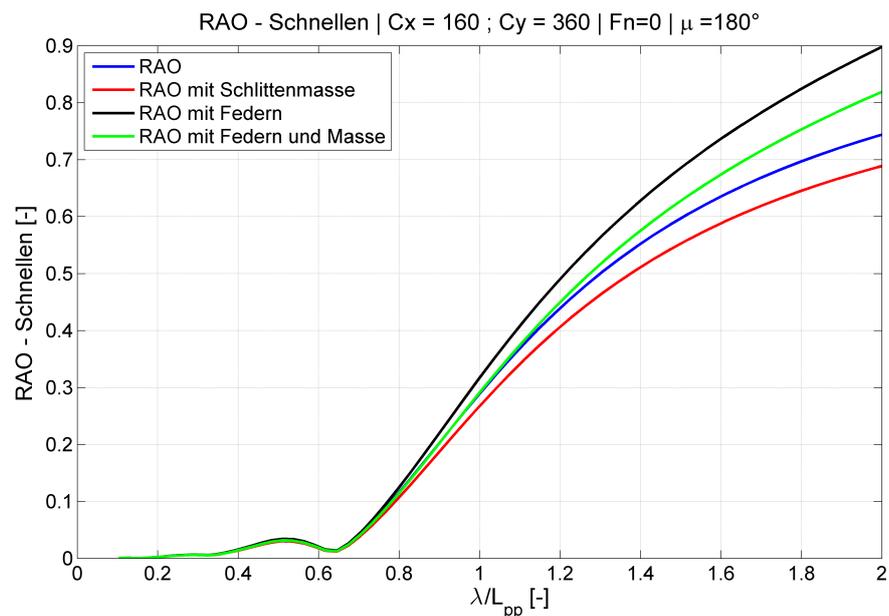


Abbildung 3.3: Übertragungsfunktion für Schnellen - Einflüsse des Messrahmens (WAMIT)

und keine Schlittenmassen hinzugefügt, ergibt sich die schwarze Kurve, die steiler ansteigt als die blaue. Der schnellere Anstieg ist darauf zurückzuführen, dass durch die vorhandenen Federn eine künstliche Rückstellkraft in das System eingeführt wurde. Je steifer die Feder gewählt wird, desto steiler steigt die schwarze Kurve an. Wenn hingegen nur die Masse der Schlitten zur Schiffsmasse hinzugefügt wird (rote Kurve), nimmt die Bewegungsamplitude langsamer mit der Wellenamplitude zu als ohne Schlitten. Dies ist offensichtlich der gestiegenen Trägheit des Gesamtsystems in Längsrichtung geschuldet. Bei Berücksichtigung beider Einflüsse ist zu erkennen, dass bei geeigneter Wahl der Federsteifigkeit sich beide Effekte bis zu einer bestimmten Wellenlänge größtenteils kompensieren und die modifizierte Übertragungsfunktion gut mit der ungestörten übereinstimmt. Diese geeignete Federsteifigkeit kann vorab mittels einer numerischen Analyse bestimmt werden. Um die vorliegende Annahme zu bestätigen, wird bei den Modellversuchen die Federsteifigkeit in einem physikalisch möglichen Bereich variiert. Es ist anzumerken, dass die zusätzliche Masse und die Federn des Messrahmens am Ende die Bewegungen des Modell leicht beeinflussen werden, die mittleren Kräfte werden dadurch jedoch nicht geändert, wie in den Versuchsergebnissen und der numerischen Federsteifigkeitsstudie weiter unten aufgeführt.

3.1.4 Konstruktion und Fertigung der Messvorrichtung

Bei der Konstruktion der Messvorrichtung sind verschiedene Faktoren zu beachten, die zum Teil aus der Modellversuchstechnik kommen und zum anderen aus der Fragestellung resultieren, wie die Messvorrichtung baulich in vorhandene Strukturen integriert werden kann. Der gesamte Kon-

struktionsprozess wurde mit Hilfe der Software Siemens NX 9 durchgeführt, welche über eine semi-automatische Zeichnungserstellung verfügt, die für den hausinternen Fertigungsprozess eingesetzt wurde.

Zunächst wird die versuchstechnische Seite der Konstruktion betrachtet. Die oben erwähnten Δ -Schlitten sollen sich mit möglichst geringer Reibung entlang der jeweiligen Achse bewegen. Hierfür wurden Linearrundführungen gewählt, wobei jeweils vier offene Linearkugellager pro Schlitten auf zwei Präzisionsführungswellen zum Einsatz kommen, siehe Abbildung 3.4 links und mittig. Die Schlitten selbst bestehen aus geeignet angeordneten Systemprofilen (Abbildung 3.4 rechts) mit längs laufenden Nuten, sodass Objekte wie Federösen, Stopper oder Abstandssensoren passend daran befestigt werden können.

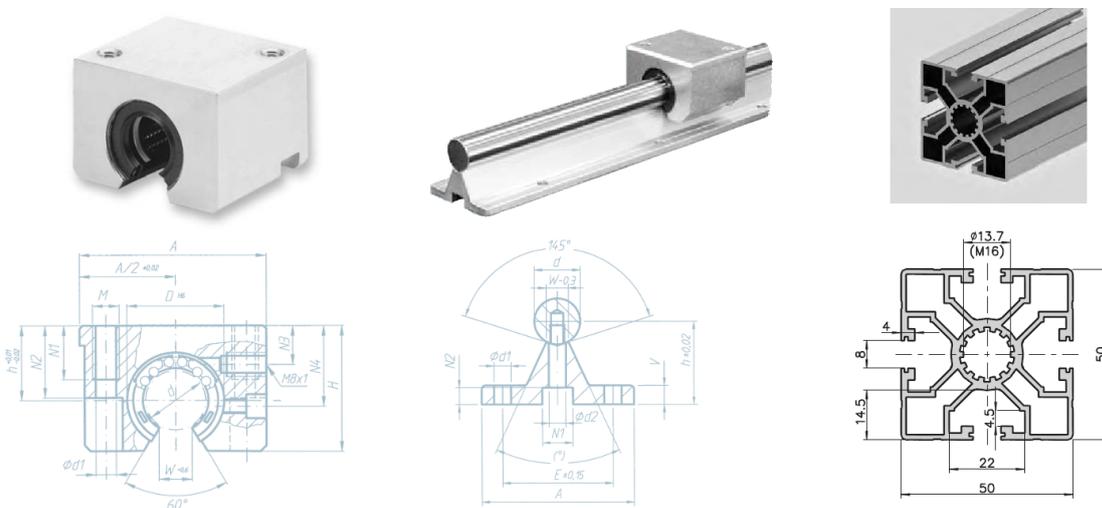


Abbildung 3.4: Verbaute Kugellagereinheit (links), Linearführungswelle auf Montageschiene (mittig) und beispielhaftes Systemprofil (rechts) | *Quelle: Dreckshage Katalog - Führungswellen*

Die Grundstruktur der Messplattform besteht aus einem Trägerrahmen aus biegesteifen Aluminium Profilen (100 x 100 mm), sodass keine Verformungen der Messplattform auftreten. Auf dem Trägerrahmen sind die Linearführungswellen über Montageschienen befestigt, auf denen sich die Δy -Schlitten bewegen. Die Δy -Schlitten selbst bestehen ebenfalls aus Systemprofilen, die starr verbunden und über Winkelstücke versteift sind. In beide Δy -Schlitten ist jeweils ein Δx -Schlitten eingebettet, der ebenfalls auf Linearführungen läuft. Alle Linearführungen erlauben eine maximale Bewegungsamplitude von 20 cm pro Richtung, die im Einklang mit der maximalen Federlänge ist. Zur Begrenzung dieser maximalen Bewegungsamplitude werden Abschlussstopper an der Schiene selbst und am Modell verwendet, damit die Federn nicht überdehnt werden können.

Die Schlitten verfügen über verstellbare Federaufnahmen parallel zu jeder Führungsschiene, siehe Abbildung 3.5. Das ist notwendig, da Federn mit unterschiedlicher Steifigkeit verschiedene Nulllängen (unbelastete Federlänge) aufweisen, die entsprechend berücksichtigt werden müssen. Die

montierten Bewegungsbegrenzer auf Modellhöhe sorgen dafür, dass bei Querschlägen des Modells die Kraftmessdosen nicht überlastet werden.

Die Gewichte der Schlitten sind für spätere Analysen relevant, daher wurden die Schlitten so leicht wie möglich entworfen. Die Gewichte der einzelnen Schlitten sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Daraus ergeben sich die hier ebenfalls gelisteten Zusatzmassen pro Bewegungsrichtung.

Tabelle 3.1: Schlittengewichte und Zusatzmassen pro Bewegungsrichtung

Objekt	Anzahl	Gewicht [kg]	Gesamtgewicht [kg]
Δx -Schlitten	2	3,65	7,30
Δy -Schlitten	2	10,88	21,76
Zusatzmasse für Schnellen			7,30 kg
Zusatzmasse für Driften			29,06 kg
Zusatzmoment für Gieren			11,35 kg m ²

Mittig auf den Δx -Schlitten befindet sich jeweils ein vertikales Linearlager in Tandemausführung (zwei Lager in einer Gehäuseeinheit). Darin laufen Vollwellen, die auf der Unterseite mit einer Gewindebohrung versehen sind und die Verbindung zum Modell herstellen. Die gesamte Messvorrichtung ist in Abbildung 3.5 zu sehen; darin sind die x-Federn in grün und die y-Federn in Orange gekennzeichnet. Die seitlich überstehenden Profile des Trägerrahmens sorgen für eine geeignete Auflagefläche auf dem Anhänger.

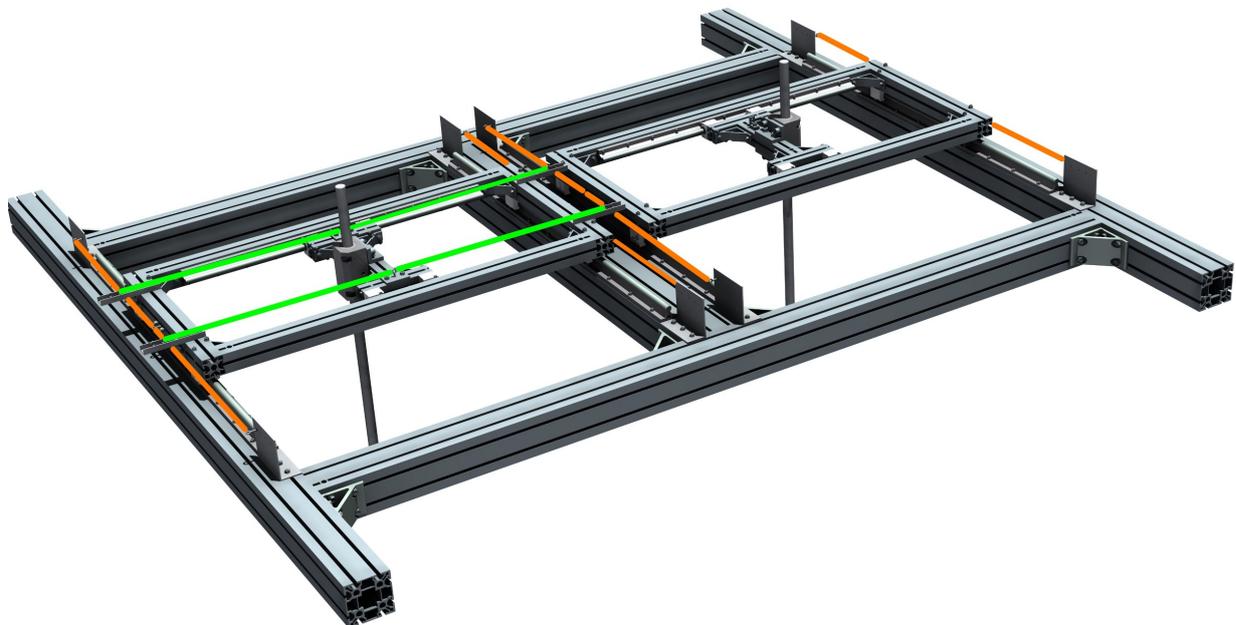


Abbildung 3.5: Konstruktionsansicht der Messvorrichtung

Der zweite Entwurfsaspekt ist die Integration des neuen Systems in die vorhandene Struktur. Damit der Messrahmen an den Schleppwagen gekoppelt werden kann, ist eine Aufnahmevorrichtung notwendig. Da der Schleppwagen selbst über keine geeignete Aussparung oder Kopplungsmöglichkeit verfügt, wurde ein Anhänger konzipiert, der hinter dem Schleppwagen auf den Schienen fährt und den Messrahmen trägt.



Abbildung 3.6: Anhänger des Schleppwagens - Konstruktionsansicht

Der Anhänger besteht aus einem Stahl Querträger (Profil IPE 270), der über die gesamte Breite der Schlepprinne ragt und an deren Enden Radaufhängungen befestigt sind, siehe Abbildung 3.6. Neben den Rädern wurde eine Führungsvorrichtung konstruiert, die seitliches Verschieben des Anhängers unterbindet und so ein Entgleisen verhindert. Von dem IPE Stahlträger führen zwei Profile in Richtung des Schleppwagens, die den Messrahmen mittig aufnehmen. Die beiden Längsprofile wiederum sind über zwei Querprofile verbunden, sodass der Messrahmen auf der 2 x 2 m Aussparung beliebig gedreht werden kann. Der Anhänger ist mit dem Schleppwagen über einen Flansch mit einer Gummi-Kupplung verbunden, siehe Abbildung 3.6 rechts unten. Bei der Kupplung handelt es sich um eine Dämpferkomponente aus Gummi, die in der Automobilbranche eingesetzt wird. Durch diese Kupplungsart werden Schwingungen des Schleppwagens nicht direkt auf die Messvorrichtung übertragen. Die Vorteile dieser Kupplung werden in Abschnitt 3.4.5 erläutert.

Die einsatzbereite Messvorrichtung, installiert im Seegangsbecken der TU Berlin ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Dem Messrahmen wurde zusätzlich eine Kabelführung hinzugefügt, die die Abstandssensoren und die Kraftmessdosen mit Spannung versorgt. Die Kabelführung ist so konzipiert, dass der Messrahmen mit geringster Zeitverzögerung auf dem Anhänger um 180° gedreht werden kann.

Eine präzise Einstellung des Winkels zwischen Längsrichtung des Seegangsbeckens und Längsachse der Messvorrichtung ist entscheidend um den gewünschten Welleneinfallswinkel zu erhalten. Der Winkel der Rahmendrechung wird über einen Laser bestimmt, der am Rahmen montiert ist und

auf eine Winkelmessscheibe strahlt, die auf den Schienen am Beckenrand steht. Damit kann eine genaue Positionierung der Messplattform schnell vorgenommen werden.

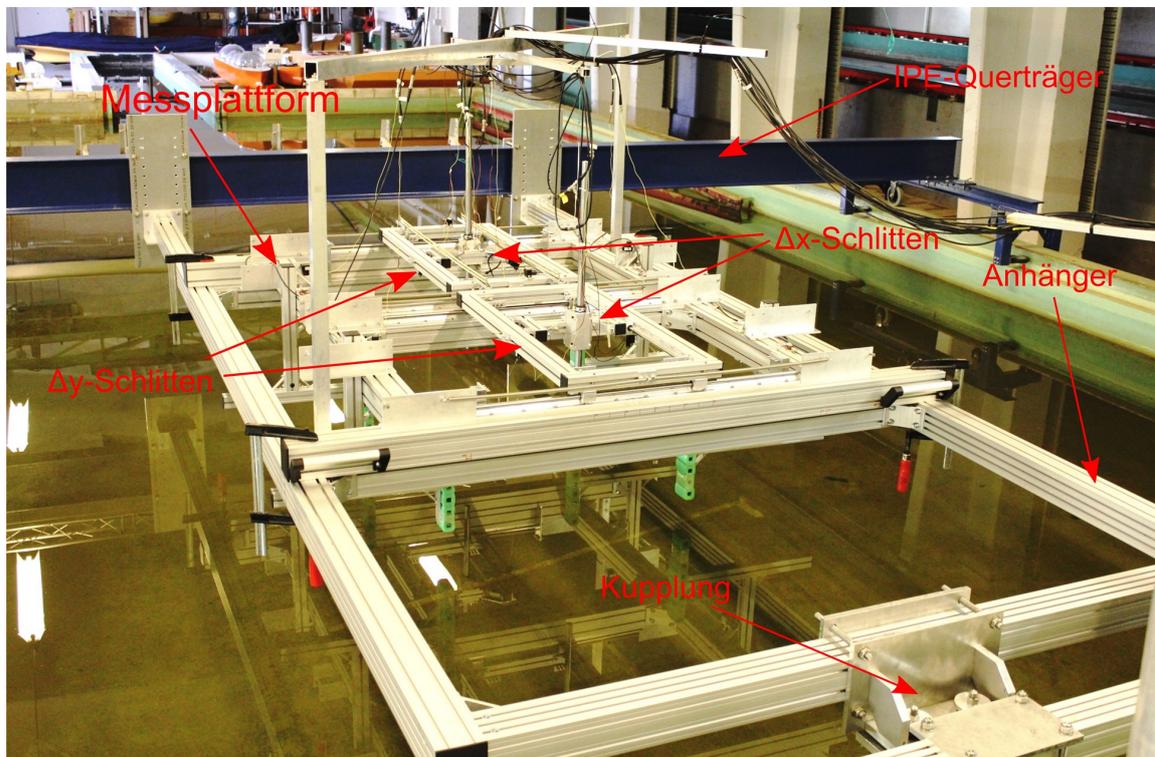


Abbildung 3.7: Messrahmen auf dem Anhänger des Schleppwagens

Die eingesetzten Federn für die Δ -Schlitten sind eigens auf die Anforderungen der Messplattform ausgelegte Spezialanfertigungen. Sie sind über 300 mm lang, um die maximalen Bewegungsamplituden von 200 mm zu ermöglichen, ohne dass die Federn dabei plastisch verformt werden. Es handelt sich um korrosionsfreie Linear-Zugfedern aus austenitischem Edelstahl (Typ 1.4301/X5CrNi18-10).

Tabelle 3.2: Spezifikation der Federn

Feder	Steifigkeit [N/m]	Wicklungslänge [mm]
F1	$C_1 = 6,67$	300
F2	$C_2 = 14,06$	320
F3	$C_3 = 23,19$	345
F4	$C_4 = 46,67$	375
F5	$C_5 = 99,00$	500

Um den Einfluss verschiedener Federsteifigkeiten auf die Modellbewegungen und die mittleren Kräfte zu untersuchen, kommen fünf verschiedene Federn zum Einsatz, deren Spezifikationen in Tabelle 3.2 aufgelistet sind. Da die Wicklungslängen der Federn vergleichsweise groß sind, muss für die Nulllänge der Federn zusätzlich Platz vorgesehen werden. Unterschiedliche Wicklungslängen der

Federn (siehe Abbildung 3.8) sind notwendig, da der nutzbare Federweg von der gewünschten Steifigkeit abhängt.



Abbildung 3.8: Federn der Messplattform

Während der Versuche werden die Schlitten mit festgelegten Federkombinationen bestückt, welche in Tabelle 3.3 aufgelistet sind. Dabei nimmt jeder Δy -Schlitten jeweils vier Federn auf und der hintere Δx -Schlitten alle längs gerichteten Federn. Ziel ist es ein möglichst breites Steifigkeitsspektrum abzudecken, damit eine fundierte Aussage über den Einfluss der Federsteifigkeit möglich ist.

Tabelle 3.3: Verwendete Federkonstellationen

Konst.	Federn Δx -Schlitten	Federn Δy -Schlitten	Steifigkeit C_X (N/m)	Steifigkeit C_Y (N/m)	Steifigkeit C_ψ (Nm/°)
1	$4 \cdot F1 + 4 \cdot F2$	$8 \cdot F3$	82,9	185,5	1,27
2	$2 \cdot F1 + 2 \cdot F2 + 4 \cdot F3$	$4 \cdot F3 + 4 \cdot F4$	134,2	279,4	1,91
3	$8 \cdot F3$	$8 \cdot F4$	185,5	373,4	2,54
4	$8 \cdot F4$	$8 \cdot F5$	373,4	792,0	5,40
inf	fix	fix	∞	∞	∞

Die Messung der Kräfte zwischen Messplattform und Modell geschieht schiffsfest mit Kraftmessdosen innerhalb des Modells, siehe Abschnitt 3.3.1. Die Messung der Modellbewegungen erfolgt über Wegsensoren, die am Messrahmen befestigt sind, siehe Abbildung 3.14 weiter unten. Die Sensoren W1 bis W6 sind horizontal angebracht und messen die Verschiebung der Schlitten jeweils redundant. Die Sensoren W7-W10 sind vertikal montiert und verbinden die Δx -Schlitten mit dem Modell. Die redundante Anordnung der Wegsensoren wurde aus Symmetriegründen gewählt und bietet zusätzliche Messungen mit Kontrollcharakter. Die genaue Vorgehensweise zur Bestimmung der 6DOF Starrkörperbewegungen des Modells wird in Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

3.2 Modell - Fertigung und Ausrüstung

Das experimentell untersuchte Schiffsmodell ist ein Kreuzfahrtschiffsentwurf der Meyer Werft. Es handelt sich um ein Zweischaubenschiff mit Skeg, es hat einen Bugwulst und beidseitige Schlingerkiele, deren Länge knapp 25% der Schiffslänge betragen und die an der Großausführung zwischen 88,47 m und 143,47 m, gemessen vom hinteren Lot, befestigt wären. Das Modell verfügt über zwei Turbulenzerreger (Stolperdraht), die bei 1/3 Länge des Bugwulstes bzw. 5% Lpp hinter dem vorderen Lot angebracht sind (entsprechend der ITTC Richtlinie *Recommended Procedure 7.5-01-01-01*). Am Heck sind beidseitig Ruder, i- und v-Wellenbockarme sowie Wellen vorhanden. Das Modell ist nicht mit Propellern ausgerüstet, da keine Propulsionsversuche durchgeführt werden. Ein Wasserliniennetz mit 20 Konstruktionsspannten ist angezeichnet. Die Hauptabmessungen, Gewichtsverteilungen und weitere relevante Daten des Schiffes sind in Tabelle 3.4 zu sehen.

Tabelle 3.4: Daten des Kreuzfahrtschiffsmodells

	Symbol	Einheit	Großausführung	Modell
Maßstab	λ	-	1	72
Länge der Wasserlinie	L_{WL}	m	220,27	3,059
Länge zwischen den Loten	L_{PP}	m	220,27	3,059
Breite der Wasserlinie	B_{WL}	m	32,20	0,447
Tiefgang	T_m	m	7,20	0,100
Tiefgang am vorderen Lot (VL)	TAP	m	7,20	0,100
Tiefgang am hinteren Lot (HL)	TFP	m	7,20	0,100
Metazentrische Höhe	GMT	m	2,75	0,038
Gewichtsschwerpunkt über Kiel	KG	m	15,05	0,209
Metazentrum über Kiel	KMT	m	17,80	0,247
Gewichtsschwerpunkt vor HL	LCG	m	99,60	1,383
Auftriebsschwerpunkt vor HL	LCB	m	99,60	1,383
Auftriebsschwerpunkt über Kiel	KB	m	4,00	0,056
Blockkoeffizient	C_B	-	0,65	0,650
Trägheitsradius Rollen	r_{xx}	m	14,47	0,201
Trägheitsradius Stampfen	r_{yy}	m	58,07	0,806
Verdrängung	VOL	m ³	33229,00	0,089
Seitenhöhe	D	m	19,80	0,275
Benetzte Fläche	A_{WS}	m ²	7822,80	1,509
Hauptspantkoeffizient	C_M	m	0,98	0,980
Fläche der Wasserlinie	A_{WL}	m ²	5974,90	1,152

Besondere Aufmerksamkeit gilt folgendem Aspekt: die Geometriedatei sowie ausgehängte Zeichnungen der Meyer Werft geben das hintere Lot an einem willkürlichen Punkt vor der Ruderachse an. Da die genaue Position der Ruderachse nicht zweifelsfrei bestimmbar ist, wurde das hintere Lot (HL) für die Modellversuche im Schnittpunkt der Wasserlinie mit der Mittschiffslinie am Heck definiert, gleichermaßen wie dies auch die HSVA festlegte. Damit liegt der *alte Nullpunkt* in der

Geometriedatei 3,47 m vor dem Schnittpunkt mit der Wasserlinie, was bei späteren Vergleichen zu berücksichtigen ist.

Das Modell mit knapp 3 m Länge zwischen den Loten hat eine Verdrängung von ca. 90 kg, weshalb es aus gewichtstechnischen Gründen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) gefertigt wurde. Das Modell ohne Messausrüstung hat ein Gewicht von 42 kg. Ein Holzmodell dieser Länge hätte ein deutlich höheres Gewicht, wodurch die Eintrimmung mit den gewünschten Trägheitsradien und dem Massenschwerpunkt nicht möglich wäre. Das mit GFK Fasern laminierte Modell während der Bauphase und die einsatzbereite Ausführung nach Anbau aller Anhänge und Lackierung ist in Abbildung 3.9 zu sehen.



Abbildung 3.9: Schiffmodell - Rohbau und fertiges Modell

Die Kraftmessdosen (KMD) werden schiffsfest im Modell befestigt. Hierfür wurde am Modellboden eine Bodenplatte aus Aluminium einlaminiert, siehe Abbildung 3.10, die parallel zum ebenen Unterboden ausgerichtet ist. In die Bodenplatte ist ein Muster von äquidistanten Gewindebohrungen eingelassen, das eine variable Positionierung der KMD in Längsrichtung ermöglicht und Befestigungsmöglichkeiten für Ballastgewichte bietet.

Eine genaue Bestimmung mittlerer Trägheitseffekte setzt voraus, dass die gesamte Massenmatrix des leeren sowie des voll ausgerüsteten Modells exakt bekannt ist. Daher wurde die Messung der Trägheitsdaten des GFK Modells in Kooperation mit der Firma RESONIC durchgeführt. Die Trägheitsmessung wird über eine Plattform durchgeführt (siehe Abbildung 3.10), die inklusive Modell mit Hilfe einer geeigneten Federaufhängung zum Schwingen mit linearen Amplituden angeregt wird. Über einen komplexen Regressionsalgorithmus wird aus den gemessenen Schwingungsmoden der exakte Massenschwerpunkt und die Trägheitsmatrix des Modells berechnet. Die genaue Vorgehensweise bei der Messung ist beschrieben in Kloepper (2009).

Die gemessenen Trägheitsdaten des *unausgerüsteten* Modells inkl. Bodenplatte sind unten in Gleichungen (3.1) angegeben. Die Maße des Gewichtsschwerpunktes gelten ab einem Nullpunkt am

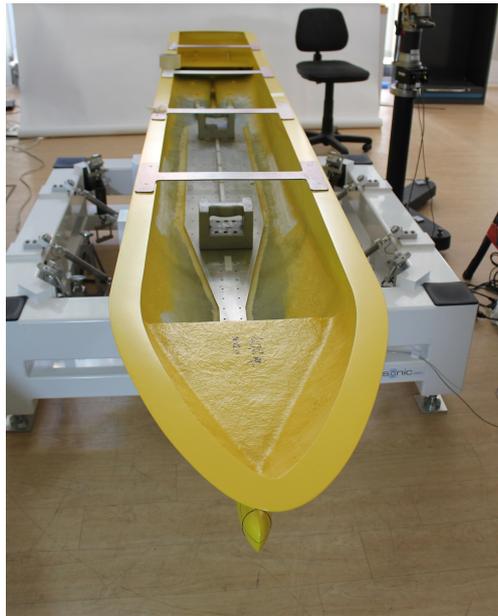


Abbildung 3.10: Modell inkl. Bodenplatten auf RESONIC Messvorrichtung

Kiel, mittschiffs im hinteren Lot. Das Koordinatensystem hat die gleiche Orientierung wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, die x-Achse zeigt Richtung Bug.

$$x_G = 1,447 \text{ m}$$

$$y_G = 0,003 \text{ m}$$

$$z = -0,128 \text{ m}$$

$$J = \begin{pmatrix} 1,654 & 0,156 & 0,238 \\ 0,156 & 32,139 & 0,031 \\ 0,238 & 0,031 & 32,356 \end{pmatrix} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \quad (3.1)$$

Die Kraftmessung erfolgt mit schiffsfest installierten KMD. Diese können auf dem Bohrungsraaster der Bodenplatte geeignet verschraubt werden. Die Höhe und Längsposition der beiden Gelenkkopflager kann variiert werden, um einen möglichen Einfluss auf die Bewegungen und Kräfte des Modells zu identifizieren. Dies geschieht mittels der Aluminiumzylinder unter der KMD und der variabel montierbaren Adapterplatte, siehe CAD Modell in Abbildung 3.11. Durch verschiedene Zylinderhöhen unter den KMD ist es möglich den Lagerdrehpunkt in der Höhe zu verschieben.

Die Ausgangshöhe des Gelenkkopflagers ist eine von der HSVA definierte mittlere Rollachsenhöhe (202 mm über Kiel) bei Rollresonanz und linearer Rollamplitude, ermittelt nach dem Verfahren von Ikeda, beschrieben in Zhou (1987). Die Höhe des Gelenkkopflagers kann von hier aus in zwei Schritten um maximal 10cm nach unten versetzt werden.

Der fertige Messaufbau inklusive ausgerüstetem Modell ist in einem exemplarischen Versuch mit großer Wellenamplitude in Abbildung 3.12 dargestellt.

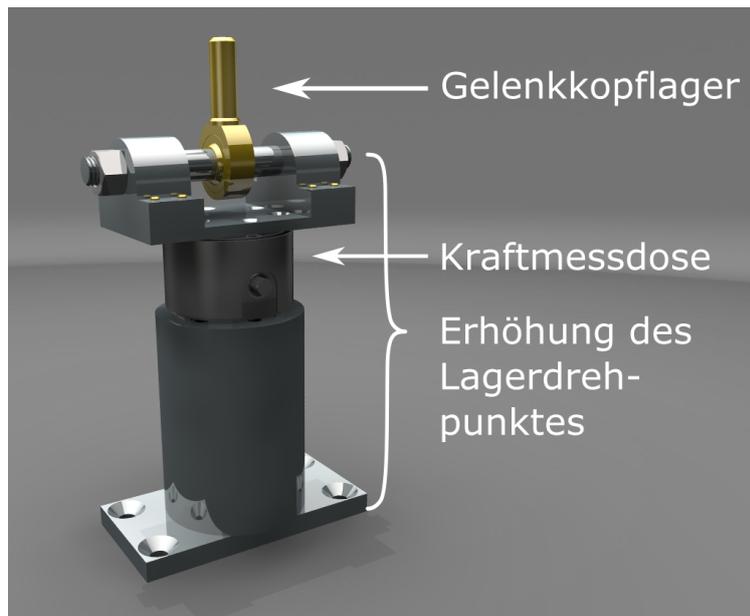


Abbildung 3.11: Kraftmessdose in CAD Ansicht - Befestigung im Modell

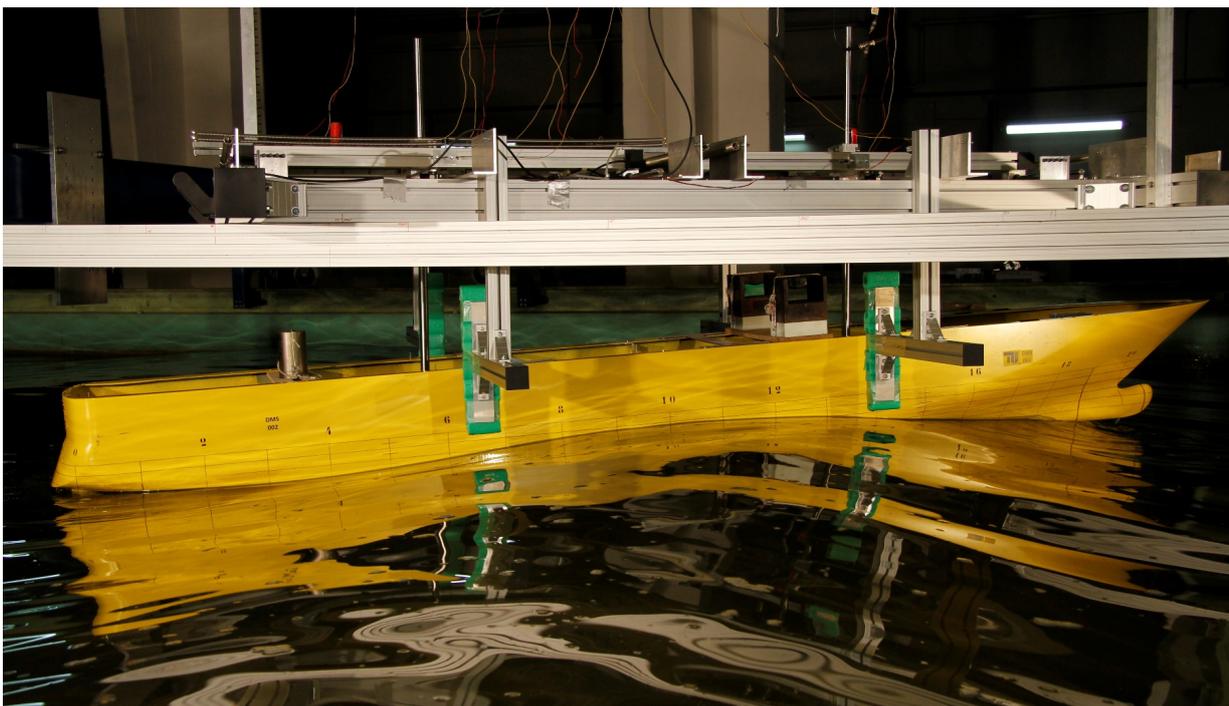


Abbildung 3.12: Endgültiger Messaufbau - Test mit $\lambda/L_{PP}=1,5$
und $\zeta_A = 1,5\%L_{PP}$

3.3 Vorgehensweise bei Durchführung und Auswertung der Messung

In diesem Abschnitt wird die Vorgehensweise bei Messung und Auswertung der Daten beschrieben. Nach der Beschreibung der Kraftmessung wird die Bestimmung der Starrkörperbewegungen mit Hilfe der Wegsensoren erläutert. Anschließend wird die Bestimmung von Inertialanteilen in den gemessenen Kräften diskutiert und abschließend die entwickelte Messsoftware beschrieben.

3.3.1 Messung der Kräfte

Die Kraftmessdosen sind fest im Modell verschraubt, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, und messen die Kräfte zwischen Messrahmen und Modell im schiffsfesten Koordinatensystem. Bei den verwendeten Kraftmessdosen handelt es sich um den 6-DOF Typ K6D40 von der Firma ME-Systeme (Spezifikation siehe Anhang A.1), die Lasten in allen sechs Freiheitsgraden messen können. Sie wurden wegen ihrer kompakten Bauweise und ihrem geeigneten Einsatzbereich in Puncto Maximallasten ausgewählt.

Bei Versuchen mit freiem Modell werden die registrierten Längs- und Seitenkräfte in den zwei KMD ausgewertet, um so Längskräfte, Querkräfte und Giermomente zu erhalten. Die beiden KMD befinden sich im Modell, als Kreis in der Prinzipskizze in Abbildung 3.13 dargestellt, die vordere KMD ist mit B (für Bug) und die hintere mit H (für Heck) indiziert. Jede KMD registriert eine Längs- und eine Seitenkraft und beide KMD haben einen bestimmten (beim Einbau festzulegenden) Längsabstand zum Koordinatenursprung im Hauptspant (benannt mit l_{KMD_B} und l_{KMD_H}). Die Summe der beiden registrierten Kräfte in den KMD ergibt die schiffsfeste Gesamtkraft auf das Modell. Das Giermoment wird zu jedem Zeitpunkt berechnet als Produkt aus der Seitenkraft der KMD und dem jeweiligen Abstand. Die Zusammenhänge sind in Gleichung 3.2 zusammengefasst.

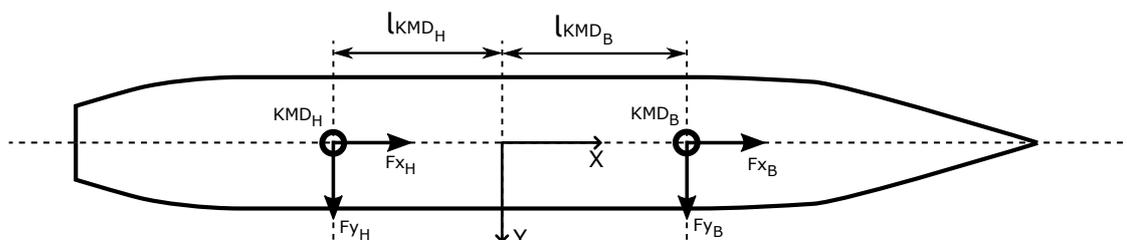


Abbildung 3.13: Position der Kraftmessdosen im Modell

Die aufgeführte Berechnungsmethode ist in die Messsoftware implementiert und wird bei allen Versuchen genutzt. Bei komplett gefesselten Versuchen ist es zusätzlich möglich, die hydrodynamische Vertikalkraft sowie das Roll- und das Stampfmoment zu messen.

$$-F_X^{mess} = Fx_H + Fx_B \quad ; \quad -F_Y^{mess} = Fy_H + Fy_B \quad ; \quad -M_Z^{mess} = Fy_B \cdot l_{KMDB} - Fy_H \cdot l_{KMDH} \quad (3.2)$$

Folgendes gilt es weiterhin zu beachten: bei der Messung von Kräften des freien Modells im See-gang wird eine Gesamtkraft gemessen, die aus verschiedenen Komponenten besteht. In bestimmten Fällen ist es jedoch wünschenswert nur die hydrodynamische Kraft der Welle auf das Schiff zu erhalten. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der hydrodynamischen Kraft aus den Messdaten wird in Abschnitt 3.3.4 erklärt.

3.3.2 Messung der Starrkörperbewegungen des Modells

Für eine adäquate Erfassung der Modellbewegungen wurde die Messplattform mit zehn Wegsensoren bestückt. Die Sensoren sind vom Typ WPS-X00-MK30 mit geringer Einzugskraft der Firma Micro-Epsilon, die Spezifikation der Sensoren ist im Anhang A.2 zu finden. Obwohl es möglich ist mit sechs Wegsensoren alle sechs Freiheitsgrade (6DOF) eindeutig zu ermitteln, wurden zehn Sensoren an der Plattform befestigt (siehe Abbildung 3.14, Sensoren sind nummeriert mit W1 bis W10), damit per symmetrischer Anordnung die Beeinflussung der Bewegungen des Modells minimiert wird. So wird jeder der drei horizontalen Wegsensoren von einem entgegenwirkenden Sensor gekontert. Die vier vertikalen Wegsensoren sind gleich verteilt und seitlich so am Modell angebracht, dass sie kein Moment erzeugen. Die genaue Aufschlüsselung der einzelnen Wegsensoren ist in Tabelle 3.5 zu sehen. Die gewählte symmetrische Anordnung ermöglicht gleichzeitig, dass Ausfälle eines Sensors über einprogrammierte Kontrollmechanismen bemerkt, bzw. ausgeglichen werden können.

Tabelle 3.5: Wegsensorsanordnung

Wegsensor	Messrichtung	Position
W1	horizontal	x-Richtung Heck
W2	horizontal	x-Richtung Bug (redundant)
W3	horizontal	y-Richtung Heck BB.
W4	horizontal	y-Richtung Heck StB. (redundant)
W5	horizontal	y-Richtung Heck BB.
W6	horizontal	y-Richtung Heck StB. (redundant)
W7	vertikal	z-Richtung Bug StB.
W8	vertikal	z-Richtung Bug BB.
W9	vertikal	z-Richtung Heck StB.
W10	vertikal	z-Richtung Heck BB. (redundant)

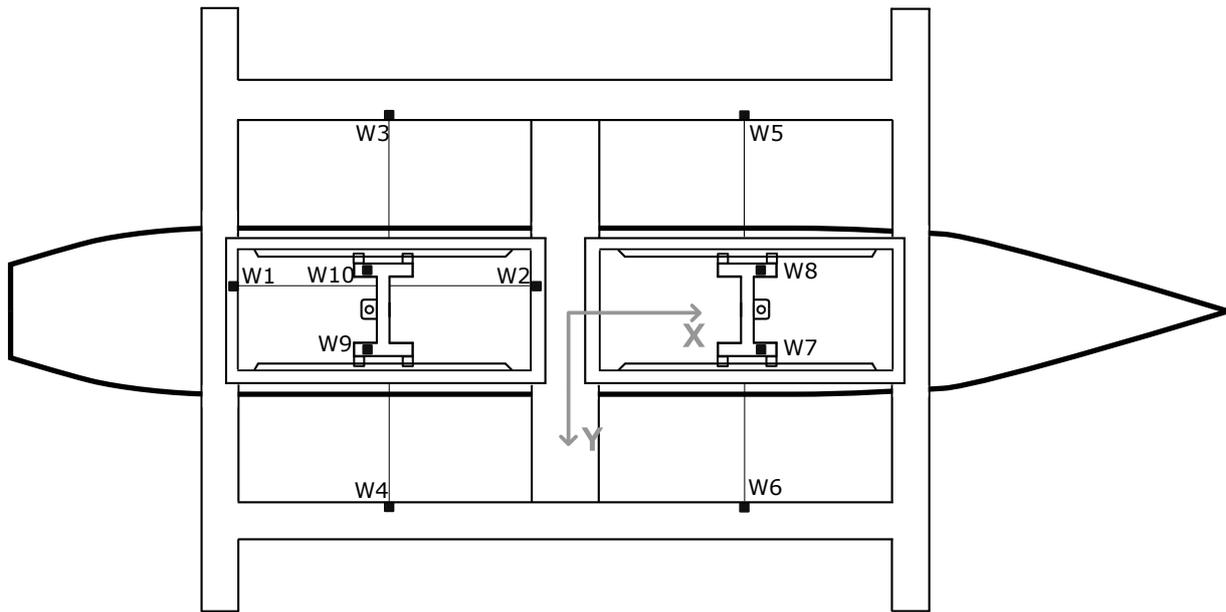


Abbildung 3.14: Position der zehn Wegsensoren auf der Messplattform

Gesucht sind nun die sechs Bewegungen des Modells ($\xi_0, \eta_0, \zeta_0, \varphi, \vartheta, \psi$) des schiffsfesten Ursprungs. Dabei lassen sich drei Größen (ξ_0, η_0, ψ) direkt für den Punkt P, siehe Abbildung 3.15 und 3.16, bestimmen. Dieser Punkt P befindet sich im Mittelpunkt des Gelenkkopflagers über der hinteren KMD. Die Verschiebungen des hinteren Δx -Schlittens (Heck) sind mittels der eingesetzten Wegsensoren W1 und W3 bekannt. Da sich die mit dem Modell verbundene Führungsstange nur vertikal durch das mittige Lager bewegen kann, ist auch die horizontale Verschiebung (ξ_P, η_P) des Punktes P bekannt, siehe Gleichung 3.3. Hier bezeichnet w_n die gemessene Verschiebung eines Schlittens, wobei n für die Nummer des jeweiligen Wegsensors steht.

$$\Delta \xi_P = w_1 \quad ; \quad \Delta \eta_P = w_5 \quad (3.3)$$

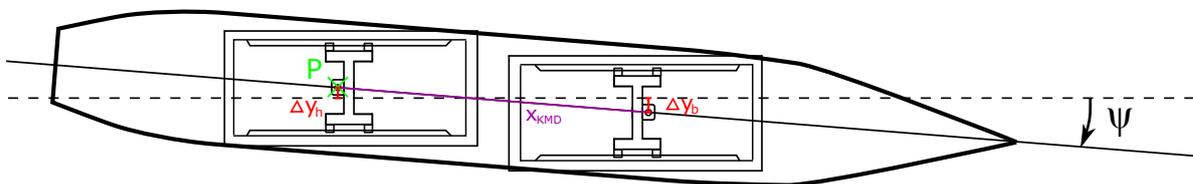


Abbildung 3.15: Modellverschiebung bei Gierbewegung

Aus den Verschiebungen der Δy -Schlitten zueinander kann der Gierwinkel ψ des Modells bestimmt werden. In Abbildung 3.15 ist die Situation dargestellt, die beim Gieren des Modells eintritt. Mit Hilfe der gemessenen Verschiebungen der Δy -Schlitten am Heck Δy_h sowie am Bug Δy_b und dem

bekanntem Abstand zwischen den Kraftmessdosen x_{KMD} , kann der Gierwinkel ψ berechnet werden, siehe Gleichung 3.4.

$$\Delta\psi_{Modell} = \arcsin\left(\frac{\Delta y_b - \Delta y_h}{x_{KMD}}\right) = \arcsin\left(\frac{w_5 - w_3}{x_{KMD}}\right) \quad (3.4)$$

Die drei noch zu bestimmenden Bewegungen Tauschen, Rollen und Stampfen ($\zeta_P, \varphi, \vartheta$) des Punktes P können über drei der vertikalen Wegsensoren ermittelt werden. Die vier vertikalen Wegsensoren sind an den beiden Δx -Schlitten angeordnet und bewegen sich translatorisch mit dem Modell. Mit Hilfe der Transformationsmatrix T zwischen schiffsfestem und erdfestem Koordinatensystem und den Wegsensordaten ist es möglich, ein Gleichungssystem aufzustellen, dessen Lösung die gesuchten Bewegungsparameter sind.

Für diesen Zweck platzieren wir, der Einfachheit halber, die beiden Koordinatensysteme wie folgt. Das schleppwagenfeste (und für vorliegende Zwecke inertielle) Koordinatensystem (ξ, η, ζ) , hat seinen Ursprung im Mittelpunkt des Messrahmens an dessen Unterseite. Das schiffsfeste Koordinatensystem (x, y, z) , hat seinen Ursprung (Punkt O) Mittschiffs, im Hauptspant auf Höhe der Ruhewasserlinie, wie in Abbildung 3.16 dargestellt. Als Hilfspunkt wird der Punkt P (im hinteren Gelenkkopflager) genutzt, da von diesem die Verschiebungen in der Ebene direkt gemessen werden können, wie oben erläutert.

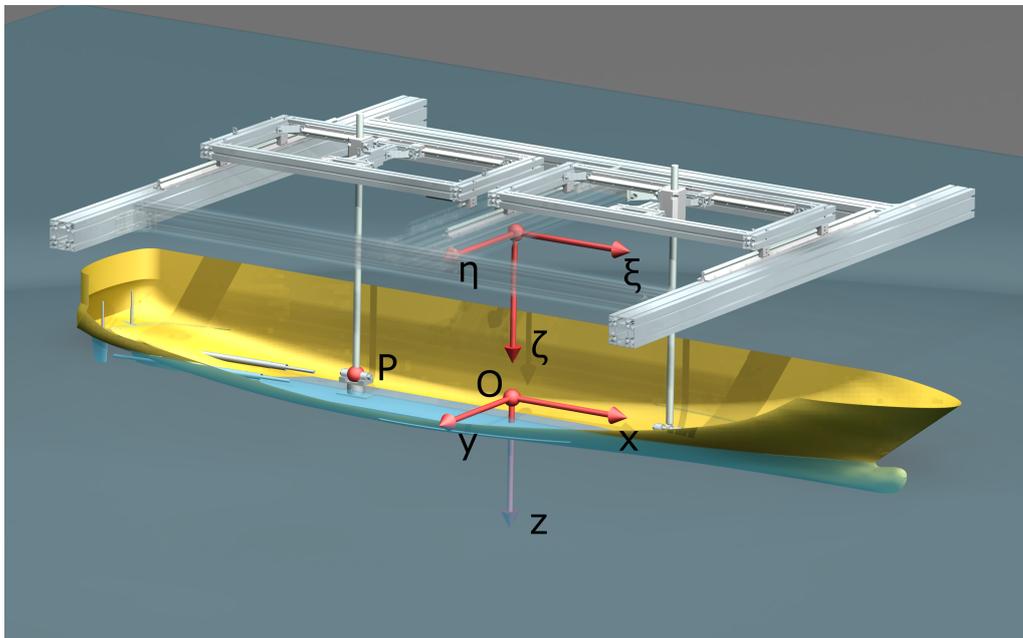


Abbildung 3.16: Modell und Messplattform mit Koordinatensystemen

Die Auslenkung ΔS eines jeden relevanten vertikalen Wegsensors i wird stets gemessen, wodurch die Gesamtlänge des Wegsensorkabels $S_i = S_{0i} + \Delta S_i$ bekannt ist. Die Länge jedes Wegsensorseils

in der Ruhelage S_0 wird vorab gemessen. Die Länge eines jeden Wegsensors $i = 1, 2, 3$ entspricht dem Betrag des Vektors vom Endpunkt (ξ_E, η_E, ζ_E) des Wegsensoreils (am Modell) zu dessen Anfangspunkt (ξ_A, η_A, ζ_A) (an der Messplattform), geschrieben in erdfesten Koordinaten, siehe Gleichung (3.5).

$$S_i^2 = \left\| \begin{pmatrix} \xi_{Ei} \\ \eta_{Ei} \\ \zeta_{Ei} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \xi_{Ai} \\ \eta_{Ai} \\ \zeta_{Ai} \end{pmatrix} \right\|^2 = (\xi_{Ei} - \xi_{Ai})^2 + (\eta_{Ei} - \eta_{Ai})^2 + (\zeta_{Ei} - \zeta_{Ai})^2 \quad (3.5)$$

Die Koordinaten der Anfangspunkte der Wegsensoren $(\xi_{Ai}, \eta_{Ai}, \zeta_{Ai})$ im erdfesten Koordinatensystem sind zu jedem Zeitpunkt bekannt, da der Anfangspunkt des Wegsensoreils $(\xi_{A0i}, \eta_{A0i}, \zeta_{A0i})$ ermittelt wurde und die Lageänderung der Schlitten $(\Delta\xi_{Ai}, \Delta\eta_{Ai}, \Delta\zeta_{Ai})$ gemessen wird, siehe Gleichung 3.6.

$$(\xi_{Ai}, \eta_{Ai}, \zeta_{Ai}) = (\xi_{A0i}, \eta_{A0i}, \zeta_{A0i}) + (\Delta\xi_{Ai}, \Delta\eta_{Ai}, \Delta\zeta_{Ai}) \quad (3.6)$$

Die Koordinaten der Endpunkte der Wegsensoren $(\xi_{Ei}, \eta_{Ei}, \zeta_{Ei})$ sind im erdfesten System noch unbekannt, jedoch im schiffsfesten System (x_{Ei}, y_{Ei}, z_{Ei}) bekannt und konstant. Durch die Transformation können die Koordinaten des Punktes P zwischen den Systemen umgerechnet werden, siehe Gleichung 3.7 und 3.8, wobei die Transformationsmatrix T vom schiffsfesten ins erdfeste System in Gleichung 2.2 definiert ist.

$$\begin{pmatrix} \xi_P \\ \eta_P \\ \zeta_P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_O \\ \eta_O \\ \zeta_O \end{pmatrix} + T(\varphi, \vartheta, \psi) \begin{pmatrix} x_P \\ y_P \\ z_P \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

$$\begin{pmatrix} \xi_{Ei} \\ \eta_{Ei} \\ \zeta_{Ei} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_O \\ \eta_O \\ \zeta_O \end{pmatrix} + T(\varphi, \vartheta, \psi) \begin{pmatrix} x_{Ei} \\ y_{Ei} \\ z_{Ei} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Da die horizontalen Verschiebungen des Punktes P im Inertialsystem, wie oben beschrieben, einfach ermittelt werden können, ist es sinnvoll, durch Subtraktion der Gleichungen 3.7 und 3.8 den Bezug zur noch unbekanntem Lage des schiffsfesten Ursprungs O zu umgehen und alle Abstände auf den Lagerpunkt P zu beziehen, siehe Gleichung 3.9. Hier sind die Spaltenvektoren ausgeschrieben und die unbekanntem Größen $(\zeta_P, \varphi, \vartheta)$ rot eingefärbt.

$$\begin{pmatrix} \xi_{Ei} \\ \eta_{Ei} \\ \zeta_{Ei} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_P \\ \eta_P \\ \zeta_P \end{pmatrix} + T(\varphi, \vartheta, \psi) \begin{pmatrix} x_{Ei} - x_P \\ y_{Ei} - y_P \\ z_{Ei} - z_P \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Wenn nun Gleichung 3.9 in Gleichung 3.5 eingesetzt wird, erhält man für die drei Wegsensoren drei Gleichungen mit drei Unbekannten. Das resultierende 3×3 Gleichungssystem ist nichtlinear und kann mittels eines iterativen Verfahrens gelöst werden. In der umgesetzten Software wurde das mehrdimensionale Newton-Verfahren zur Lösung nichtlinearer Gleichungssysteme implementiert. Als Startwert für die Iteration kann der Nullvektor oder der berechnete Lösungsvektor des letzten Messwertes verwendet werden. In dem für die Messung geschriebenen *LabView*-Programm ist es leider problematisch den vorherigen Lösungsvektor zu speichern, daher wird als Startwert für die gesuchten Größen ζ_P , φ und ϑ vorerst $(0, 0, 0)$ vorgegeben.

Mit Lösen des Gleichungssystems für jeden Messwert kennt man alle Verschiebungen des Punktes P und die Rotationen des Modells. Damit ist auch die Transformationsmatrix T mit allen ihren Einträgen bekannt. Die Verschiebung des schiffsfesten Koordinatenursprungs O kann nun per Transformation, siehe Gleichung 3.10, direkt bestimmt werden. Damit sind alle sechs Freiheitsgrade des Modells zu jedem Messzeitpunkt definiert.

$$\begin{pmatrix} \xi_O \\ \eta_O \\ \zeta_O \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_P \\ \eta_P \\ \zeta_P \end{pmatrix} - T(\varphi, \vartheta, \psi) \begin{pmatrix} x_P \\ y_P \\ z_P \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Zum iterativen Lösen des oben genannten Gleichungssystems wurde ein FORTRAN Programm erstellt, das zu jedem Messzeitpunkt aufgerufen wird. Die in Abschnitt 3.3.5 beschriebene Messsoftware wurde mit *LabView* programmiert. Für Nutzung des FORTRAN Programms wird dieses in eine DLL konvertiert und von der Messsoftware aufgerufen. Der Aufruf der DLL führt bei einer 200 Hz Messfrequenz auf einem 3 GHz Dual-Core Messrechner zu keinerlei Verzögerungen.

3.3.3 Validierung der Technik zur Messung der Starrkörperbewegung

Zur Beurteilung der Qualität der Bewegungsmessung per Wegsensoren (WS), wurde eine Versuchsreihe durchgeführt, die auf der stationären Verschiebung eines Punktes beruht. Es wurde eine Diode des in der VWS vorhandenen optischen Tracking Systems bei Spant 18 am Bug auf Höhe der Bordwand angebaut. Anschließend wurden im Modell Zusatzgewichte platziert, welche bei jeder Messung zufällig anders angeordnet wurden, die eine statische Verschiebung der Diode hervorrufen. Bei Messung mit den Wegsensoren wurde der Ausgabepunkt der Umrechnung, welcher zuvor am Hauptspant auf Höhe der Wasserlinie lag, auf den Diodenmittelpunkt gelegt. Die Verschiebung der Diode in z-Richtung, und sofern vorhanden in y-Richtung, der Diode wurde jeweils mit den Wegsensoren, dem optischen Trackingsystem und dem Zollstock, bzw. Distometer gemessen. Letztere Messung und der Testaufbau sind in Abbildung 3.17 zu sehen. Mit dem Distometer und dem Zollstock wurde jeweils der Abstand der Diode zu einer konstanten Referenzebene in z bestimmt.

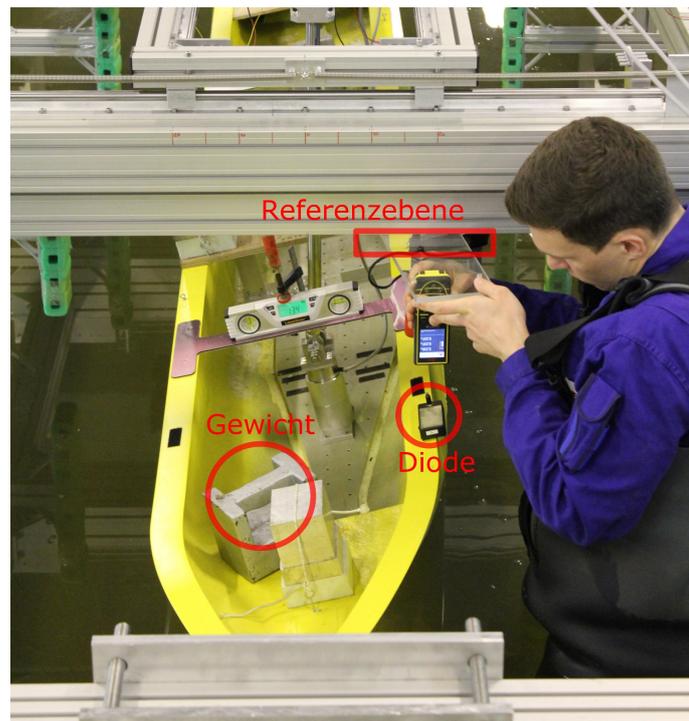


Abbildung 3.17: Prüfung der Bewegungsmessung

Mess.	z-Koordi. [cm]				y-Koord. [cm]		Phi [°]	
	WS	OptSys	Zolls.	Distom.	WG	OptSys	WG	DigiWaage
1	2,38	2,25	-	-	2,09	2,11	-	-
2	-3,86	-3,75	-	-	-3,13	-3,11	-	-
3	1,57	1,16	1,45	-	3,23	3,37	-	-
4	-2,78	-2,92	-2,75	-	-1,00	-1,00	-	-
5	-5,58	-5,55	-5,45	-	-0,40	-0,65	-	-
6	6,03	6,01	5,85	-	-3,02	-3,32	-	-
7	2,61	2,85	2,60	-	1,02	0,98	-	-
8	-5,05	-	-5,00	-	-	-	-	-
9	4,52	4,55	4,50	4,5	-0,78	-0,73	-0,7	-0,8
10	14,73	14,72	14,80	14,4	4,47	4,62	24,3	24,3

Tabelle 3.6: Messdaten - Bewegungsvalidierung

Die Ergebnisse der Vergleichsmessung sind in Tabelle 3.6 zusammengeführt, dabei wurde jeweils nur die Verschiebung aus einer Nulllage in Zentimetern und der Rollwinkel in Grad angegeben. Man erkennt, dass die Verschiebungen der Diode mit den Wegsensoren mit beschriebenem Umrechnungsprinzip angemessen wiedergegeben werden. In manchen Situationen ergeben sich jedoch leichte Abweichungen zu dem optischen System. Da die Messungen mit dem Zollstock/Distometer bei unklaren Situationen nicht immer dasselbe Messsystem bestätigen, wird die Bewegungsmessung hiermit als geeignet eingestuft. Die Messungenauigkeit ist noch zu ermitteln und wird sich aus der Wegsensormessungenauigkeit ergeben.

3.3.4 Abzug von Inertialanteilen

Bei der Messung von Kräften in einem dynamischen System werden die angreifenden Kräfte/Momente und auch die Trägheitsanteile des geschwungenen Körpers selbst gemessen. Die Trägheitsanteile liefern in vielen Fällen einen Mittelwert, wie im Theorieteil in Abschnitt 2.3 gezeigt. Für Vergleiche von Zeitreihen und Mittelwerten mit Ergebnissen aus numerischen Simulationen ist es sinnvoll nur die rein hydrodynamischen Kräfte zu vergleichen, da diese der direkte Output fast aller Programme sind.

Für eine Bereinigung der mittleren Messkraft werden die Impulserhaltungsgleichungen aus Gleichung 2.6 und 2.7 heran gezogen, für das Giermoment entsprechend Gleichung 2.11. Unter Einbeziehung der schiffsfesten Messmethode folgen für die Messkraft die Gleichungen 3.11 bis 3.13. Hier ist m^* die geschwungene Masse des Modells, d.h. die Masse unterhalb der Kraftmessdose. Der anregende hydrodynamische Anteil, resultierend aus der Welle, ist jeweils mit dem Superskript *hydro* gekennzeichnet. Die Erdbeschleunigung wirkt erdfest positiv nach unten und wird im schiffsfesten Koordinatensystem mit der Transformationsmatrix T_{ij} (siehe Gleichung 2.2) und dem erdfesten Richtungscosinusvektor γ_j der Gravitation multipliziert werden. Die einzelnen inertialen Beschleunigungsanteile der beiden Kraftgleichungen sind für spätere genauere Betrachtung mit $B_{x,*}$ und $B_{y,*}$ in Gleichungen 3.11 und 3.12 bezeichnet. Beim Giermoment sind die inertialen Momentenanteile mit $M_{z,*}$ bezeichnet. Die gemessenen Größen auf den rechten Seiten sind F_x^{KMD} , F_y^{KMD} und M_z^{KMD} , entsprechend Längskraft, Querkraft und Giermoment.

$$\begin{aligned}
 & -m^* \left[\left(\underbrace{\dot{u}}_{B_{x1}} + \underbrace{\omega_2 w}_{B_{x2}} - \underbrace{\omega_3 v}_{B_{x3}} \right) - \underbrace{x_G (\omega_2^2 + \omega_3^2)}_{B_{x4}} - \underbrace{y_G (\omega_3 - \omega_1 \omega_2)}_{B_{x5}} + \underbrace{z_G (\dot{\omega}_2 + \omega_1 \omega_3)}_{B_{x6}} \right] \\
 & + F_x^{hydro} + m g T_{1j} \gamma_j = F_x^{KMD}
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

$$\begin{aligned}
 & -m^* \left[\left(\underbrace{\dot{v}}_{B_{y1}} - \underbrace{\omega_1 w}_{B_{y2}} + \underbrace{\omega_3 u}_{B_{y3}} \right) + \underbrace{x_G (\dot{\omega}_3 + \omega_1 \omega_2)}_{B_{y4}} - \underbrace{y_G (\omega_1^2 + \omega_3^2)}_{B_{y5}} - \underbrace{z_G (\dot{\omega}_1 - \omega_2 \omega_3)}_{B_{y6}} \right] \\
 & + F_y^{hydro} + m g T_{2j} \gamma_j = F_y^{KMD}
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

$$\begin{aligned}
 & - \left[\underbrace{I_{zz}\dot{\omega}_3}_{M_{z1}} - \underbrace{(I_{xx} - I_{yy})\omega_1\omega_2}_{M_{z2}} - \underbrace{I_{xy}(\omega_1^2 - \omega_2^2)}_{M_{z3}} - \underbrace{I_{yz}(\dot{\omega}_2 + \omega_1\omega_3)}_{M_{z4}} - \underbrace{I_{xz}(\dot{\omega}_1 - \omega_2\omega_3)}_{M_{z5}} \right. \\
 & \left. + \underbrace{m^* x_G(\dot{v} - \omega_1 w + \omega_3 u)}_{M_{z6}} - \underbrace{m^* y_G(\dot{u} + \omega_2 w - \omega_3 v)}_{M_{z7}} \right] + M_z^{hydro} = M_z^{KMD} \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

Zu beachten ist, dass der Einfluss der Erdbeschleunigung auf die gemessenen Kräfte in den Gleichungen 3.11 und 3.12 zwar vorhanden ist, diese jedoch bei Mittelung nicht abgezogen werden, da schon ein Messfehler von $0,1^\circ$ im mittleren Stampf- oder Rollwinkel zu einem erheblichen Fehler in der resultierenden Kraft führen kann. Hier ist es sinnvoller die numerischen Ergebnisse dahingehend umzurechnen. Daher werden nachfolgend die hydrodynamischen Kräfte als Messkraft abzüglich der Trägheitskräfte aus der Bewegung benannt.

Um für die durchgeführten Messungen die hydrodynamischen Kräfte zu erhalten, müssen die Inertialanteile berechnet werden und zu den gemessenen Kräften hinzugefügt werden. Da die Kräfte im schiffsfesten KOS gemessen werden, wird auch der Winkelgeschwindigkeitsvektor in diesem System verwendet, siehe Gleichungen 2.3 bis 2.5. Im Folgenden werden die Inertialkraftanteile separat für die schiffsfesten Richtungen x , y und ψ aufgestellt. Weiterhin werden folgende Annahmen getroffen, die anschließend genauer untersucht werden.

- In einem stationären und eingeschwungenen Fall wird über volle Schwingungsperioden gemittelt, daher gilt für die Mittelwerte $u_i = 0, \dot{u}_i = 0, \omega_i = 0, \dot{\omega}_i = 0$
- Die Deviationsmomente des Massenträgheitstensors sind vernachlässigbar klein und haben keinen Einfluss auf den Mittelwert. $I_{xy} = I_{yx} = 0, I_{xz} = I_{zx} = 0, I_{yz} = I_{zy} = 0$

Inertialanteil in x -Richtung:

In x -Richtung im schiffsfesten KOS ergibt sich die Trägheitskraft aus den Bewegungsanteilen Bx_* in Gleichung 3.11 multipliziert mit der geschwungenen Masse m^* . Mit den obigen Annahmen werden bei der Mittelwertbildung folgende Terme berücksichtigt:

$$F_{x2} = m^* w \omega_2 \quad (3.14)$$

$$F_{x3} = -m^* v \omega_3 \quad (3.15)$$

$$F_{x4} = -m^* x_G (\omega_2^2 + \omega_3^2) \quad (3.16)$$

$$F_{x62} = m^* z_G \omega_1 \omega_3 \quad (3.17)$$

Die Terme mit theoretischem Mittelwert Null sind:

$$F_{x1} = m^* \dot{u} \quad (3.18)$$

$$F_{x5} = -m^* y_G (\dot{\omega}_3 - \omega_1 \omega_2) \quad (3.19)$$

$$F_{x61} = m^* z_G \dot{\omega}_2 \quad (3.20)$$

Während davon ausgegangen werden kann, dass y_G und somit der Anteil $F_{x.5}$ (Gleichung 3.19) in jedem Fall 0 ist, werden die Anteile $F_{x.1}$ und $F_{x.61}$ (Gleichung 3.18 und 3.20) weiter unten noch genauer untersucht.

Inertialkraft in y-Richtung:

In y -Richtung im schiffsfesten KOS ergibt sich die Trägheitskraft aus den Bewegungsanteilen By_* in Gleichung 3.12 multipliziert mit der geschwungenen Masse m^* . Mit den obigen Annahmen werden bei der Mittelwertbildung folgende Terme berücksichtigt:

$$F_{y2} = -m^* w \omega_1 \quad (3.21)$$

$$F_{y3} = m^* u \omega_3 \quad (3.22)$$

$$F_{y42} = m^* x_G \omega_1 \omega_2 \quad (3.23)$$

$$F_{y62} = m^* z_G \omega_2 \omega_3 \quad (3.24)$$

Die Terme mit theoretischem Mittelwert Null sind:

$$F_{y1} = m^* \dot{v} \quad (3.25)$$

$$F_{y41} = m^* x_G \dot{\omega}_3 \quad (3.26)$$

$$F_{y5} = -m^* y_G (\omega_1^2 + \omega_3^2) \quad (3.27)$$

$$F_{y61} = -m^* z_G \dot{\omega}_1 \quad (3.28)$$

Erneut wird der Term $F_{y.5}$ (Gleichung 3.27) nicht weiter untersucht (da $y_G = 0$), während Gleichungen 3.25, 3.26 und 3.28 weiter unten überprüft werden.

Inertiales Giermoment um die schiffsfeste z-Achse

Im schiffsfesten KOS ergibt sich das Trägheitsmoment aus den Anteilen $M_{z.*}$ in Gleichung 3.13. Mit den obigen Annahmen werden bei der Mittelwertbildung folgende Terme berücksichtigt:

$$M_{z2} = (I_{yy} - I_{xx}) \omega_1 \omega_2 \quad (3.29)$$

$$M_{z62} = m^* x_G (\omega_3 u - \omega_1 w) \quad (3.30)$$

Die Terme mit theoretischem Mittelwert Null sind:

$$M_{z1} = I_{zz} \dot{\omega}_3 \quad (3.31)$$

$$M_{z3} = I_{xy} (\omega_2^2 - \omega_1^2) \quad (3.32)$$

$$M_{z4} = -I_{yz} (\dot{\omega}_2 + \omega_1 \omega_3) \quad (3.33)$$

$$M_{z5} = I_{xz} (\omega_2 \omega_3 - \dot{\omega}_1) \quad (3.34)$$

$$M_{z61} = m^* x_G \dot{v} \quad (3.35)$$

$$M_{z7} = -m^* y_G (\dot{u} + \omega_2 w - \omega_3 v) \quad (3.36)$$

Auch hier wird anschließend geprüft, ob die Gleichungen 3.31 – 3.36 vernachlässigbar sind, wobei an dieser Stelle unterschieden wird, da Gleichung 3.31 und 3.35 auf Grund der Mittelung exakt 0 ergeben sollten, wohingegen Gleichungen 3.32 – 3.34 wegen der sehr kleinen Deviationsmomente als null definiert werden. Anteil $M_{z,7}$ ist Null, da $y_G = 0$

Auswerteverfahren zur Bestimmung der Trägheitsanteile

Die registrierten Messreihen liegen im TDMS-Format vor, ein binäres Format ohne Datenmanipulationsmöglichkeit. Diese werden zunächst mit einem Skript („TDMSconverter“) von möglichen Fehlversuchen bereinigt und sortiert. Anschließend werden die sortierten TDMS Dateien mit einem Matlab-Skript („Postproc_PERSEE_BB“) eingelesen und die Zeitreihen nacheinander manuell geschnitten, sodass nur saubere Messbereiche mit sinnvoll gewählten Mittelungsintervallen übrig bleiben. Die sinnvollen Zeitbereiche werden für jede Messfahrt einzeln in, den Versuchsnummern entsprechenden, Textdateien abgespeichert.

Nun werden anhand dieser Textdateien zum einen die gemessenen Kräfte gemittelt sowie die Inertialanteile nach den oben beschriebenen Gleichungen berechnet. Dafür werden die schiffsfesten Komponenten des Winkelgeschwindigkeitsvektors $\vec{\omega}$ nach den Gleichungen 2.3 bis 2.5 bestimmt. Außerdem werden die zeitlichen Ableitungen aller Bewegungsgrößen mit Hilfe von Rückwärtsdifferenzen 2. Ordnung gebildet.

Eingrenzung der zu überprüfenden Versuche

Es werden nun exemplarisch für die gesamte Kampagne die Versuche aus Reihe R03 mit $V = 0$ genauer untersucht, da hier die längsten eingeschwungenen Messbereiche vorliegen und für diese somit die größte Aussagekraft vorhanden ist. Hieraus werden die Versuche V1 – V35 mit gleich bleibender Federsteifigkeit ausgewählt. Die dimensionslosen Kräfte und das Giermoment sind in Abbildung 3.43, 3.44 und 3.45 jeweils für die verschiedenen Wellenlängen über dem Welleneinfallswinkel aufgetragen.

Da die gemessenen dimensionslosen Kräfte mit zunehmender Wellenlänge sinken, ist zu erwarten, dass die Bewegungen und somit die Inertialkräfte bei den längsten Wellen im Verhältnis zur Wellenamplitude unbedeutend klein sind (relativ gesehen). Daher werden die Versuche mit den Wellen 4 und 5 nicht weiter untersucht.

Für die Wellen 1 - 3 wird in Abbildung 3.18 jeweils das prozentuale Verhältnis von mittlerer Trägheitskraft zur mittleren gemessenen Kraft dargestellt. Wie hier zu erkennen ist, sind die Trägheitsanteile an der Gesamtkraft bei Welle 1 sehr gering, auf Grund der minimalen Bewegungen, weshalb die Versuche mit Welle 1 werden somit auch nicht weiter betrachtet werden. Es verbleiben die auftretenden Kräfte unter Einfluss von Welle 2 und 3 zur genaueren Untersuchung.

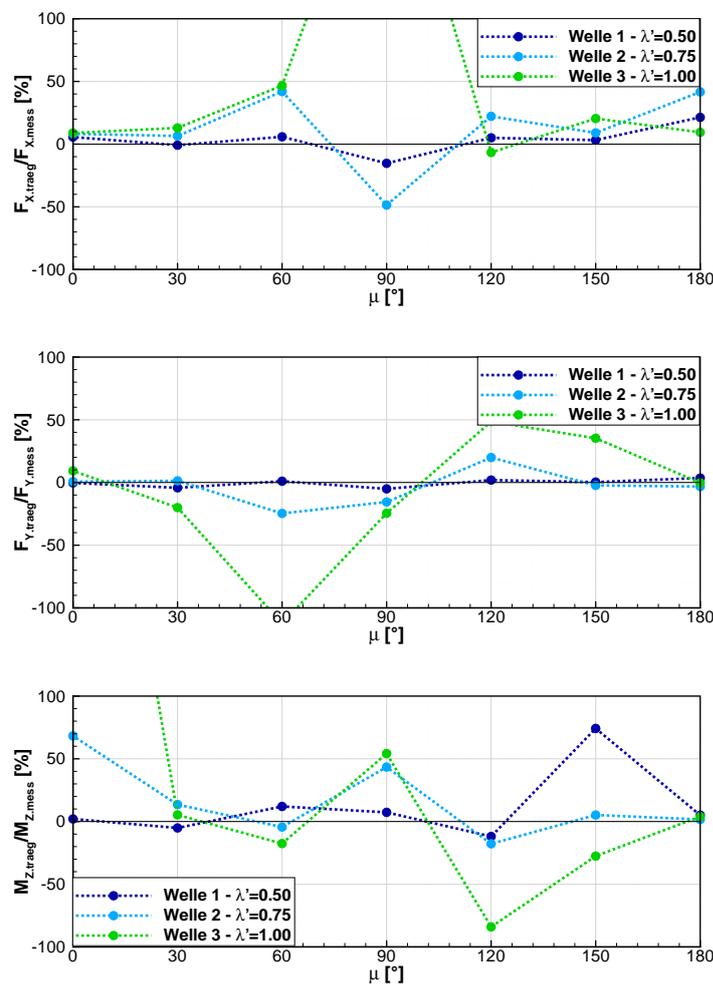


Abbildung 3.18: Verhältnis der Inertialanteile zur mittleren gemessenen Kraft in R03

Einfluss der vernachlässigten Terme mit theoretischem Mittelwert 0

Zunächst wird anhand eines einzelnen Beispielfalls überprüft, wie groß der Einfluss der theoretisch verschwindenden Anteile auf die mittlere Gesamtträgheitskraft ist. In diesem Abschnitt wird

nun nur noch von mittleren Werten gesprochen. Als Beispielfall wird Versuch R03-V08 gewählt, da sich bei dem Welleneinfallswinkel von $\mu = 150^\circ$ und Wellenlänge $\lambda' = 1$ sowohl die Längs- und Seitenkraft als auch das Giermoment deutlich von Null unterscheiden und die Trägheitsanteile hier bedeutend sind. In Abbildung 3.19 ist der zeitliche Verlauf der gemessenen Längskraft F_x , die berechnete Trägheitskraft $F_{x_{traeg}}$ und die Trägheitskraft unter Berücksichtigung aller Terme $F_{x_{traeg,all}}$ zusammen mit ihren jeweiligen Mittelwerten geplottet. Letztere werden nochmal gesondert in den Kästchen auf der linken unteren Seite angegeben. Das Mittelungsintervall ist immer so gewählt, sodass die Kraftschwankung in vollen Perioden vorliegt. Der berechnete Verlauf der Trägheitskraft weist unter Einbeziehung aller Anteile eine sehr große Amplitude auf, die Mittelwerte unterscheiden sich jedoch nur um etwa 3%.

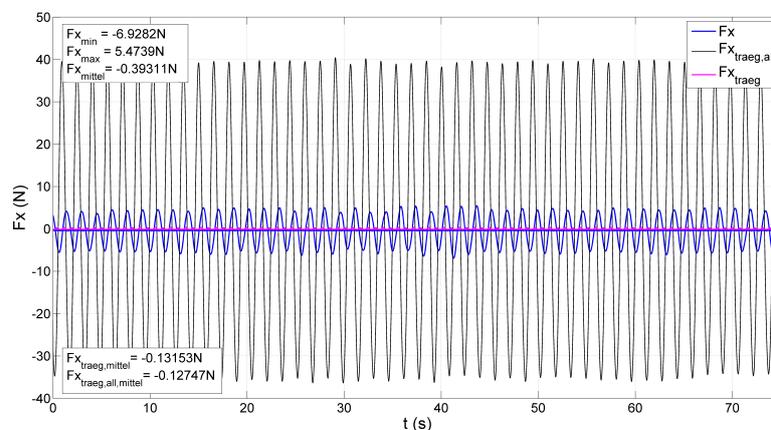


Abbildung 3.19: Versuch R03-V08 – Kraftanteile bei geeignetem Mittelungsintervall

Wenn nun nicht das gesamte verwendbare Messintervall verwendet wird, sondern ein gleitender Mittelwert über eine Anzahl an ganzen Perioden T gebildet wird, erkennt man dass dieser um die Null schwankt, aber je nach Mittelungsbereich auch signifikante Werte annehmen kann. Dies ist in Abbildung 3.20 für einen gleitenden Mittelwert über 3 und über 8 Perioden dargestellt. Hier ist die schwarze Linie der Verlauf der berücksichtigten Inertialanteile und die blaue Linie deren Mittelwert. Die rote und die grüne Linie sind die gleitenden Mittelwerte über die letzten n Perioden der Inertialanteile F_{x1} und F_{x61} , siehe Gleichungen 3.18 und 3.20. Die Schwankungen im Mittelwert des Anteils F_{x1} bei $8T$ reduzieren sich zwar, sind aber immer noch erheblich und zum Teil ist deren Mittelwert so groß wie alle berücksichtigten Inertialanteile zusammen. Der Mittelwert dieses gleitenden Mittelwerts ist aber Null, wie auch theoretisch erwartet, und seine Berücksichtigung (auch über einen langen Messzeitraum) würde den abzuziehenden Trägheitswert deutlich verfälschen.

Das gleiche Verhalten ergibt sich bei der Querkraft und dem Giermoment. Nun werden die einzelnen Anteile der berechneten Trägheitskraft in Längsrichtung für alle Versuche gesondert betrachtet. Die Versuche mit Wellen aus $\mu = 90^\circ$ werden dabei außer Acht gelassen.

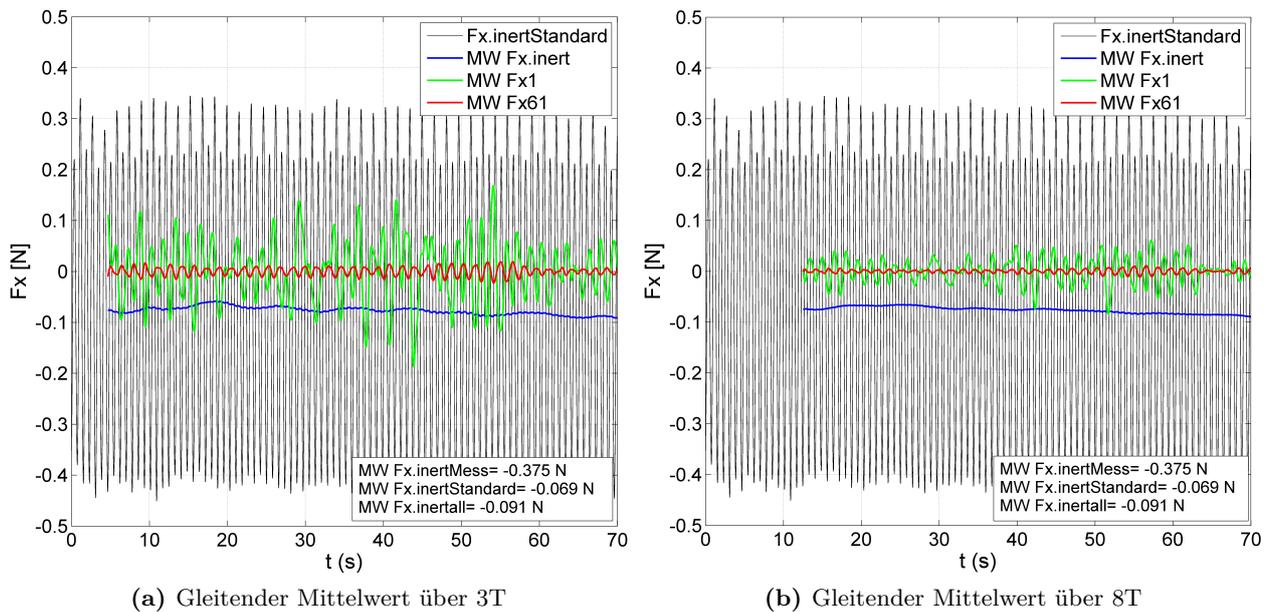


Abbildung 3.20: Gleitender Mittelwert der Inertialkraftanteile (Versuch R03-V08)

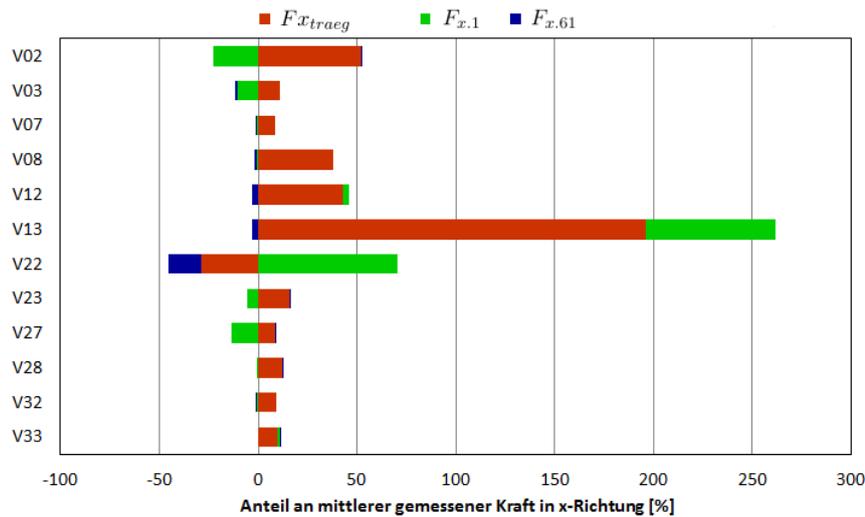


Abbildung 3.21: Einzelne Anteile der Trägheitskraft in x-Richtung (ausgewählte Versuche)

In Abbildung 3.21 sind für alle betrachteten Versuche sowohl $F_{x.traeg}$ als auch zwei der vernachlässigten Terme ($F_{x.1}$ und $F_{x.61}$) dargestellt, dabei enthält $F_{x.traeg}$ alle berücksichtigten Anteile ($F_{x.2}$, $F_{x.3}$, $F_{x.4}$ und $F_{x.62}$). Zwei Versuche fallen hier deutlich aus dem Rahmen, nämlich V13 und V22. Die gemessene Kraft ist in beiden Fällen jedoch so klein, dass alle Kraftanteile im Bereich der Messungenauigkeit liegen und daher nicht weiter ausgewertet werden können. Bei den übrigen Versuchen stammt der Beitrag der berechneten Inertialkraft fast komplett aus den berücksichtigten Anteilen, außer in den Versuchen V02, V03 und V27.

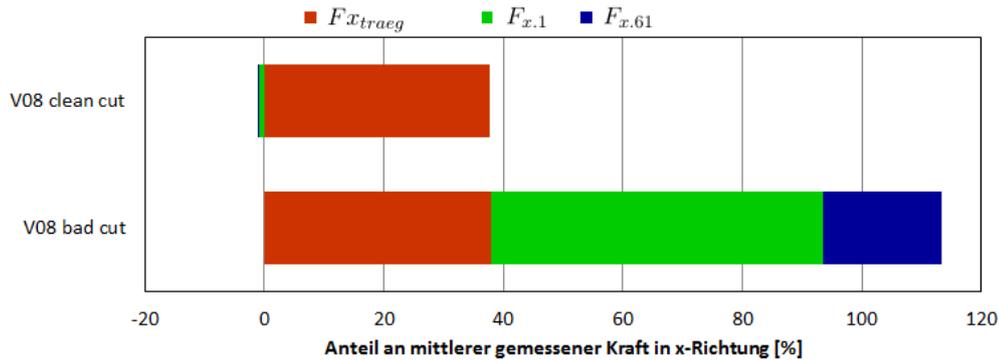


Abbildung 3.22: Einzelne Anteile der Inertialkraft in x-Richtung für V08

Für den oben untersuchten Beispielfall V08 werden in Abbildung 3.22 die Anteile für die beiden gewählten Mittelungsintervalle verglichen, dabei ist das „bad cut“ Intervall nach über 50 Perioden um eine halbe Perioden zu früh angeschnitten. Es wird sehr deutlich, dass sich bei Änderung des Intervalls die beiden theoretisch zu vernachlässigenden Terme stark verändern, während der berücksichtigte Teil annähernd konstant ist, wie oben in Abbildung 3.20 ebenfalls aufgezeigt.

Zusammenfassend wird festgestellt, dass die vernachlässigten Anteile der Inertialkräfte im Mittel tatsächlich 0 werden, wenn der Versuch komplett stationär und über vollständige Perioden gemittelt ist. Der Anteil $F_{x,1}$ reagiert sehr sensibel auf eine Variation des betrachteten Versuchsabschnitts, dass kein sinnvoller mittlerer Trägheitsanteil aus ihm entnommen werden kann. Gleiches gilt für die zu Null definierten Terme der Seitenkraft und des Giermoments.

Die berücksichtigten Inertialanteile bleiben bei Verschiebung der Intervallgrenzen in allen Fällen nahezu konstant. Es wird also davon ausgegangen, dass beim Versuche auftretende geringfügige Instationaritäten auf die mittlere Trägheitskraft/-moment keinen Einfluss haben. Das verwendete Verfahren zur Bestimmung der mittleren Trägheitskräfte wird daher als das bestmögliche erachtet und hier verwendet.

3.3.5 Entwicklung einer Mess- und Auswertesoftware

Für den Betrieb der Messplattform wurde mit Hilfe von *LabView* eine eigene Software entwickelt. Diese registriert während eines Messzeitraums die Signale der beiden KMD, der zehn Wegsensoren und der drei Wellenpegel sowie die Schleppwagengeschwindigkeit und speichert sie im TDMS-Datenformat ab.

Die in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Vorgehensweise zur Bestimmung der Starrkörperbewegungen des Modells werden parallel zur Messung, mittels einer in-build-Bibliothek gelöst, die die FORTRAN-Routine in jedem Messzeitpunkt aufruft. Die Datenerfassungsrate des Systems beträgt 200Hz.

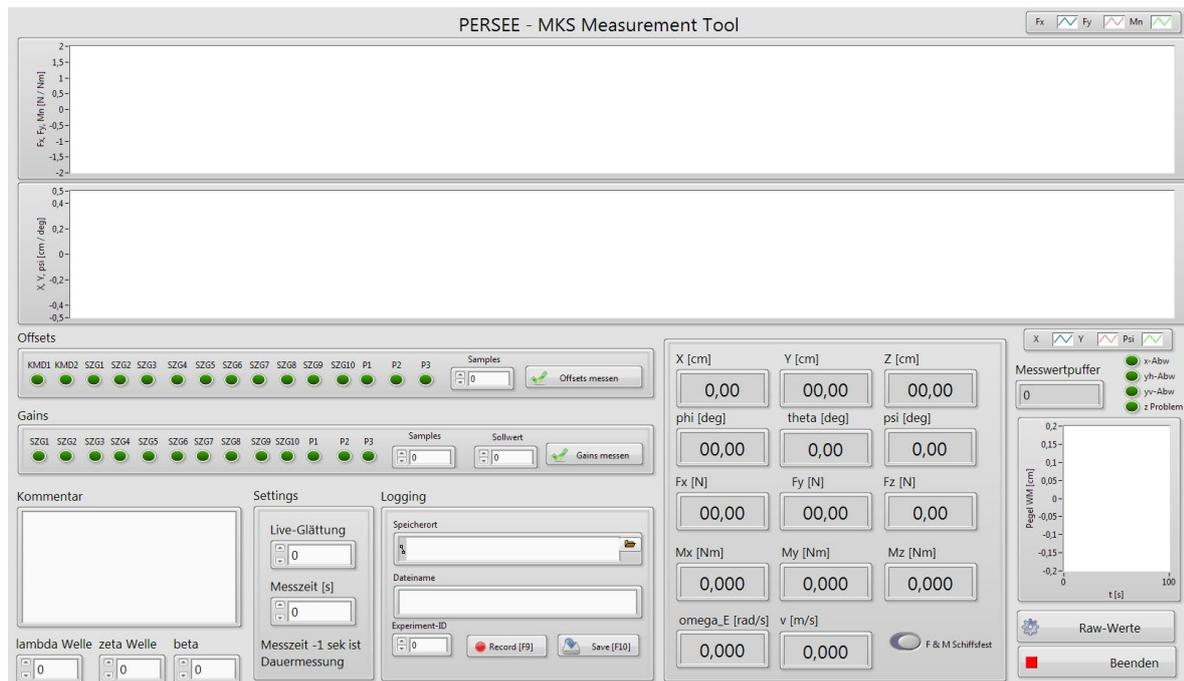


Abbildung 3.23: Graphische Oberfläche der Messsoftware

Die graphische Benutzeroberfläche der Software ist in Abbildung 3.23 zu sehen. Alle gemessenen Größen werden in Echtzeit angezeigt und anschließend in eine Binärdatei geschrieben. In den Anzeigefenstern oben wird der zeitliche Verlauf der Kräfte, des Giermoments und der drei zugehörigen Bewegungen geplottet. Auf der rechten Seite ist ein separates Plotfenster für die angeschlossenen Wellenpegel platziert. Wenn gewünscht kann unter Angabe eines Mittelungsintervalls im Fenster *Settings* eine Live-Glättung aller angezeigten Daten eingestellt werden, damit Trends besser zu erkennen sind. Es ist ebenfalls möglich, eine vorgegebene Messzeit einzustellen, sodass ein Versuch mit der gleichen Messlänge wiederholt werden kann. Es ist auch möglich sich alle registrierten Kanäle einzeln auf dem Bildschirm anzeigen zu lassen, welche in jedem Fall immer mitgespeichert werden, um mögliche Fehler in der Messkette ausfindig machen zu können.

Die Tabs *Offsets* und *Gains* werden verwendet, um alle Messinstrumente zu nullen und zu kalibrieren. Das Nullen aller Signale wird dabei vor jedem Versuch durchgeführt. Auf der rechten Seite der Benutzeroberfläche befinden sich Signalleuchten, die mögliche Messfehler der Wegsensoren anzeigen, indem sie die redundanten Messungen über einen Algorithmus abgleichen. Das Kommentarfeld und die darunter liegenden Felder zur Eingabe der Wellendaten werden als zusätzliche Information in der Ausgabedatei gespeichert.

3.4 Versuche zur Beurteilung der Qualität der Messdaten

Bei einer erfolgreichen Nutzung der Messeinrichtung, muss die Qualität der zu erzielenden Ergebnisse sichergestellt und Abweichungen quantifiziert werden. Verschiedene Faktoren fließen in die Beurteilung der Anlage mit ein. Es sollte festgestellt werden, wie stark der Messaufbau das Verhalten des Modells beeinflusst. Außerdem ist zu überprüfen, ob die Massenverteilung des Schiffsmodells eingehalten ist und ob die generierten Wellen den gesetzten Vorgaben entsprechen.

3.4.1 Prüfung der Metazentrischen Höhe

Die Metazentrische Höhe \overline{GM} wird über einen Krängungsversuch ermittelt. Hierbei wird ein Zusatzgewicht m_z auf das Deck des Modells gestellt und anschließend der resultierende, sich im linearen Bereich befindende, Krängungswinkel φ gemessen. Das krängende Moment M_{kr} ist in Gleichung 3.37 definiert, wobei g die Erdbeschleunigung und h der horizontale Hebelarm des Zusatzgewichtes ist.

$$M_{kr} = m g h \quad (3.37)$$

Das aufrichtende Moment ist in Gleichung 3.38 dargestellt, wobei ρ die Dichte von Wasser ist und V das verdrängte Volumen des Modells inkl. Zusatzgewicht.

$$M_{st} = \rho g V \overline{GM} \cdot \sin(\varphi) \quad (3.38)$$

Durch Gleichsetzung von Gleichung 3.37 und 3.38 kann die Metazentrische Höhe aus dem sich ergebenden Krängungswinkel bestimmt werden.

$$\overline{GM} = \frac{m h}{\rho V \sin(\varphi)} \quad (3.39)$$

Das verwendete Gewicht wiegt 1 kg und erzeugt Krängungswinkel von $\varphi < 5^\circ$, sodass der lineare Bereich nicht verlassen wird. Der zu realisierende \overline{GM} -Sollwert ist in Tabelle 3.7 aufgelistet. Zu beachten ist, dass der Sollwert sich bei Hinzufügen des Krängungsgewichts leicht ändert, wobei angenommen wird, dass die Höhe des Metazentrums über Kiel \overline{KM} gleich bleibt.

Tabelle 3.7: Trimmzustand bei Krängungsversuch

Zustand	\overline{KG} [m]	Soll \overline{GM} [m]
Design Tiefgang	0,209	0,0383
inkl. Krängungsgewicht	0,213	0,0345

Der Versuch wurde mehrfach wiederholt und zu beiden Seiten durchgeführt. Dabei wurde der Krängungswinkel mit den Wegsensoren gemessen. Der mittlere sich ergebende Krängungswinkel

und der dazugehörige \overline{GM} Wert sind in Tabelle 3.8 aufgeführt. Die gemessene Abweichung zum \overline{GM} Sollwert beträgt weniger als 3%.

Tabelle 3.8: Mittelung der Ergebnisse des Krängungsversuchs

φ	Hebelarm h	\overline{GM}	Abweichung (abs)	Abweichung (rel)
3,366°	0,1875 m	0,03547 m	0,00097 m	2,8%

3.4.2 Rollauschwingversuch

Zur Bestimmung der Rolleigenperiode des eingetrimmten Modells und zur Quantifizierung der eingebrachten Reibung durch die Wegsensoren, wurde eine Serie an Rollauschwingversuchen durchgeführt. Ziel ist die Quantifizierung der Rolldämpfung mittels des Dämpfungskoeffizienten für verschiedene Konstellationen an angeschlossenen Wegsensoren. Hierfür wurden Versuche mit komplett freiem Modell (ohne Messplattform) und anschließend mit Messplattform und unterschiedlicher Anzahl an verbundenen Wegsensoren durchgeführt.

Die Bewegungen des Modells werden während der Rollauschwingversuche mit dem optischen Messsystem WorldViz (PPT H - High Speed Precision Position Tracker) registriert. Hierfür wurde das Modell mit drei tracking-Dioden im Bugbereich ausgestattet (siehe Abbildung 3.24), deren Positionen aus platztechnischen Gründen mit dem Systemminimum von zwei Kameras erfasst wurden. Die Bewegungen der Dioden werden über eine Auswerteroutine in die Starrkörperbewegungen des Schiffes umgerechnet.

Insgesamt wurden sechs Konstellationen untersucht: das komplett freie Modell, das Modell an der Plattform ohne Wegsensoren, mit einem Wegsensor, mit zwei Wegsensoren vorne, mit zwei Wegsensoren vorne, mit allen vier Wegsensoren. Jede Messung wurde zwei Mal durchgeführt, um die Messdaten zu bestätigen.

Die registrierten Zeitreihen des Rollwinkels φ wurden ungefiltert graphisch aufgetragen (siehe Abbildung 3.25) und hieraus für jede Konstellation das logarithmische Dekrement Λ bestimmt.

$$\Lambda = \frac{1}{n} \ln \left(\frac{a_1}{a_{1+n}} \right) = \frac{2\pi\delta}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta}} \quad \text{mit} \quad \delta = \omega_0 D \quad (3.40)$$

In Gleichung 3.40 ist n die Anzahl der betrachteten Perioden, a_1 die negative Amplitude der ersten Periode, a_{1+n} die negative Amplitude der $n + 1$ Periode, δ die Abklingkonstante, ω_0 die Eigenkreisfrequenz (Rolleigenfrequenz) und D der Dämpfungsgrad. Der Einfluss der Messplattform und der Wegsensoren auf das Rollverhalten wird über den Dämpfungsgrad D quantisiert, ermittelt nach Gleichung 3.41.

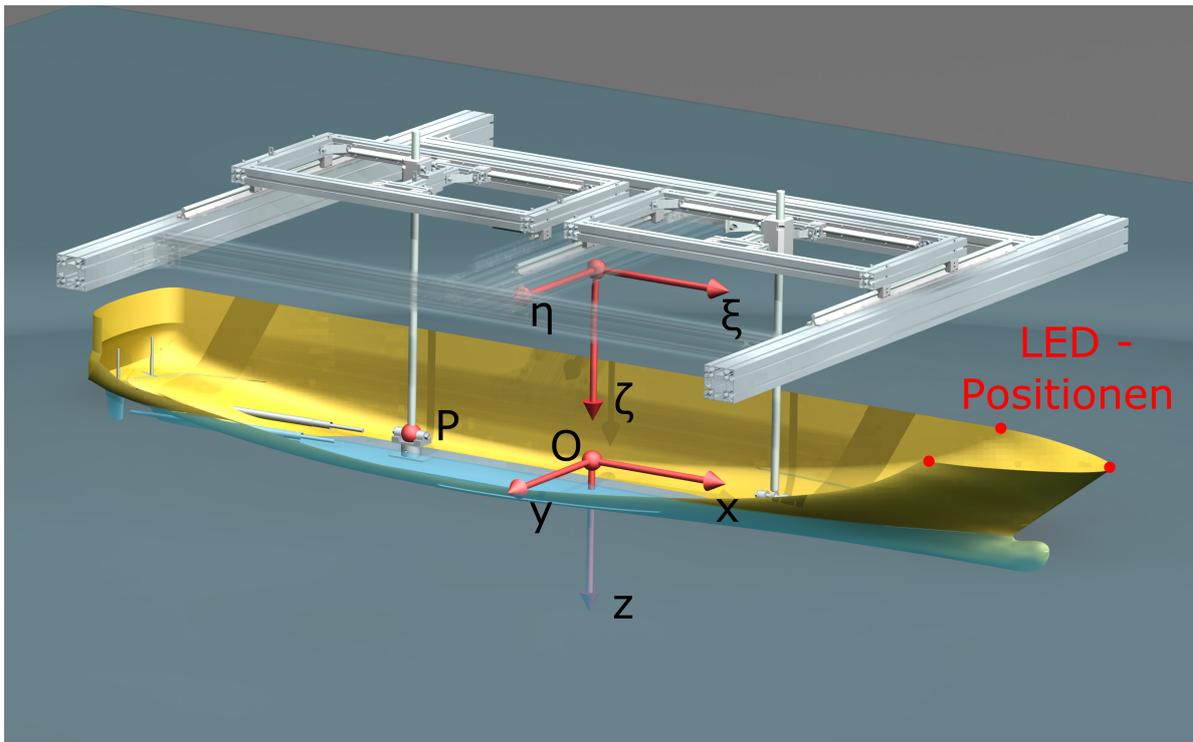


Abbildung 3.24: Koordinatensysteme und Position der LEDs am Modell

$$D = \frac{\Lambda}{\sqrt{(2\pi)^2 + \Lambda^2}} \quad (3.41)$$

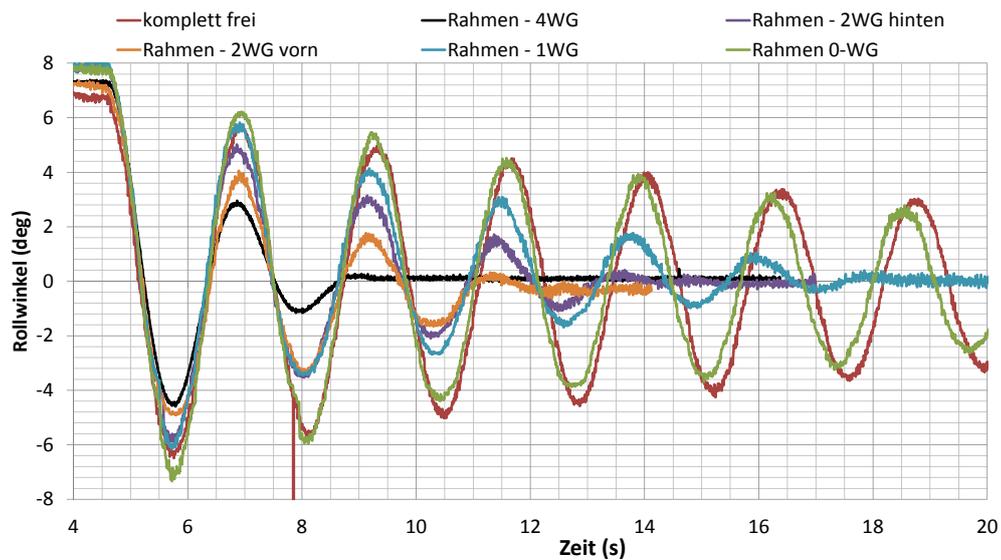


Abbildung 3.25: Rollwinkelverlauf bei den Rollauschwingversuchen

Die Rolleigenfrequenz ω_0 kann aus den abgelesenen Periodendauern in Abbildung 3.25 bestimmt werden. Es ist erkennbar, dass ω_0 von den Wegsensoren nicht verändert wird. Die minimal kleinere Eigenfrequenz ohne Messrahmen liegt an einem leicht veränderten Trägheitsmoment I_{xx} des Modells, da das Gewicht der Führungswellen durch Trimmgewichte im Modell ersetzt wurden.

Die Ergebnisse der sechs Versuche sind in Tabelle 3.9 zu sehen. Man erkennt, dass der Dämpfungsgrad im Messrahmen ohne angeschlossene Wegsensoren nur leicht größer als im komplett freien Fall ist. Zum Vergleich: wenn $D = 0$ erhielte man eine ungedämpfte Schwingung, bei $0 < D < 1$ den Fall der gedämpften Schwingung und bei $D = 1$ den aperiodischen Grenzfall (genau eine Schwingung).

Tabelle 3.9: Ergebnisse des Rollauschwingversuchs

Situation	A1	A2	Perioden	Λ	ω_0	D	δ_r	Abklingzeit
frei	-6,3	-3,5	5	0,1176	2,662	0,0187	0,0507	19,73
Rahmen 0WG	-7,0	-3,0	5	0,1695	2,708	0,0270	0,0730	13,69
Rahmen 1WG	-3,4	-0,85	3	0,4621	2,708	0,0733	0,1986	5,02
Rahmen 2WGv	-4,85	-1,5	2	0,5868	2,708	0,0930	0,2518	3,95
Rahmen 2WGh	-3,4	-0,9	2	0,6646	2,708	0,1052	0,2849	3,49
Rahmen 4WG	-4,5	-1,1	1	1,4088	2,708	0,2188	0,5925	1,64

Die Ergebnisse zeigen, dass schon bei Nutzung eines einzelnen Wegsensors im Messrahmen der Dämpfungsgrad sich fast verdreifacht im Vergleich zum Fall ohne Wegsensoren. Entsprechend höher fällt die Dämpfung bei Anschluss von zwei Wegsensoren aus. Bei allen vier angeschlossenen Sensoren erhält man knapp die zehnfache Dämpfung im Vergleich zum Fall ohne Wegsensoren.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass bei der Befestigung des Modells an der Messplattform mittels der Gelenkkopflager (Wahl der Höhe auf 201mm über Kiel) ohne Nutzung der Wegsensoren die Rolldämpfung des Modells nur leicht vergrößert wird (etwa um 40%). Die verwendeten Wegsensoren haben jedoch einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Rolldämpfung und verstärken den Dämpfungsgrad D um den Faktor 10 (bei vier angeschlossenen Sensoren). Die Rollbewegung ist damit zwar beeinflusst und ein Fall wie parametrisches Rollen kann bei solch starker Dämpfung nicht vorkommen, jedoch regen die Wellenkräfte erster Ordnung das Modell zu adäquaten Rollbewegungen an.

3.4.3 Wellenaufmessung

Für die Modellversuche wurde ein Set an fünf Wellen gewählt, für die die Kräfte und die Bewegungen des Modells in unterschiedlichen Konstellationen gemessen werden. Dabei soll eine möglichst große Spanne an Wellenlängen untergebracht werden, daher ist die kürzeste Welle $0,5 L_{PP}$ und die längste $1,5 L_{PP}$. Um zusätzlich eine mögliche Abhängigkeit der Wellensteilheit zu untersuchen, wurden die

Tabelle 3.10: Parameter der Versuchswellen

Welle	λ/L_{PP} [-]	k [1/m]	T [s]	ω [1/s]	ω_E (21 kn) [1/s]	ζ_A [m]	ζ_A (%Lpp) [-]	kd [-]	H_w/λ [-]
1	0,50	4,108	0,990	6,348	11,578	0,0153	0,50%	4,108	0,020
2	0,75	2,739	1,217	5,183	8,670	0,0230	0,75%	2,739	0,020
3	1,00	2,054	1,423	4,489	7,104	0,0306	1,00%	2,054	0,020
4	1,25	1,643	1,625	4,015	6,107	0,0383	1,25%	1,643	0,020
5	1,50	1,369	1,829	3,665	5,409	0,0459	1,50%	1,369	0,020
21	0,75	2,739	1,217	5,162	8,648	0,0153	0,50%	2,739	0,013
22	0,75	2,739	1,217	5,162	8,648	0,0383	1,25%	2,739	0,023
31	1,00	2,054	1,423	4,416	7,031	0,0153	0,50%	2,054	0,010
32	1,00	2,054	1,423	4,416	7,031	0,0459	1,50%	2,054	0,030

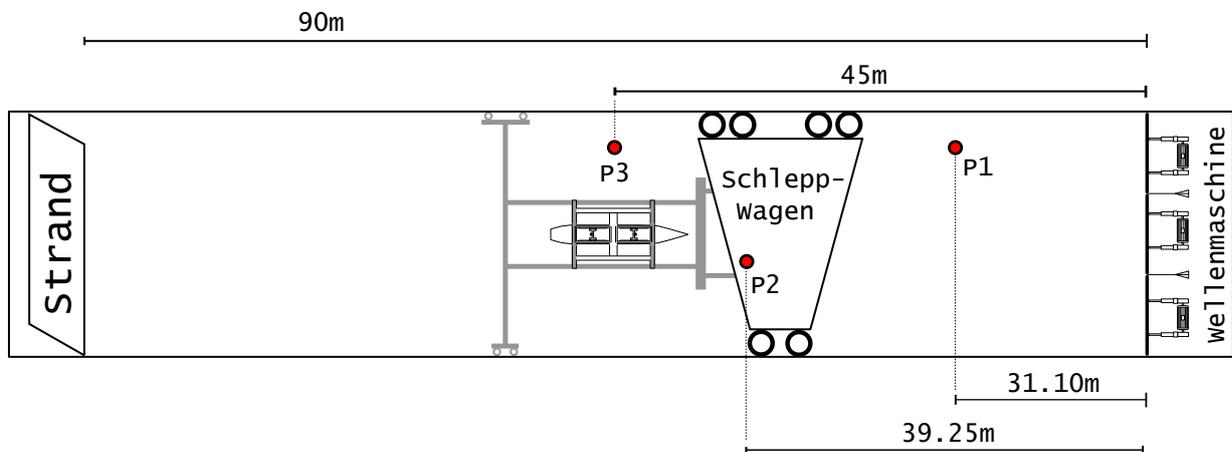


Abbildung 3.26: Position der Wellenpegel bei Wellenaufmessung

Amplituden von Welle 2 und 3 einmal erhöht und verringert, um vier zusätzliche Varianten zu erzeugen. Eine Liste der für die Versuche genutzten Wellen findet sich in Tabelle 3.10.

Vor Beginn der Versuchskampagne wurden alle neun Wellen im Schlepptank ohne Störeinflüsse an drei Positionen aufgemessen, um die gewünschten Parameter der erzeugten Wellen zu überprüfen. Die Pegel sind angeordnet wie in Abbildung 3.26 zu sehen. Der Wellenpegel P3 wurde auf Höhe Hauptspant Modell angebracht, 45 m hinter der Wellenmaschine, auf der Hälfte der Messstrecke. Das Modell war wie beschrieben während der Aufmessung nicht im Wasser. Der Pegel P2 war am Schleppwagen befestigt und wurde auch bei Versuchen mit Vorausfahrt als Kontrollpegel weiterbetrieben. Pegel P1 befand sich einige Meter vor dem Schleppwagen. Diese Anordnung des Modells und der Pegel wurde auch für alle Versuche ohne Vorausfahrt genutzt, sodass das Modell sich immer auf halber Messstrecke befand.

Die Abweichungen zur vorgegebenen Soll-Frequenz ω liegen allesamt unter 1%. Die gemessenen Amplituden liegen leicht unter den Vorgaben, die Abweichungen hier liegen zwischen 3% und 6%.

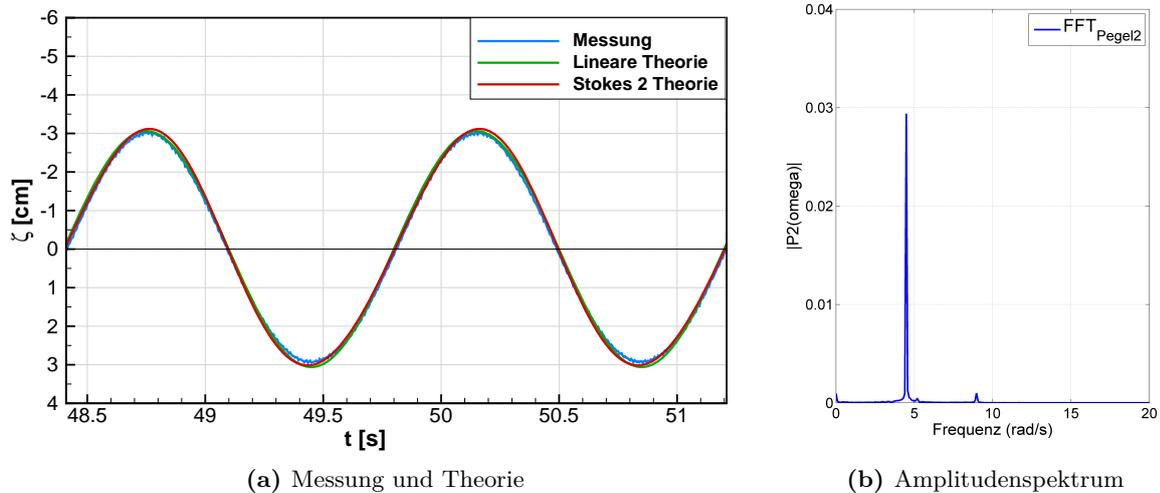


Abbildung 3.27: Vergleich der Wellenaufmessung von Welle 3 mit zwei Wellentheorien

Ein Vergleich des gemessenen Signals von Welle 3 mit linearer Theorie und Stokes Theorie 2. Ordnung ist in Abbildung 3.27 zu sehen. Man erkennt im Amplitudenspektrum der Welle 3, dass eine leichte Nichtlinearität vorhanden ist, die von der gewählten Steilheit H_w/λ hervorgerufen wird.

3.4.4 Bestimmung der Schlittenreibung

Bei den durchgeführten Modellversuchen treten in den Zeitschrieben der Kraftmessungen deutlich ausgeprägte harmonische Frequenzen dritter und höherer Ordnung auf. Diese finden sich nicht im Erregersignal (Wellenpegelmessung) wieder und sind bei den zugehörigen Bewegungssignalen sehr schwach ausgeprägt vorhanden. Ein exemplarisches ungefiltertes Kraftsignal aus Versuch R03-V04 ist in Abbildung 3.28 dargestellt, ein Versuch bei $V=0$ und frontal einfallender Welle 4 (Wellendaten siehe Tabelle 3.10). Es ist zu erkennen, dass die höheren Harmonischen der Wellenfrequenz ($\omega = 3,868$) deutlich ausgeprägt sind, speziell die 3., die 6. und die 7. Oberschwingung.

Wie erwähnt zeigen die Messreihen der ebenen Bewegungen (Schnellen, Driften, Gieren) nur eine minimale Ausprägung dieser höheren Harmonischen und die „vertikal“ gemessenen Bewegungen (Schnellen, Driften, Gieren) gar keine. Jedoch die Beschleunigungen der ebenen Bewegungen, die als zweite zeitliche Ableitung der jeweiligen Bewegung berechnet wurden, zeigen die gleichen stark ausgeprägten höheren harmonischen Frequenzen auf, wie beim Kraftsignal. Das führt zu dem Schluss, dass diese Oberschwingungen von dem gewählten Aufbau der Messplattform in Kombination mit der Reibung der horizontalen Kugellager (und evtl. den zugehörigen Wegsensoren) induziert werden.

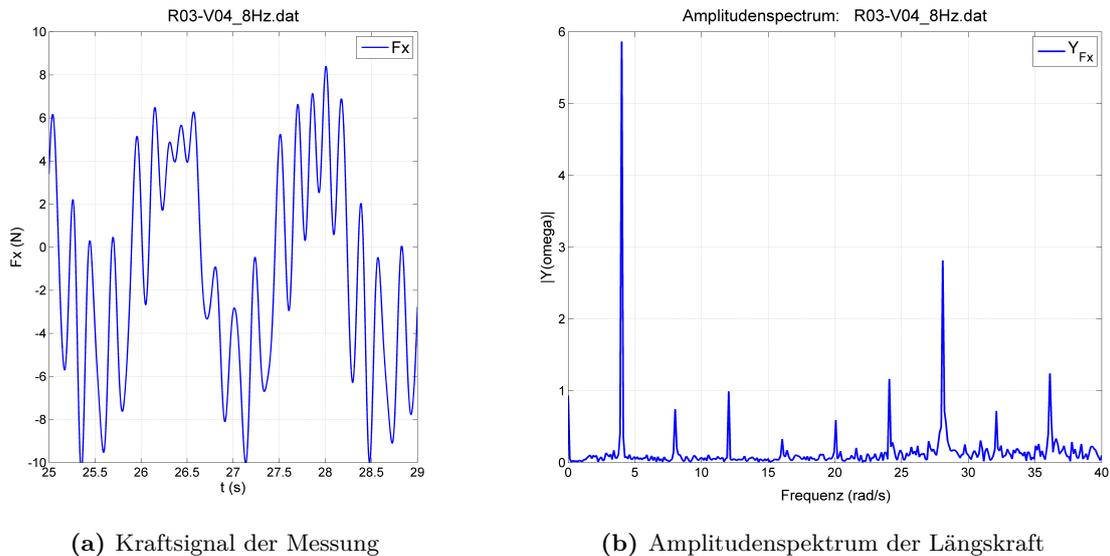


Abbildung 3.28: Oberschwingungen im registrierten Längskraftsignal des Versuchs R03-V04

Der Induktionsmechanismus dieser Oberschwingungen ist als vereinfachte 2D-Skizze der Modellordnung in Abbildung 3.29 zu sehen, wobei das eingezeichnete Koordinatensystem nur zur Orientierung dient und nicht einen Ursprung kennzeichnet. Trifft eine Welle auf das Modell, bewegen sich die Schlitten aufgrund der Reibung nicht komplett gleichmäßig auf den Führungsschienen. Weiterhin haben die vertikalen Kugellager einen Winkelausgleich von $0,5^\circ$, was im verwendeten Tandemkugellager (grün eingefärbt in Abbildung 3.29) zu einem möglichen Winkel von $\alpha_k \approx 0,2 \dots 0,3$ führt. Was nun einsetzt ist ein „Pendeleffekt“. Das Modell bewegt sich in Längsrichtung und wegen der Reibung in den horizontalen Lagern stellt sich ein Ausgleichswinkel im Tandemkugellager ein. Wenn der Maximalausgleichswinkel fast erreicht ist, nimmt die Längskraft an den horizontalen Lagern deutlich zu, sodass der Schlitten beschleunigt wird und eine leicht größere Geschwindigkeit als die Modellgeschwindigkeit erreichen kann. Wegen der Reibung des Schlittens wird dieser schnell wieder abgebremst und der beschriebene Prozess beginnt von vorn. Das Verhalten ist besonders ausgeprägt bei dem vorderen Δx -Schlitten, der nicht durch Federn gehalten wird.

Aufbau der Reibkraftmessung

Um die Art und die Größenordnung der Reibung der Schlitten mit und ohne Wegsensoren zu bestimmen, wurde ein Messaufbau konzipiert, der es ermöglicht die Schlitten bei einer konstanten Geschwindigkeit zu bewegen, während gleichzeitig die dafür benötigte Zugkraft gemessen wird. Der Testaufbau ist in Abbildung 3.30 zu sehen. Eine spezielle Kraftmessdose mit einem Messbereich von $\pm 20 \text{ N}$ wird mittig am zu untersuchenden Schlitten befestigt. Ein regulierbarer Drehmotor, der einen Draht über eine Winde einzieht, wird auf Höhe dieser Kraftmessdose positioniert und der Draht mit der Dose verbunden. Nun wird der Draht mit einer konstanten Drehzahl aufgewickelt,

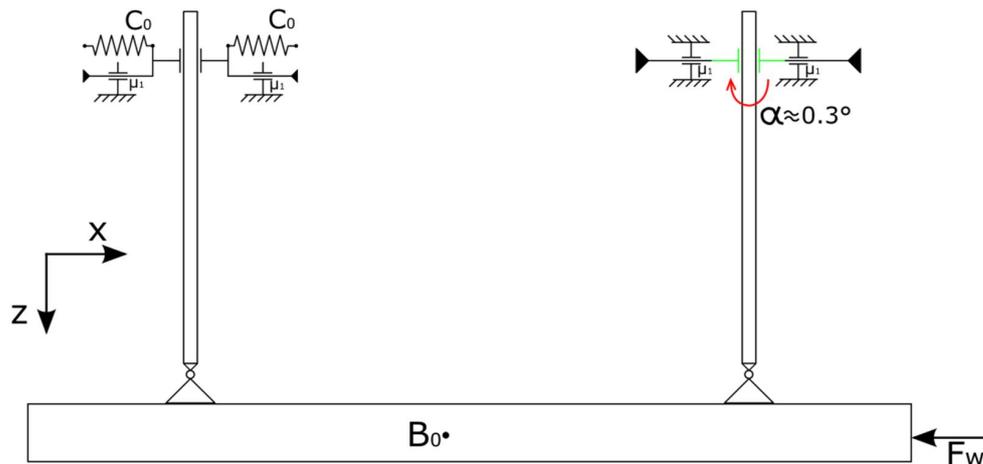


Abbildung 3.29: Prinzipskizze des Reibungseinflusses

sodass der Schlitten bis zu seiner maximal möglichen Auslenkung gezogen wird. Die Federn sind für diese Messungen nicht an den Schlitten angebracht.

Das Setup ist geeignet für alle Schlitten, wie man in den Abbildungen 3.30 und 3.31 erkennen kann. Die Drehgeschwindigkeit des Motors wird bei den Versuchen über ein Potentiometer gesteuert und der verwendete Draht lässt sich leicht aufwickeln und ist bei den auftretenden Lasten nicht elastisch.

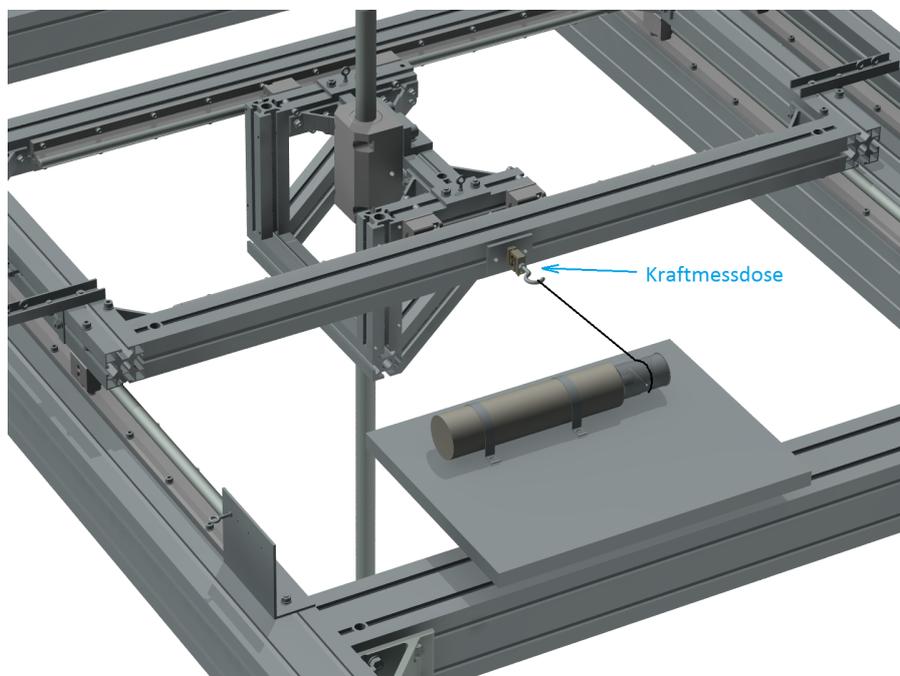


Abbildung 3.30: Messaufbau der Reibungsmessung - CAD Ansicht

Jeder Versuch in einem bestimmten Setup an Wegsensoren wurde mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten durchgeführt, sodass eine mögliche Abhängigkeit erfasst werden kann. Die Schlittengeschwindigkeit wird dabei über die Ableitung des Wegsensordesignals bestimmt. Wenn kein Wegsensor am Schlitten befestigt war, kann die Geschwindigkeit nur abgeschätzt werden.

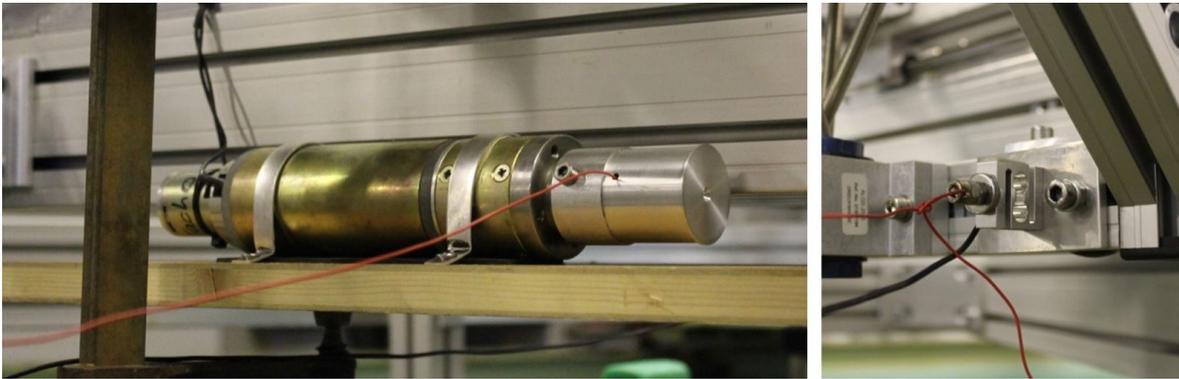


Abbildung 3.31: Drehmotor (links) und Kraftmessdose (rechts) im Detail

Ergebnisse der Reibungsmessung

Eine Gesamtanzahl an 26 Tests wurde für alle Schlitten durchgeführt. Ein typischer Graph der sich ergebenden Verhältnisse ist in Abbildung 3.32 zu sehen. Nach Start des Motors (sichtbar an der zurückgelegten Strecke in grün) erreicht die gemessene Kraft (blau) ein Maximum. Danach bewegt sich der Schlitten mit gleichbleibender Geschwindigkeit und hier kann eine mittlere Reibungskraft gebildet werden (Kraftbereich in Zyan).

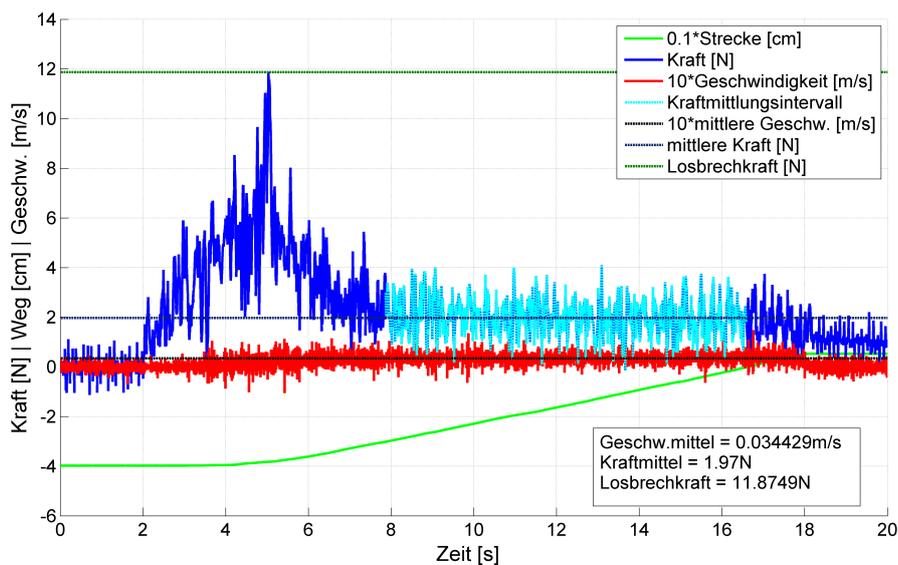


Abbildung 3.32: Typisches Ergebnis einer Reibungsmessung – Versuch Nr. 5

Die Ergebnisse für alle vier Schlitten sind in den Tabellen 3.11, 3.12, 3.13 und 3.14 zusammengetragen. Hierbei wird eine Strecke S_T mit der mittleren Geschwindigkeit v_{mr} zurückgelegt und es ergibt sich die mittlere Reibungskraft F_{mr} . Die Losbrechkraft F_b wird als Kraftmaximum in der Beschleunigungsphase definiert. Der Kommentar beschreibt den Versuchsaufbau, wobei bei nur einem angeschlossenen Wegsensor (WS) jeweils der gegenüberliegende Sensor herausgezogen wird.

Die Reibung wird über den Coulomb-Koeffizienten μ_C quantisiert, welcher geschwindigkeitsunabhängig ist, siehe Gleichung 3.42 (worin $F_N = m_{sl} g$ die Gewichtskraft des jeweiligen Schlittens ist). Dies ist möglich, da die mittlere Reibungskraft bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten gleich bleibt, wie den Tabellen zu entnehmen ist.

$$\mu_C = \frac{F_{mr}}{F_N} \quad (3.42)$$

Die Masse eines Δx -Schlittens beträgt 5,78 kg und die Masse eines Δy -Schlittens beträgt 16,65 kg (inkl. integriertem Δx -Schlitten) bei den vorliegenden Tests. Wenn man die Ergebnisse für den vorderen Δx -Schlitten betrachtet sieht man, dass die Reibungskraft (und entsprechend der Coulomb-Koeffizient) bei den untersuchten Geschwindigkeiten gleich ist, siehe Tabelle 3.11.

Tabelle 3.11: Reibungswerte für den vorderen Δx -Schlitten

Nr	S_T [m]	v_{mr} [m/s]	F_{mr} [N]	F_b [N]	μ_C [-]	Kommentar
1	0.300	0.0471	2.02	8.23	0.03567	ein WS, ausziehend
2	0.255	0.0735	1.95	12.35	0.03443	ein WS, ausziehend
3	0.268	0.1193	2.03	7.15	0.03588	ein WS, ausziehend
4	0.268	0.0431	2.13	9.70	0.03755	ein WS, ausziehend
5	0.289	0.0340	1.98	11.87	0.03491	ein WS, ausziehend
			2.02		0.03569	

Die Ergebnisse für den hinteren Δx -Schlitten sind in Tabelle 3.12 gelistet. Dabei wurden die Messungen 6 und 7 ohne Wegsensoren durchgeführt, um zu prüfen ob sich ohne diese ein geringeres Kraftmittel ergibt. Die Ergebnisse zeigen, dass die Sensoren die Reibungskraft zwar erhöhen, jedoch nicht in dramatischer Art und Weise. Die Tests 8-12 mit zwei Wegsensoren zeigen eine leicht erhöhte Kraft im Vergleich zum vorderen Δx -Schlitten auf. Insgesamt liegt die Reibungskraft der Δx -Schlitten bei 2 bis 2,5 N.

Tabelle 3.12: Reibungswerte für den hinteren Δx -Schlitten

Nr.	S_T [m]	v_{mr} [m/s]	F_{mr} [N]	F_b [N]	μ_C [-]	Kommentar
6	0	0	1.90	10.64	0.03351	kein WS
7	0	0	2.30	6.10	0.04048	kein WS
8	0.234	0.024	2.54	8.79	0.04487	zwei WS
9	0.361	0.059	2.25	10.97	0.03974	zwei WS
10	0.345	0.109	2.54	6.35	0.04479	zwei WS
11	0.315	0.196	2.52	6.62	0.04436	zwei WS
12	0.293	0.021	2.86	6.42	0.05050	zwei WS
				2.54	0.04485	

Bei Betrachtung der Reibungskraft des vorderen Δy -Schlitten, siehe Tabelle 3.13, erkennt man dasselbe Verhalten wie bei den Δx -Schlitten, die Reibungskraft ist konstant bei allen untersuchten Geschwindigkeiten. Der Coulomb-Koeffizient ist hier aber deutlich geringer als bei den Längsschlitten. Dies sagt aus, dass die Δy -Schlitten eine deutlich geringere Reibung haben, oder dass die Reibung nicht nur von der Normalkraft abhängt.

Tabelle 3.13: Reibungswerte für den vorderen Δy -Schlitten

Nr.	S_T [m]	v_{mr} [m/s]	F_{mr} [N]	F_b [N]	μ_C [-]	Kommentar
13	0.221	0.027	3.88	9.78	0.02373	zwei WS
14	0.260	0.059	4.05	9.51	0.02481	zwei WS
15	0.261	0.101	4.64	8.74	0.02844	zwei WS
16	0.243	0.119	4.62	9.69	0.02827	zwei WS
17	0.273	0.036	3.95	13.10	0.02421	zwei WS
				4.23	0.02589	

Für den hinteren Δy -Schlitten wurden auch Tests ohne Wegsensoren durchgeführt, um deren Einfluss zu quantifizieren. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.14 zusammengefasst. Wenn beide Wegsensoren am Schlitten befestigt sind, dann ist die Reibungskraft ähnlich groß (Änderung um ca. 1/5 des Grundwertes mit 2 WS) im Vergleich mit zwei Sensoren, d. h. die beabsichtigte Kompensation der beiden Einzugskräfte der Wegsensoren funktioniert gut. Wenn nur ein gegenüberliegender Wegsensor angebracht ist erhöht sich die gemessene Reibungskraft deutlich.

Tabelle 3.14: Reibungswerte für den hinteren Δy -Schlitten

Nr.	S_T [m]	v_{mr} [m/s]	F_{mr} [N]	F_b [N]	μ_C [-]	Kommentar
19	0.286	0.072	6.60	10.99	0.04041	ein WS, ausziehend
20	0.249	0.153	7.20	14.13	0.04409	ein WS, ausziehend
21	0.300	0.020	6.22	9.51	0.03805	ein WS, ausziehend
			6.67		0.04085	
22	0.264	0.034	4.59	10.41	0.02812	zwei WS
23	0.340	0.068	4.79	8.02	0.02936	zwei WS
			4.69		0.02874	
24	0	0	3.57	8.23	0.02188	kein WS
25	0	0	3.48	6.65	0.02132	kein WS
26	0	0	3.77	8.32	0.02311	kein WS
			3.61		0.02210	

Zusammenfassende Kommentare der Schlittenreibungsmessung

Es hat sich herausgestellt, dass alle Schlitten eine Reibungskraft aufweisen, die bei 2 bis 2,5 N bei den Δx -Schlitten und bei 4 bis 4,5 N bei den Δy -Schlitten liegt. Weiterhin ist die gemessene Reibungskraft nicht geschwindigkeitsabhängig und damit nicht über den hydrodynamischen Dämpfungskoeffizienten darstellbar.

Durch die fehlende Abhängigkeit von der Geschwindigkeit ist die Reibung über den Coulomb-Koeffizienten μ_C quantifizierbar. Dabei kann die Reibungskraft der Schlitten linear addiert werden, um eine Gesamtkraft pro Bewegungsrichtung zu erhalten.

Weiterhin wird μ_C ohne Wegsensoren zwar geringer als in der Standardkonstellation mit zwei Sensoren, die Reduktion ist jedoch nicht erheblich. Die Reibung in den Lagern muss jedoch erstmal überwunden werden, d. h. die anregende hydrodynamische Kraft muss die Reibungskraft überschreiten, um eine Bewegung der Schlitten hervorzurufen.

Die Losbrechkraft wurde hier zwar als Kraftmaximum gemessen (mit deutlich höheren Werten als die mittlere Reibungskraft), man bräuchte jedoch eine deutlich höhere Abtastrate als 200 Hz um den exakten Maximalwert zu erfassen. Daher sind die angegebenen Werte als grobe Orientierung zu sehen.

Mit den hier ausgeführten Untersuchungen kann man schlussfolgern, dass die beschriebene Pendelbewegung durch die Kombination aus dem Winkelausgleich der Lager und der gemessenen Schlittenreibung entsteht. Dieser Effekt ist leider im vorliegenden Messaufbau nicht zu eliminieren, da man die Reibung der Lager inkl. Wegsensoren hierfür auf Null reduzieren müsste. Eine Möglichkeit für die Reduktion dieses Effekt wäre eine zusätzliche Versteifung der Schlitten der Messplattform,

was zu deutlich höheren Schlittengewichten führen würde. Die Vorgabe war jedoch möglichst leicht zu bauen, um die Modellbewegungen nicht zu beeinflussen.

Mit diesen Erkenntnissen ist bestätigt, dass die höheren harmonischen Schwingungen in den Kraftmessschrieben der Versuche mit $V=0$ von der Messplattform induziert werden. Daher ist es sinnvoll die Signale mit einem Tiefpass zu filtern, der nur die ersten beiden harmonischen Frequenzen berücksichtigt.

3.4.5 Analyse von Störfrequenzen bei Fahrt

Die gemessene Kraft der KMD im Modell wurde ebenfalls genau untersucht. Es fällt auf, dass bei Fahrt zusätzliche Frequenzen auftreten, die nicht auf die Anregung durch die Welle zurückgeführt werden können. Diese sind bei der Kraft in x- und y-Richtung leicht unterschiedlich. Die höheren harmonischen Frequenzen sind, wie oben in Abschnitt 3.4.4 beschrieben, auf die Reibung der Schlitten und die resultierende Pendelbewegung zurückzuführen. Doch bei Analyse des gemessenen Amplitudenspektrums der Kraft bei Fahrt finden sich auch breitbandige Störfrequenzen im niedrigen Frequenzbereich wieder. Das wird für die Längskraft bei einer Glattwasserfahrt mit komplett fixiertem Modell und einer Geschwindigkeit von 1,273 m/s deutlich, siehe rote Linie in Abbildung 3.33. Hier ist ein deutlicher Einfluss der Radfrequenz bei ca. 4 rad/s zu sehen, deren höhere harmonische Frequenzen ebenfalls deutlich ausgeprägt sind. Weiterhin erkennt man eine breitbandige Störung zwischen 16 und 21 rad/s. Diese Frequenzen haben ihren Ursprung wahrscheinlich in der Eigenfrequenz des Schleppwagens, denn sie sind in y-Richtung ebenfalls deutlich ausgeprägt, sogar in einem größeren Bereich von 16 bis 25 rad/s. Der Schleppwagen war bei dieser Messung über eine Flanschplatte direkt mit dem Anhänger und mit der Messplattform gekoppelt.

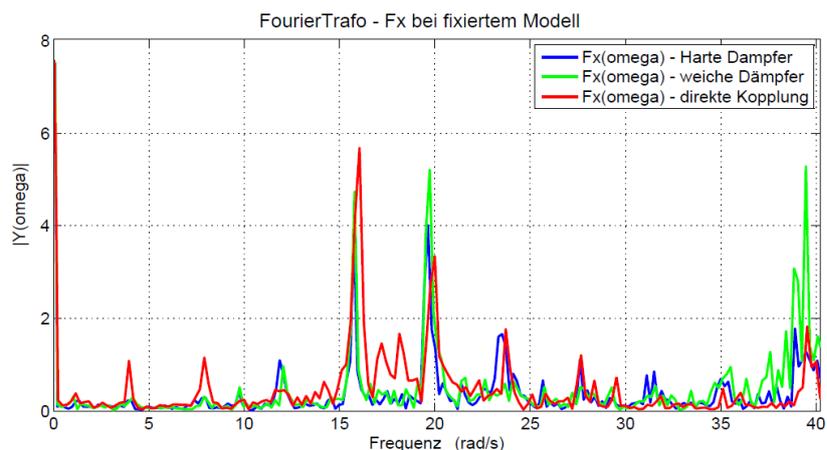


Abbildung 3.33: Fourierspektrum des gemessenen Kraftsignals F_x bei fixiertem Modell in Glattwasser mit $v=1,273\text{m/s}$

Um diese künstlichen Störeinflüsse zu minimieren, wurde zwischen Schleppwagen und Anhänger eine Kupplungsvorrichtung angebracht. Dabei wurden zwei verschiedene Dämpfungselemente aus dem Automobilbereich der Firma STS getestet, von der STH64 – Reihe der Red-Line und der Blue Line Dämpfer, deren Spezifikationen in Abbildung 3.34 dargestellt sind. Die Dämpfer bestehen aus Gummi und sind darauf ausgelegt hauptsächlich hohe dynamische Lasten zu reduzieren.

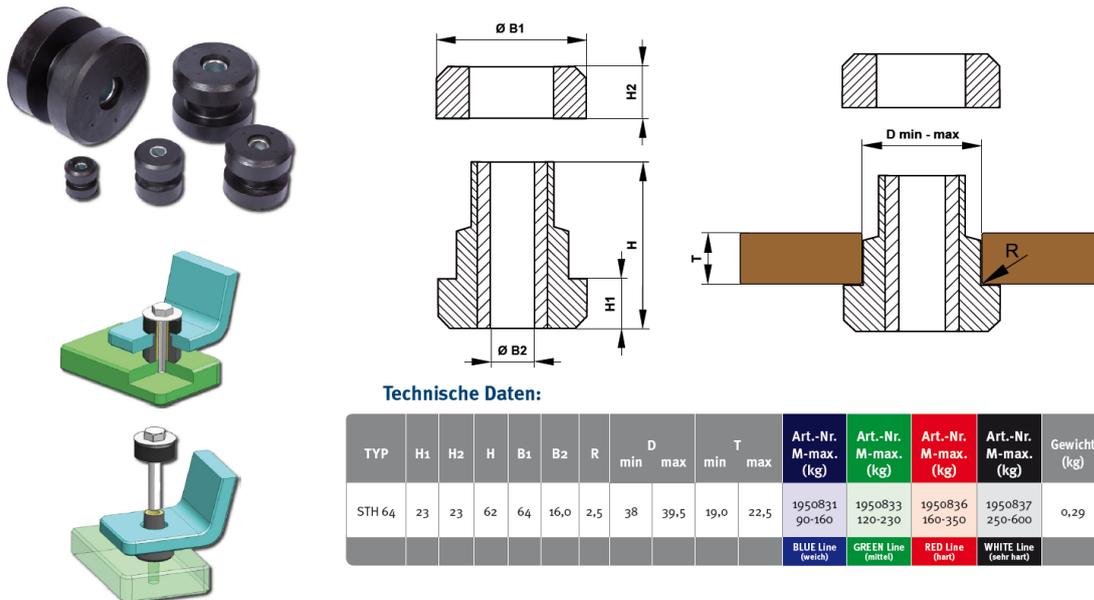


Abbildung 3.34: Spezifikation der eingesetzten STS Dämpfer, Typ STH 64

Bei dem ausgeführten Konzept werden jeweils zwei Dämpfer nebeneinander genutzt, es könnten aber auch drei Dämpfer kombiniert werden, wie in Abbildung 3.35 links oben zu sehen. Zum direkten Vergleich wurden jeweils zwei weiche Dämpfer (STH Blue Line) und zwei harte Dämpfer (STH Red Line) genutzt. Das Testszenario ist das Gleiche wie oben, Fahrt mit $v=1,273\text{ m/s}$ und komplett fixiertem Modell. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.33 zu sehen. Das Kraftamplitudenspektrum der harten Dämpfer ist in blau aufgetragen. Man erkennt, dass die Radeigenfrequenz im unteren Bereich komplett verschwunden ist, nur bei der dritten Harmonischen dieser (ca. bei 12 rad/s) ist ein Ausschlag zu erkennen. Der weiche Dämpfer (grüne Linie in Abbildung 3.33) minimiert ebenfalls die Radeigenfrequenz. Beide Dämpfer verändern die breitbandige Störung zwischen 16 und 21 rad/s in zwei einzelne, stark ausgeprägte Störfrequenzen.

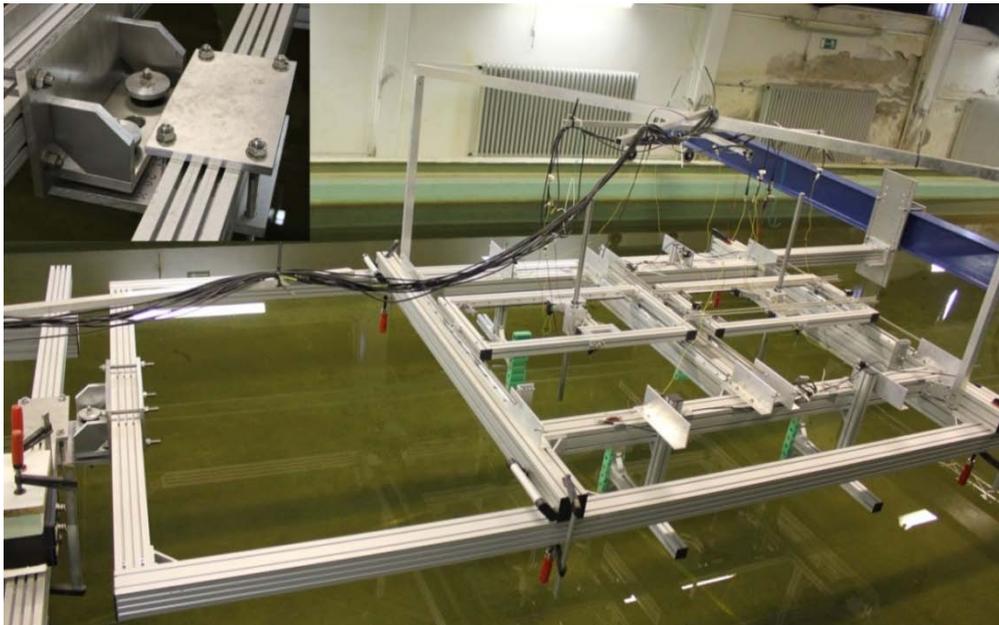


Abbildung 3.35: Aufhängung des Messrahmens mit dämpfender Kupplung

Letztendlich wurden die Blue-Line-Dämpfer eingesetzt, wodurch die Störeinflüsse des Schleppwagens deutlich reduziert werden und sich nun auf diskrete Frequenzen beschränken. Dadurch können Sie bei den Modellversuchen gut identifiziert und herausgefiltert werden. Da der Schleppwagen bei fixierten Modellversuchen in Wellen auch andere Frequenzen im Bereich über 16 rad/s anregt, werden alle Messschriebe bei Fahrt mit einem Tiefpassfilter bei 15 rad/s gefiltert. Angemerkt sei hier, dass bei Versuchen mit freiem Modell diese Störungen in erheblich geringerem Maße auftreten, da durch die Trägheit des Modells die Schlitten eine Ausgleichsbewegung durchführen.

3.5 Versuchsmatrix

Die gesamte Versuchsserie wurde in sechs Versuchsreihen gegliedert, die jeweils ein Teilaspekt vereint. Die sechs Versuchsreihen sind mit R01 bis R06 benannt. In jeder Reihe wurden verschiedene durchnummerierte Versuche (benannt mit VXX) durchgeführt, wodurch sich eine eindeutige Versuchsbezeichnung ergibt, z. B. der dritte Versuch der Schrägschleppversuche hat die Bezeichnung R02-V03. Eine Kurzbeschreibung der Versuchsreihen ist in Tabelle 3.15 zu finden. Die Aufschlüsselung der einzelnen Versuche mit detaillierten Parametern findet sich im Anhang Abschnitt A.3.

Alle Modellversuche wurden mit der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Versuchstechnik durchgeführt. Die Ergebnisse werden nachfolgend präsentiert.

Tabelle 3.15: Versuchsreihen

Reihe	Versuchsanzahl	Beschreibung
R01	32	Zusatzwiderstand
R02	18	Schrägschleppversuche
R03	65	Kräfte und Momente bei $V = 0$
R04	12	Höhenänderung der KMD
R05	12	Einschränkung von Freiheitsgraden
R06	19	Seegang und Wellenüberlagerung
	158	Versuche insgesamt

3.6 Versuchsergebnisse

Die Ergebnisse der Versuche werden als mittlere Werte nachfolgend präsentiert, sortiert nach den Versuchsreihen (siehe Tabelle 3.15) und zusammengefasst in Diagramme mit möglichst kompakter Darstellung. Die mittleren Kräfte und Momente werden zur besseren Vergleichbarkeit entdimensioniert nach Gleichung 3.43.

$$F' = \frac{F}{\rho g L_{PP} \zeta_A^2} \quad \text{und} \quad M' = \frac{M}{\rho g L_{PP}^2 \zeta_A^2} \quad (3.43)$$

R01 - Zusatzwiderstandsversuche

In der Versuchsreihe R01 wurden die Kräfte und Momente auf das Modell bei Fahrt in frontal einfallenden und nachfolgenden Wellen gemessen. Vorab wurde der Glattwasserwiderstand R_0 des Modells gemessen, damit anschließend der Zusatzwiderstand $F_{add} = F_x - R_0$ in Wellen ermittelt werden kann. Die Glattwassermessung wurde jeweils vor jeder kleinen Versuchsserie mit den fünf Wellenlängen durchgeführt, um Fehler in der nachfolgenden Messung ausschließen zu können. Im freigelassenen Zustand beträgt der Widerstand im Mittel $R_0 = 5,8 \text{ N}$ und im komplett fixierten Zustand $R_{0F} = 5,65 \text{ N}$.

Die Ergebnisse der Zusatzwiderstandsversuche mit Federkonstellation 3 in frontal einfallenden ($\mu = 180^\circ$) und nachfolgenden Wellen ($\mu = 0^\circ$) sowie die Ergebnisse des komplett fixierten Modells sind in Abbildung 3.36 graphisch aufgetragen. Die Abszisse ist hier sowie bei allen nachfolgenden Graphen von R01 die relative Wellenlänge λ' und die Ordinate der Zusatzwiderstand.

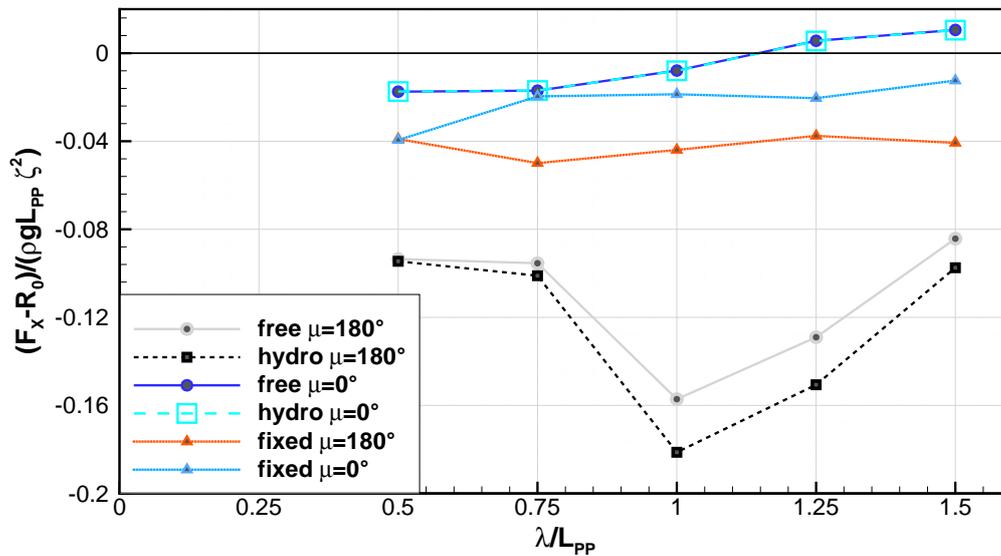


Abbildung 3.36: Zusatzwiderstand bei 21 kn für $\mu = 180^\circ$ für das freie und fixierte Modell

Die graue Linie ist der gemessene und gemittelte Zusatzwiderstandsbeiwert bei 21 kn und freiem Modell (free), wobei ein negativer Wert einen vergrößerten Widerstand bedeutet. Die schwarze Linie ist der mittlere hydrodynamische Zusatzwiderstand, wobei die mittleren Trägheitsanteile nach dem Vorgehen in Abschnitt 3.3.4 subtrahiert wurden. Man erkennt, dass die mittlere hydrodynamische Kraft größer ist als der gemessene Wert, besonders bei Wellenlängen, die ausgeprägte Bewegungen erzeugen ($\lambda' > 0,75$). Der größte Zusatzwiderstand in frontal einfallenden Wellen liegt im Bereich von Wellenlänge gleich Schiffslänge, die rein hydrodynamische Kraft ist dabei knapp 10% größer als der mittlere Messwert. Im Fall $\mu = 0^\circ$ und freigelassenem Schiff ist der Zusatzwiderstand eher gering und bei Wellenlängen größer 1,1 der Schiffslänge ergibt sich sogar ein Zusatzschub. Der hydrodynamische Mittelwert ist hier für alle Wellen gleich dem gemessenen Wert.

Ein anderes Bild ergibt sich bei komplett fixiertem Modell. Hier treten erwartungsgemäß nur Diffraktionskräfte auf und der Zusatzwiderstand ist bei $\mu = 180^\circ$ bedeutend kleiner als bei freiem Modell und annähernd konstant über alle Wellenlängen. Bei $\mu = 0^\circ$ ergibt sich auch ein Zusatzwiderstand, der über die Wellenlänge nahezu konstant erscheint. Weiterhin wird der Zusatzwiderstand im Vergleich zum freien Modell hier nie negativ, da die Diffraktion der Welle entgegen der Begegnungsrichtung wirkt und die Wellen auch bei $\lambda' = 1,5$ und 21 kn das Schiff noch überholen.

Der Vergleich der Messung bei $v=21$ kn für unterschiedliche Federsteifigkeiten ist in Abbildung 3.37 zu sehen, dabei ist die graue und schwarze Linie die Referenzmessung mit der mittleren Federsteifigkeit K3. Für die Wellenlänge $\lambda' = 1$ ergibt sich für alle drei Federsteifigkeiten das gleiche Ergebnis, sowohl bei Mittelwert der Messung und hydrodynamischer Kraft. Für die Wellenlänge $\lambda' = 0,75$ ist jedoch bei den variierten Federkonstellationen der gemessene Zusatzwiderstand

etwas höher. Der Grund hierfür ist nicht direkt greifbar, da der Bewegungszustand bei beiden auch annähernd gleich war, siehe Anhang Abbildung A.1.

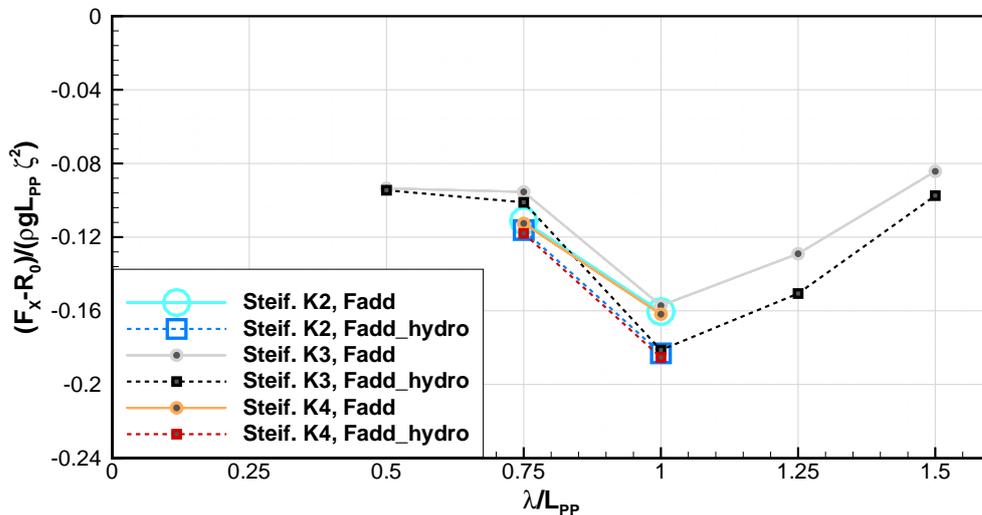


Abbildung 3.37: Zusatzwiderstand bei $\mu = 180^\circ$ und Variation der Federsteifigkeit

Der Vergleich von Zusatzwiderstandsbeiwerten bei Variation der Wellenamplitude ist in Abbildung 3.38 zu sehen. Es ergeben sich unterschiedliche Beiwerte wenn die Wellenamplitude variiert wird, bei steileren Wellen verringert sich der Wert, bei flacheren Wellen erhöht er sich teils deutlich. Die hydrodynamische Kraft folgt dabei dem gleichen Trend. Die Grundannahme, dass sich die mittlere Kraft quadratisch proportional zur Wellenamplitude ist, wird in den vorliegenden Ergebnissen nicht bestätigt.

Ähnliche Ergebnisse zeigten beispielsweise auch Untersuchungen von Pinkster (1980), wobei dort ein Tanker ohne Vorausschwindigkeit experimentell mit einer Aufhängung an Federn untersucht wurde. Damit ist eine Vorhersage mit linearen (flachen) Wellen für den absoluten Widerstand in steilen Wellen konservativ, d. h. die Kräfte werden überschätzt.

Die Ergebnisse bei Variation der Modellgeschwindigkeit sind in Abbildung 3.39 zu sehen. Es ergibt sich ein erwartungsgemäßes Bild, wenn die Geschwindigkeit erhöht wird, erhöht sich dabei die Begegnungsfrequenz und damit auch der Zusatzwiderstandsbeiwert (F_{add}). Bei Verlangsamung passiert genau der entgegengesetzte Effekt. Zusätzlich gibt es eine Verschiebung des Maximums der Kraftübertragungsfunktion, da sich bei Geschwindigkeitsvariation die anregende Begegnungsfrequenz ω_E zur Stampf-/Taucheigenfrequenz des Schiffes verschiebt.

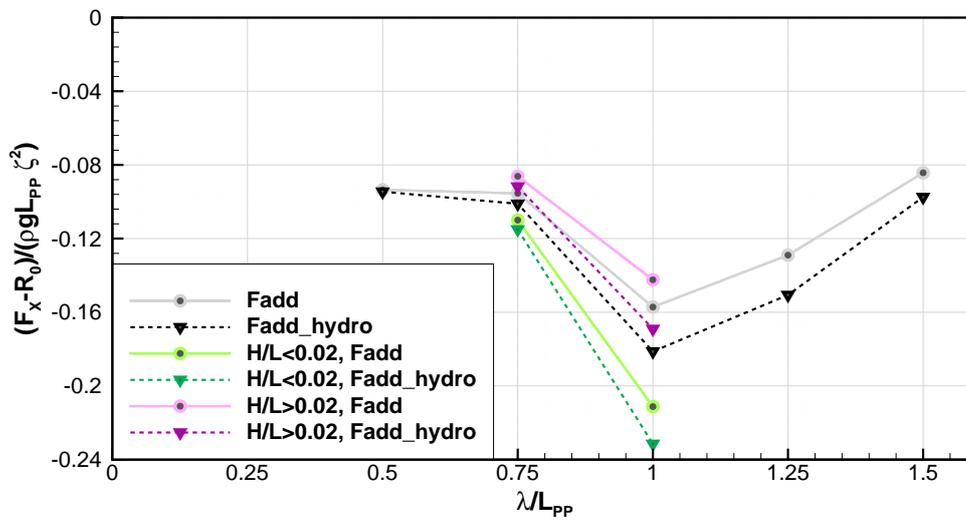


Abbildung 3.38: Zusatzwiderstand bei Variation der Wellenamplitude

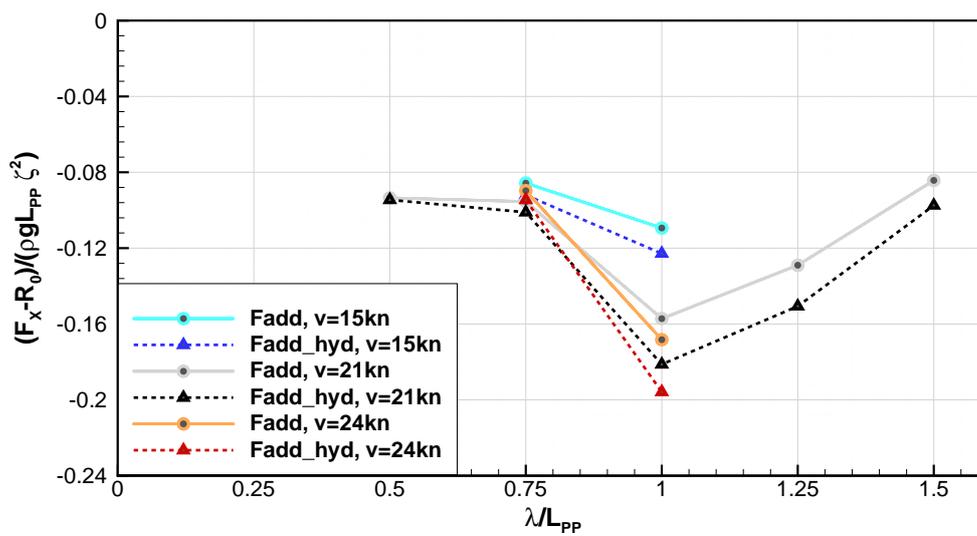


Abbildung 3.39: Zusatzwiderstand bei Geschwindigkeitsvariation

R02 - Schrägschleppversuche

Die Schrägschleppversuche bieten eine Möglichkeit der Erprobung einer Manövriersituation mit der Wirkung von einfallenden Wellen. So können anschließend mit einem numerischen Verfahren beide Einzelsituationen, Wellenkräfte bei Vorfahrt mit schräg einfallenden Wellen und statischer Drift in Glattwasser, superponiert werden, um die Annahme der Linearität in dieser Situation zu überprüfen.

Bei diesen Versuchen wird das Rollen des Modells unterbunden, da sich sonst ein erheblicher Rollwinkel beim Schrägschleppen einstellen würde. Wegen der Rollfixierung können nur Wellen W1, W2 und W3 gefahren werden, da bei größeren Wellenamplituden das zu unterbindende Rollmoment an der KMD zu groß wird. Jeder Versuch startet mit einem Anfangsgierwinkel ohne Fahrt, der sich bei der Zielgeschwindigkeit vergrößert. Das Modell wurde hierfür mit den steifen Federn eingespannt (Federkonstellation K4), damit der Gierwinkel (Winkel der Schräganströmung) nicht zu groß wird. Vor jedem Versuch in Wellen wurde jeweils eine Glattwassermessung mit den vorgegebenen 21 kn durchgeführt und der Winkel des Messrahmens so eingestellt, dass bei konstanter Fahrt sich der gewünschte Winkel (10° , 15° , 20°) einstellt. Die Versuche in Wellen wurden dann mit diesem Anfangswinkel gefahren.

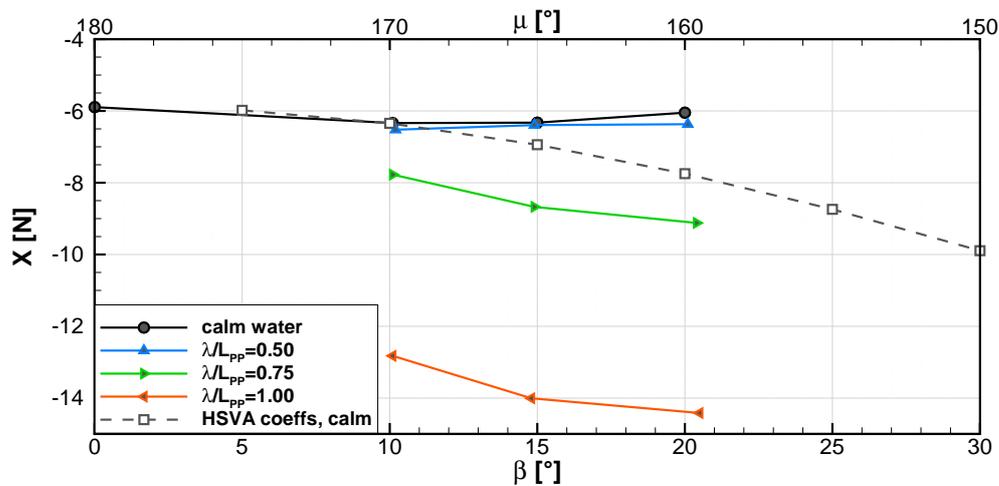


Abbildung 3.40: Schrägschleppversuche - Längskraft

In Abbildung 3.40 sind die Ergebnisse für die absolut gemessene mittlere Längskraft aufgetragen. Die Längskraft in Glattwasser (schwarze Linie) steigt bei 10° Driftwinkel leicht an, um hin zu größeren Winkeln wieder abzufallen. Die kürzeste Welle $\lambda' = 0,5$ (blaue Linie) vergrößert die Längskraft nicht eindeutig. Bei längeren Wellen hingegen ergibt sich ein deutlicher Zusatzwiderstand. Anzumerken ist hier, dass auf der Abszisse der sich beim Versuch ergebende Driftwinkel aufgetragen ist nicht der soll-Driftwinkel. Dadurch können die gemessenen Punkte in Wellen verschoben wirken.

Zum Vergleich ist in Abbildung 3.40 die Kraftrekonstruktion aus den Koeffizienten dargestellt, die aus den CPMC-Versuchen der HSVA bestimmt wurden. Im Vergleich zu den gemessenen Werten zeigen die Modellkoeffizienten eine andere Tendenz auf. Dies liegt daran, dass es nur einen Koeffizienten (X_{vv}) zu Beschreibung der Längskraft im Modell gibt, damit steigt der Widerstand parabelförmig an.

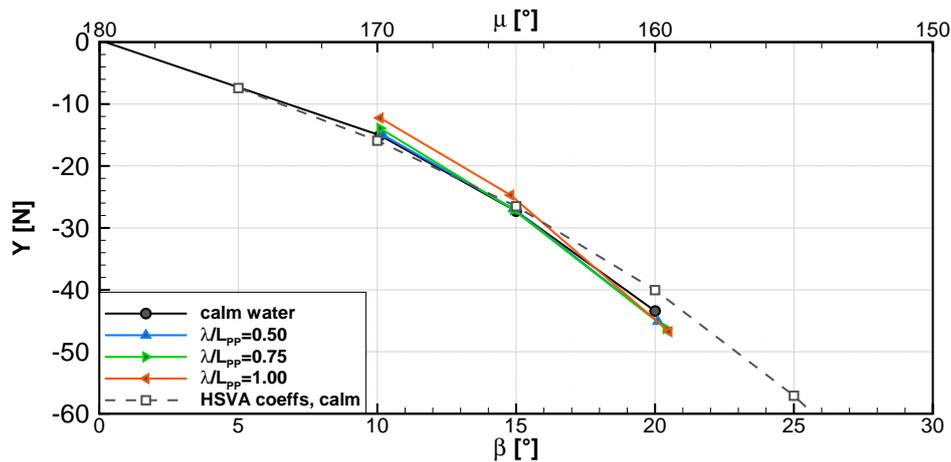


Abbildung 3.41: Schrägschleppversuche - Querkraft

In Abbildung 3.41 ist die gemessene Seitenkraft der Schrägschleppversuche aufgetragen. Die gemessenen Seitenkräfte in Glattwasser stimmen gut mit den rekonstruierten Kräften aus dem Koeffizientensatz überein. Die einlaufenden Wellen scheinen annähernd keine Auswirkung auf die Seitenkraft des Schiffes zu haben, vermutlich da die Wellenkräfte um Größenordnungen kleiner sind als die Seitenkraft bei Schrägschleppen. Bemerkenswert ist, dass die mittlere gemessene Seitenkraft in harmonischen Wellen der Länge $\lambda' = 1$ kleiner ist als der Wert in Glattwasser. Wodurch dies zustande kommt kann nicht präzisiert werden.

Die gemessenen Giermomente bei den Schrägschleppversuchen sind in Abbildung 3.42 zu sehen. Die mittleren Giermomente in Glattwasser (schwarze Linie) stimmen sehr gut mit dem Koeffizientenmodell aus den HSVA-CPMC-Versuchen überein. Genau wie für die Seitenkraft scheinen die Wellen ebenso keinen bedeutenden Einfluss auf das Giermoment zu haben, die gemittelten Messwerte verändern sich nahezu nicht in Wellen. Auffällig ist, dass alle Messungen einen linearen Verlauf zwischen 10°- und 20°-Driftwinkel aufweisen.

Die Ergebnisse der komplett fixierten Schrägschleppversuche bei 10°-Driftwinkel sind nicht in den Graphen aufgeführt, ergeben aber das gleiche Bild. Die absolute Längskraft steigt mit längeren Wellen (größerer Amplitude) und die Seitenkraft sowie das Giermoment bleiben in Wellen annähernd gleich bei dem Welleneinfallswinkel von 10° ($\mu = 170^\circ$).

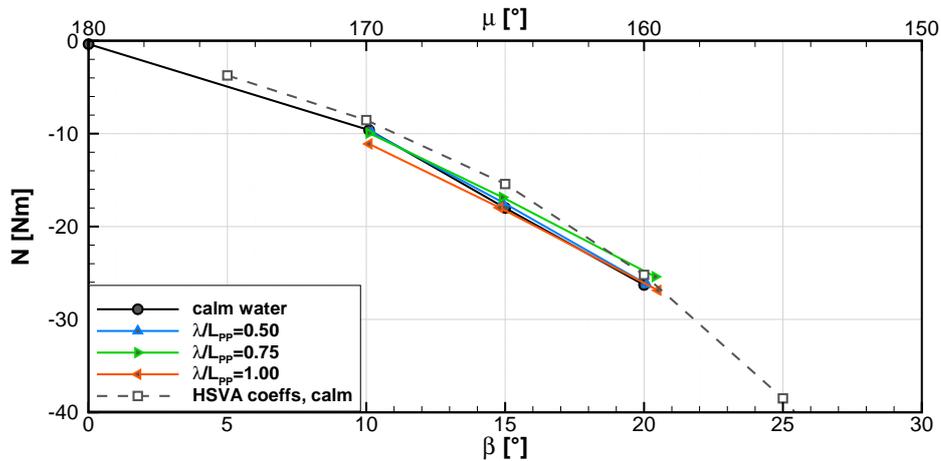


Abbildung 3.42: Schrägschleppversuche - Giermoment

R03 - Kräfte und Momente bei $V=0$

In der Versuchsreihe R03 ohne Fahrt ist es möglich das Verhalten des Modells bei Wellen aus beliebigen Richtungen zu untersuchen. Die Variation des Welleneinfallswinkels erfolgt in den Versuchen in 30°-Schritten. Die Ergebnisse für Längs-, Seitenkraft und Giermoment werden zur geeigneten Darstellung dimensionslos gemacht, nach Gleichung 3.43. Die nachfolgend aufgetragenen Werte entsprechen dem Mittel der Messkräfte und -momente.

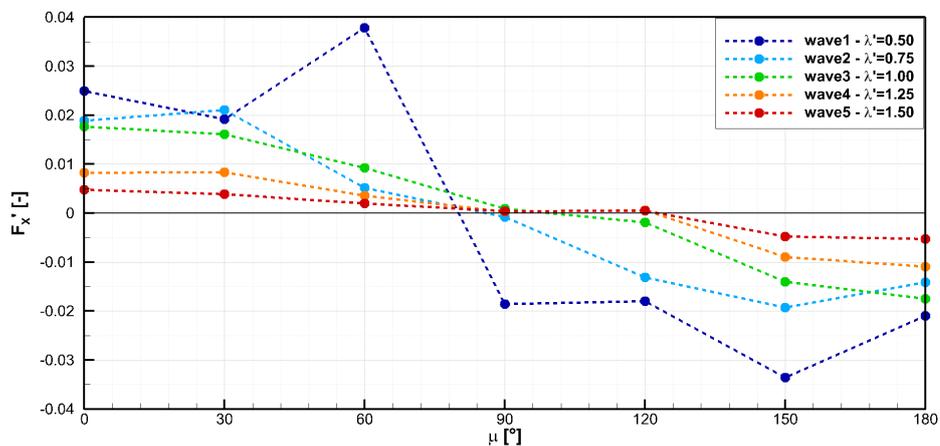


Abbildung 3.43: R03 - Dimensionslose Längskraft

Die Ergebnisse der dimensionslosen Längskraft F'_x für alle untersuchten Wellenlängen aufgetragen über dem Begegnungswinkel mit der Welle μ sind in Abbildung 3.43 zu sehen. Die kürzesten Wellen liefern hier die größten Kraftbeiwerte bei fast allen Winkeln μ . Bei $\mu = 90^\circ$ ist die mittlere Kraft ab $\lambda' = 0,75$ gleich Null, für die kürzeste Welle ergibt sich jedoch ein großer negativer Wert (Modell

wird nach hinten gedrückt). Dies liegt an der Diffraktion der Welle in dieser Konstellation und an der Asymmetrie zwischen Bug und Heck, bei längeren Wellen passieren die Wellen das Modell annähernd „unbeschadet“ und das Kraftmittel ist Null. Um die Ergebnisse für die kompletten 360° zu erhalten, kann der Graph achsensymmetrisch bei $\mu = 180^\circ$ gespiegelt werden.

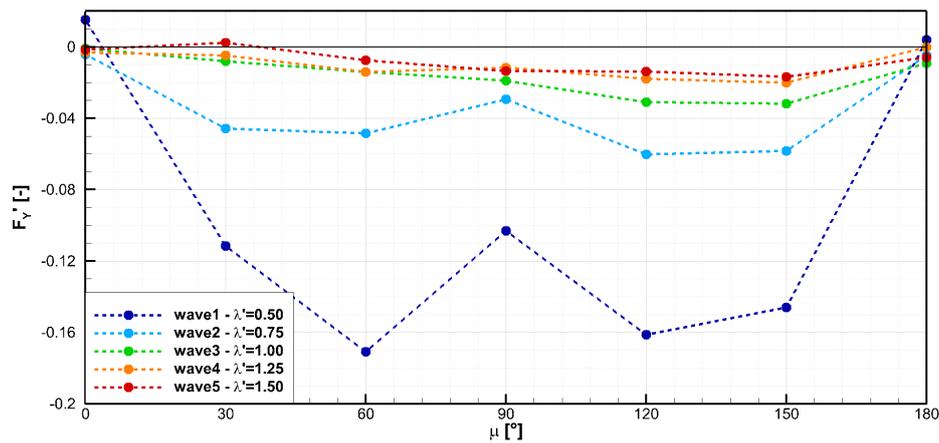


Abbildung 3.44: R03 - Dimensionslose Querkraft

Die Seitenkraftbeiwerte sind in Abbildung 3.44 zu sehen. Wie in diversen Literaturquellen aufgeführt, z. B. (Faltinsen 1990, S. 140 ff), liefert auch hier die dimensionslose Seitenkraft bei kurzen Wellen die größten Werte und wird sehr klein hin zu längeren Wellen. Bemerkenswert ist hier, dass die Seitenkraft ihr Maximum bei Wellen $\lambda' < 0,8$ nicht bei $\mu = 90^\circ$ hat, sondern dieses vor und nach diesem Punkt. Um die Ergebnisse für die kompletten 360° zu erhalten, kann der Graph punktsymmetrisch bei $\mu = 180^\circ$ gespiegelt werden.

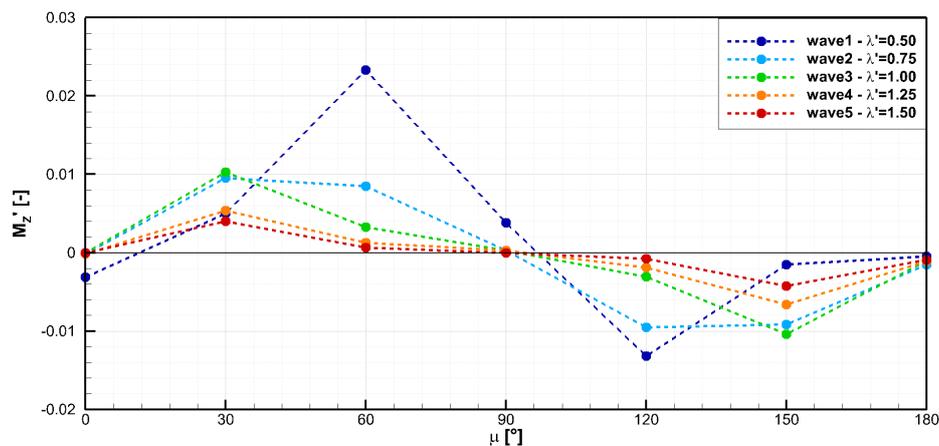


Abbildung 3.45: R03 - Dimensionsloses Giermoment

Das mittlere gemessene dimensionslose Giermoment ist in Abbildung 3.45 aufgetragen. Auch hier sind im Allgemeinen die Beiwerte kurzer Wellen deutlich größer als bei langen Wellen. Anders stellt sich die Situation bei $\mu = 30^\circ$ und $\mu = 150^\circ$ dar, hier verursachen Wellen um die Länge $\lambda' = 1$ die größten Beiwerte und die kürzeste Welle liefert einen eher kleinen Mittelwert.

R04 - Höhenänderung der KMD

Diese Versuchsreihe wurde durchgeführt, um den Einfluss der Wahl der Höhe des Gelenks (Gelenkkopflager über der KMD, siehe Abbildung 3.11) über Kiel und deren Auswirkungen auf die Messung beurteilen zu können.

Die Ergebnisse für den Längskraftbeiwert bei $V=0$ und $\mu = 180^\circ$ sind in Abbildung 3.46 dargestellt, dabei sind die Punkte der roten Linie die Vergleichswerte der Standardhöhe benannt mit „KMD oben“ (Versuche R03-V01 bis V05). Man erkennt, dass bei der Wellenlänge $\lambda' = 0,75$ die Mittelwerte mit einem tiefer gelegenen Gelenk deutlich größere Werte liefern. Bei der Wellenlänge $\lambda' = 1,0$ sind jedoch alle gemessenen Werte annähernd gleich. Die Übertragungsfunktionen der drei relevanten Bewegungen ändern sich bei der durchgeführten Höhenänderung nicht, siehe Abbildung A.2 im Anhang.

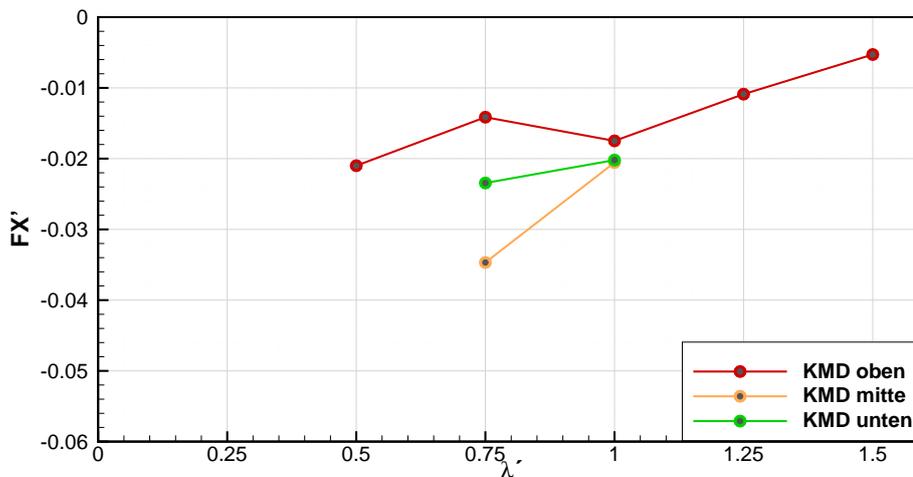


Abbildung 3.46: Längskraft bei Höhenänderung der KMD, $V=0$, $\mu = 180^\circ$

In Abbildung 3.47 sind die Längskräfte bei Vorausfahrt bei verschiedenen Höhen der Gelenke aufgetragen. Die Punkte der roten Linie sind dabei die Versuche aus R01 (V01 bis V05) mit der standardmäßigen Position des Gelenks. Die gemessenen Mittelwerte in allen Fällen sind annähernd identisch. Die Längsbewegung ist jedoch leicht unterschiedlich, siehe Abbildung A.3 im Anhang, bei $\lambda' = 1$ erhöht sich die Amplitude für Schnellen je weiter unten die KMD (und entsprechend das Gelenk) ist.

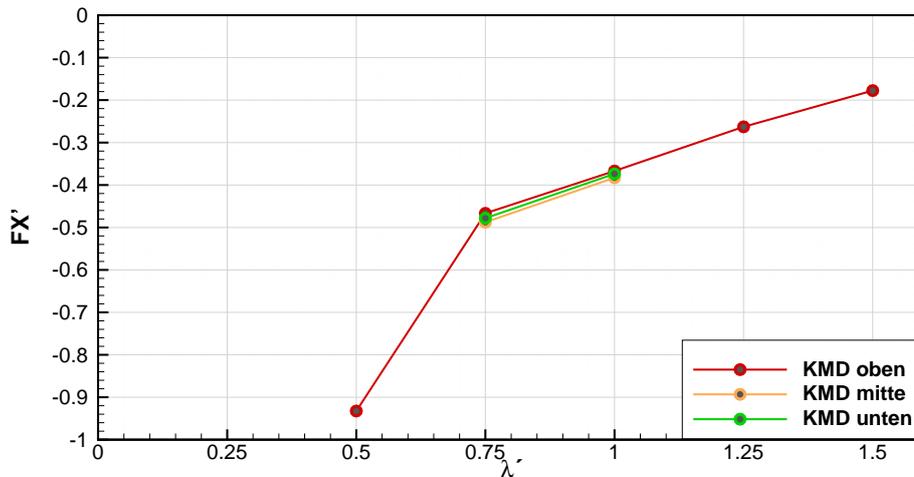


Abbildung 3.47: Längskraft bei Höhenänderung der KMD, V=21 kn, $\mu = 180^\circ$

Die Ergebnisse der Höhenänderung für V=0 und $\mu = 120^\circ$ sind in Abbildung 3.48 zu sehen. Hier ändert sich die Längskraft nur leicht, aber die Seitenkraft nimmt erkennbar ab mit geringerer Höhe der KMD. Interessanterweise spiegelt sich das nicht in der Übertragungsfunktion für Driften wieder (siehe Abbildung A.4), jedoch in der für Rollen (siehe Abbildung A.5). Die Rollamplitude nimmt mit einer niedrigeren Position der KMD zu. Dies ist unerwartet, da die Höhe des Gelenks extra auf Höhe einer, potentialtheoretisch berechneten, mittleren Rollachse im Resonanzfall ist.

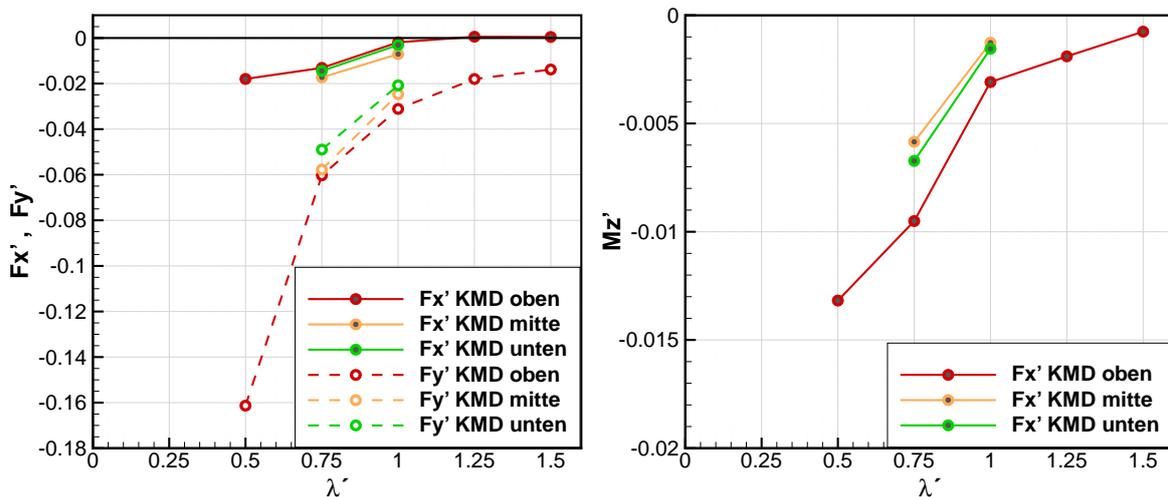


Abbildung 3.48: Längskraft bei Höhenänderung der KMD, V=0 kn, $\mu = 120^\circ$

Bemerkenswert ist auch, dass das Giermoment in Abbildung 3.48 erheblich abnimmt, bei Höhenänderung des Gelenks. Die Übertragungsfunktionen für Tauchen, Stampfen und Gieren ändern

sich hierbei nicht. Zu den Ergebnissen dieser Versuchsreihe ist anzumerken, dass die gemessenen Mittelwerte bei $V=0$ sehr klein sind und daher die Messungen empfindlich auf kleine Störungen reagieren.

R05 - Einschränkung von Freiheitsgraden

Bei dieser Versuchsreihe wurde untersucht, welche Auswirkungen es hat bestimmte Freiheitsgrade einzuschränken. Die Ergebnisse für 21 kn Voraussfahrt und frontal einfallende Wellen sind in Abbildung 3.49 zusammengefasst. Die schwarze durchgezogene Linie ist hier der mittlere gemessene Zusatzwiderstandsbeiwert aus der Referenzversuchsserie R01-V01 bis R01-V05 und die schwarze gestrichelte Linie entsprechend der hydrodynamische Anteil. Bei Fixierung der Δx -Schlitten wird die Längsbewegung des Modells unterbunden und durch Kopplung beider Δy -Schlitten die Gierbewegung (grüne Linie). Eine Gierbewegung ist jedoch ohnehin bei Fahrt und frontal einfallenden Wellen zu erwarten. Die mittleren gemessenen Längskraftbeiwerte sowie die hydrodynamischen Anteile sind hier sehr nahe an den Ergebnissen mit freiem Modell. Wenn aber die Tauch- und Stampfbewegung unterbunden wird (rote bzw. orange Linie), reduziert sich der Zusatzwiderstand erheblich und ist deckungsgleich mit den Ergebnissen mit komplett fixiertem Modell. Aus diesen Ergebnissen kann man schlussfolgern, dass bei Fahrt die Längsbewegung annähernd keinen Einfluss auf den Mittelwert der hydrodynamischen Längskraft hat.

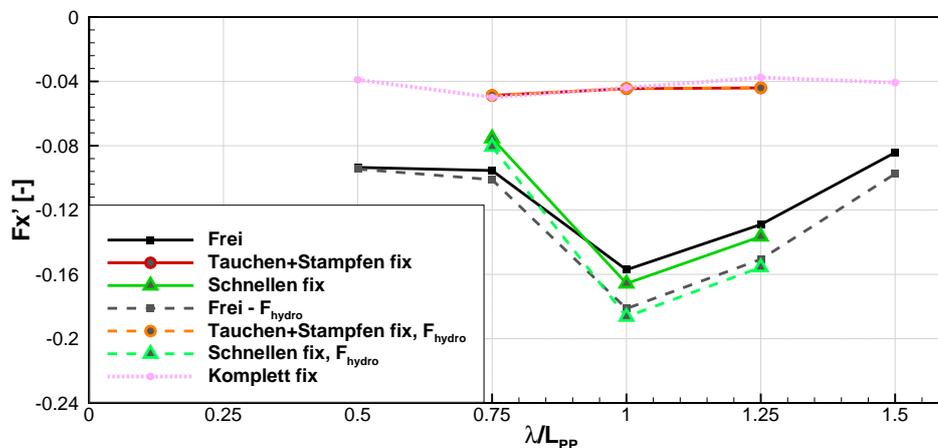


Abbildung 3.49: Längskraftbeiwert bei Einschränkung einzelner FHG, $V=21$ kn, $\mu = 180^\circ$

Die Einschränkung der Freiheitsgrade in gleicher Art wurde auch für $V=0$ und einem Welleneinfallswinkel von $\mu = 150^\circ$ durchgeführt, wobei hier die Fixierung der Gierbewegung einen Einfluss haben sollte, siehe Ergebnisse in Abbildung 3.50. Die Längskraft F'_x bei freiem und in Längsrichtung fixiertem Modell ist auch hier nahezu identisch. Die Seitenkraft ist jedoch geringer bei fixierter Längs- und Gierbewegung und das Giermoment dafür größer. Durch diese Fixierung ändern sich auch die zu subtrahierenden Trägheitsanteile und fallen deutlich kleiner aus als mit freiem Modell.

Beim Fixieren von Stampfen und Tauchen, ergibt sich ein ganz anderes Verhalten. Die Längs- und die Seitenkraft sind hier deutlich höher als beim freien Modell. Das Giermoment wiederum ist erheblich kleiner und wechselt das Vorzeichen bei $\lambda' = 1$.

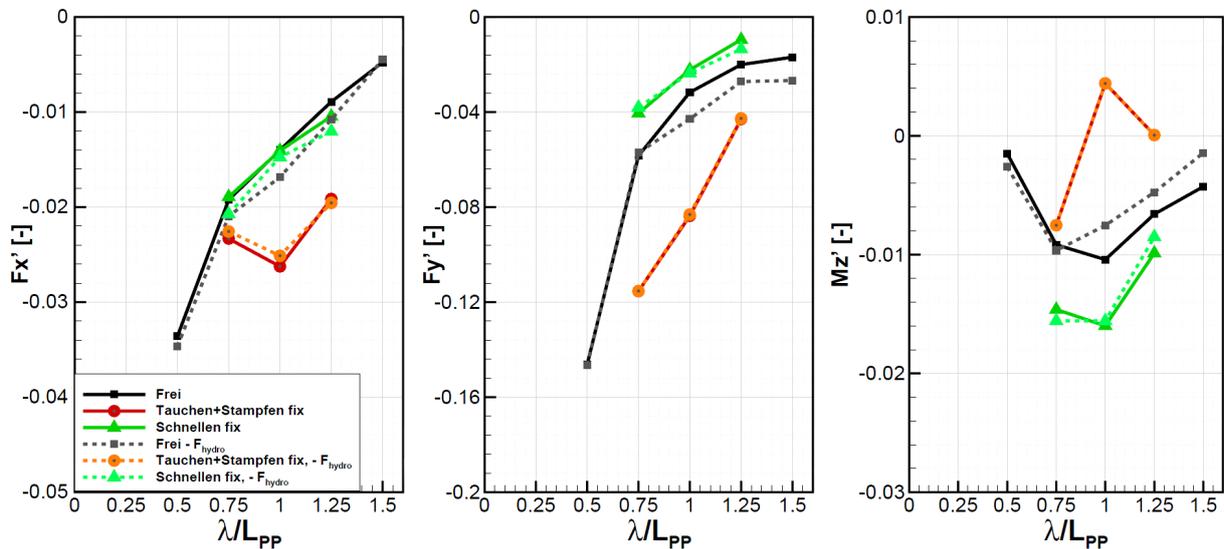


Abbildung 3.50: Beiwerte bei Einschränkung einzelner FHG, $V=0$ kn, $\mu = 150^\circ$

R06 - Seegang und Überlagerung zweier Wellen

In dieser Messreihe R06 wurden mittlere Kräfte mit und ohne Fahrt in zwei verschiedenen natürlichen Seegängen untersucht. Hierfür wurden zwei Seegänge jeweils mit vorgegebener Peak-Periode ω_P und signifikanter Wellenhöhe $H_{1/3}$ generiert, deren Werte in Tabelle 3.16 gelistet sind.

Bei den Versuchen mit $V=0$ wurde jeweils eine Zeitspanne von mindestens 180 Sekunden gemessen, entsprechend 25 Minuten in der Zeitskala der Großausführung. Bei Versuchen mit $V=21$ kn wurden jeweils sechs Fahrten über die Länge des Seegangsbeckens durchgeführt. Damit erreicht man eine verwertbare Messdauer von 160 bis 180 Sekunden. Der Messschrieb der einzelnen Fahrten wurde anschließend für Auswertungszwecke zu einem langen Schrieb kombiniert. Dies ist in Abbildung 3.51 beispielhaft für den Kraftverlauf von Versuch R06-V03 zu sehen. Die Gesamtmessdauer beträgt hier 170 Sekunden, entsprechend 24 Minuten für die Großausführung.

Durch die umgesetzte Gesamtmessdauer der Summe der Versuche in den einzelnen Seegängen sind die mittleren Kraftwerte aussagekräftig. Die zusammengefassten Ergebnisse der Versuche in natürlichen Seegängen sind in Tabelle 3.16 aufgelistet. Dabei ist F_x das gemessene Mittel und der Wert F_{add} der reine Zusatzwiderstand (falls anwendbar).

Im zweiten Teil der Versuchsreihe wurden die, hier als Doppelwelle bezeichneten, Überlagerungen zweier Einzelwellen untersucht. Bei der Testkampagne wird davon ausgegangen, dass die Ergebnisse

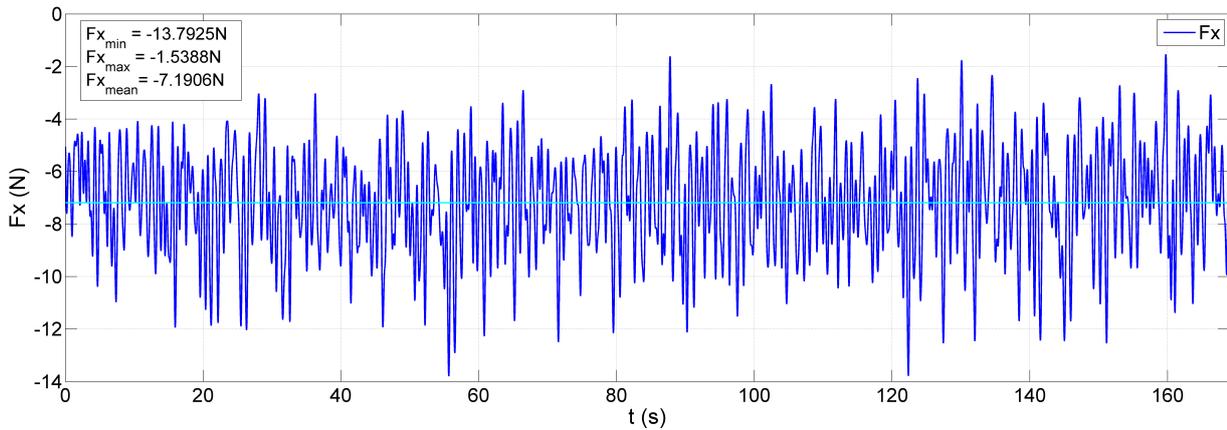


Abbildung 3.51: Kombiniertes Kraftmessschrieb des Versuchs R06-V03, $V=21 \text{ kn}$, $\omega_p = 4,8691/s$, $H_{1/3} = 0,052m$

Tabelle 3.16: Mittlerer Widerstand in den untersuchten Seegängen

$H_{1/3}$ [m]	ω_P [rad/s]	μ [°]	v [kn]	F_x [N]	F_{add} [N]
0,0520	4,869	180	0 kn	-0,10	-
0,0612	4,489	180	0 kn	-0,24	-
0,0520	4,869	180	21 kn	-7,19	1,39
0,0612	4,489	180	21 kn	-8,55	2,75
0,0520	4,869	0	0 kn	0,26	-
0,0612	4,489	0	0 kn	0,29	-
0,0612	4,489	0	21 kn	-5,97	-0,17

für mittlere Kräfte der Einzelwellen linear superponiert werden können, sodass eine mittlere Kraft in einem definierten Seegang vorhergesagt werden kann. Um dies im einfachsten Fall zu untersuchen wurde jeweils das Signal von zwei der Testwellen überlagert und somit ein Signal mit einer Doppelwelle erzeugt. Die sich ergebende Wasserspiegelauslenkung ist typisch für eine bichromatische Welle, dargestellt in Abbildung 3.52 für die Überlagerung von Welle 3 und 4.

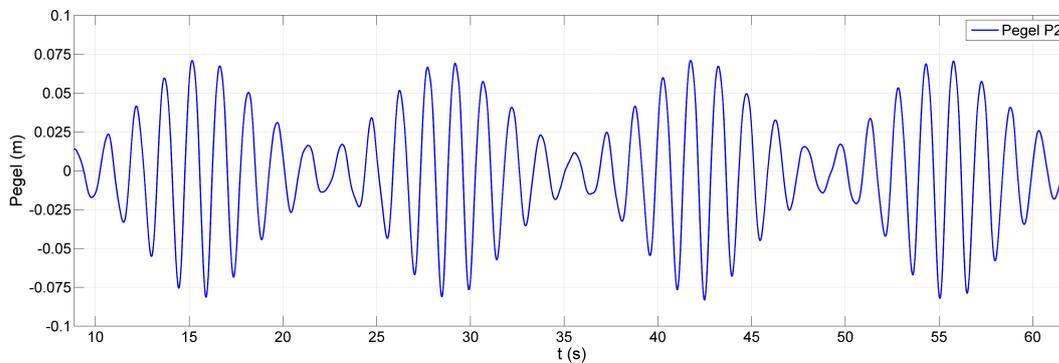


Abbildung 3.52: Wellenpegel bei Versuch R06-V11, Wellenüberlagerung W3+W4

Wenn die Ergebnisse der Addition der beiden gemessenen Längskräfte bei Versuchen mit einzelnen Wellen mit denen der Längskraft bei Doppelwelle übereinstimmen, dann ist die Gültigkeit der linearen Superposition bestätigt. Vorab ist aber anzumerken, dass bichromatische Wellen in ihrem Spektrum von Natur aus Nichtlinearitäten aufweisen, wie z. B. die Frequenz der Einhüllenden. Die Aufschlüsselung der einzelnen Versuchsbedingungen sind in Tabelle A.7 gelistet. Für bessere Interpretierbarkeit der Ergebnisse wird die prozentuale Abweichung der gemessenen Kraft bei Doppelwelle F_D zur Addition der Längskraft der Einzelwellenversuche F_E verglichen, siehe Abbildung 3.53.

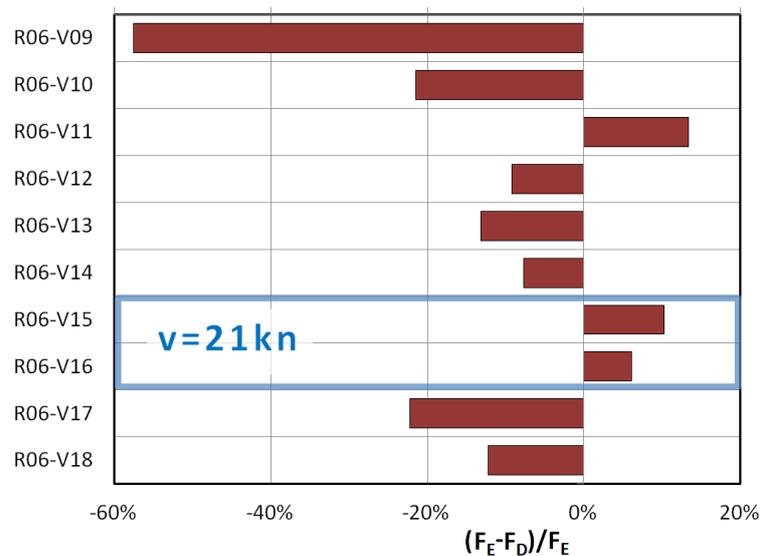


Abbildung 3.53: Abweichung der mittleren Kräfte für bei Wellenüberlagerung

Die Abweichung des Kraftmittels liegt in allen Fällen zwischen 10 und 20%. Es gibt nur eine Ausnahme mit Versuch R06-V09 (W2+W3), wo die Abweichung erheblich größer ist. Bei Wellen von hinten, Versuche R06-V17 und R06-V18 sind die Abweichungen tendenziell eher höher. Interessant ist, dass bei Fahrt und frontal einfallender Welle die Abweichungen unter 10% liegen.

4 Numerische Untersuchung

4.1 Beschreibung des numerischen Verfahrens

Im Folgenden werden die Grundlagen des numerischen Verfahrens vorgestellt, welches zur Berechnung der mittleren Wellenkräfte auf das untersuchte Schiff verwendet wurde. Bei dem Verfahren handelt es sich um den CFD-Code *Neptuno*, welcher die RANS-Gleichungen (Reynolds averaged Navier-Stokes-Gleichungen) numerisch löst.

Zur Beschreibung der Strömung eines inkompressiblen, viskosen Fluids werden die Impuls- und Massenerhaltungsgleichungen gelöst. Im Falle eines newtonschen Fluids sind die zu lösenden Gleichungen die Navier-Stokes-Gleichung für die Impulserhaltung sowie die Kontinuitätsgleichung für die Massenerhaltung. Die verwendeten Gleichungen sollen hier lediglich der Vollständigkeit halber vorgestellt werden, die detaillierte Herleitung ist an vielerlei Stellen – beispielsweise in Spurk (1996) – beschrieben.

4.1.1 Navier-Stokes-Gleichung

Die Navier-Stokes-Gleichung beschreibt zusammen mit der Kontinuitätsgleichung die Bewegung eines inkompressiblen Fluids vollständig. In kartesischen Koordinaten und unter Verwendung der Tensornotation lautet sie:

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial \xi_j} = \rho b_i - \frac{\partial p}{\partial \xi_i} + \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial \xi_j} + \frac{\partial u_j}{\partial \xi_i} \right) \right] \quad (4.1)$$

Hierbei bezeichnen ξ_i die kartesischen Komponenten des Inertialsystems, u_i die kartesischen Komponenten des Geschwindigkeitsvektors, p den Druck, ρ und μ Dichte und dynamische Viskosität des Fluids und b_i externe Volumenkräfte.

4.1.2 Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichung beschreibt die Erhaltung der Masse in einem betrachteten Kontrollvolumen. Dies wird durch folgende Gleichung ausgedrückt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial \xi_j} = 0 \quad (4.2)$$

Für inkompressible Strömungen gilt $\rho = \text{const.}$, womit sich die Gleichung vereinfacht:

$$\frac{\partial u_j}{\partial \xi_j} = 0 \quad (4.3)$$

Ein Problem bei der Lösung der Navier-Stokes-Gleichung ist das Fehlen einer unabhängigen Gleichung für den Druck. Daher wird die Kontinuitätsgleichung genutzt, um in einem sequentiellen Verfahren die Einhaltung der Kontinuitätsgleichung in jeder Zelle über eine Korrektur des Druckfeldes sicherzustellen (Ferziger und Peric 2002). In diesem Fall handelt es sich um das sogenannte SIMPLE-Verfahren von Patankar und Spalding (1972), welches an dieser Stelle jedoch nicht näher dargestellt werden soll. Der Grundgedanke ist, dass zunächst die Impulsgleichung mit einem vorläufigen (und somit nicht korrekten) Druckfeld relativ ungenau gelöst wird. Anschließend werden die Geschwindigkeiten mit Hilfe der sogenannten Druckkorrekturgleichung so korrigiert, dass die Kontinuitätsgleichung erfüllt wird. Durch die Korrektur ist jedoch die Impulsgleichung wieder verletzt, weshalb die zuvor genannten Schritte wiederholt werden. Nach Ende dieser sogenannten SIMPLE-Iteration erhält man ein divergenzfreies Vektorfeld der Geschwindigkeit, welches die Navier-Stokes-Gleichung erfüllt. (für Details der Implementierung siehe Cura Hochbaum (1994))

4.1.3 Turbulenzmodell

Die starke zeitliche und örtliche Instationarität auf einer breiten Längen- und Zeitskala macht eine direkte Lösung der Navier-Stokes-Gleichung für praktische Zwecke unmöglich. Nach einer Aufspaltung der Variablen in einen zeit- bzw. ensemblegemittelten Wert und eine Schwankung erhält man die Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichung (RANSE):

$$\frac{\partial (\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial \xi_j} = \rho b_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi_i} + \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \xi_i} \right) \right] - \frac{\partial (\overline{\rho u'_i u'_j})}{\partial \xi_j} \quad (4.4)$$

Der Term $(-\overline{\rho u'_i u'_j})$ wird als Reynolds-Spannung bezeichnet. Durch das Hinzukommen dieses zusätzlichen Terms existieren mehr Unbekannte als Gleichungen. Das System ist daher nicht mehr komplett beschrieben. Dies wird auch als Schließungsproblem bezeichnet. Gelöst wird es durch die

4.1 Beschreibung des numerischen Verfahrens

Einführung eines zusätzlichen Modells, welche Gleichungen für die Beschreibung der Turbulenz einführt und das Gleichungssystem durch die Vorgabe von empirisch ermittelten Konstanten schließt. Hier kommt das k - ω -Modell von Wilcox zum Einsatz. Grundlage dieses Modells ist der Boussinesq-Ansatz, welcher den Einfluss der Turbulenz als eine künstliche Erhöhung der Viskosität des Fluids abbildet:¹

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \xi_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (4.5)$$

Diese zusätzliche „turbulente“ Viskosität μ_T wird in diesem Modell durch die kinetische Energie k sowie eine spezifische Dissipation ω beschrieben (Wilcox 1988, 1993):

$$\mu_T = \frac{\rho k}{\omega} \quad (4.6)$$

Die zu lösenden Erhaltungsgleichungen sind:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial \xi_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_j} - \rho \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial \xi_j} \right] \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \omega}{\partial \xi_j} = \frac{\gamma \omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_j} - \rho \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left[(\mu + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial \xi_j} \right] \quad (4.8)$$

Die Modellkonstanten sind $\gamma = \frac{5}{9}$, $\beta = 0.075$, $\beta^* = 0.09$ und $\sigma^* = \sigma = 0.5$.

Bedingt durch die Einführung eines mathematisches Modell unterliegt die berechnete Lösung einem Modellfehler. Durch die Wahl eines besseren Turbulenzmodells ließe sich dieser Fehler verkleinern. Da es sich bei dem k - ω -Modell jedoch um ein weit verbreitetes Modell handelt, welches einen guten Kompromiss zwischen Qualität der Ergebnisse und Berechnungszeit darstellt, wird der Modellfehler in Kauf genommen und an dieser Stelle nicht weiter diskutiert. Details zur Implementierung finden sich in Cura Hochbaum (1999).

4.1.4 Modellierung der freien Oberfläche

Die Beschreibung der freien Oberfläche (FO) erfolgt mit Hilfe einer sogenannten „Surface Capturing Technique“. Hierbei wird die Trennfläche zwischen den Medien Luft und Wasser durch eine weitere Erhaltungsgleichung beschrieben. Im Falle der hier verwendeten „Level-Set-Funktion“ handelt es

¹ Im Folgenden wird auf die Notation der Striche für die Mittelung verzichtet, es sind jedoch immer die gemittelten Geschwindigkeiten und Drücke gemeint.

sich um eine Abstandsfunktion, deren Isofläche $\phi = 0$ die Trennfläche beider Phasen wiedergibt (Osher und Sethian 1988; Sussman u. a. 1994):

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial u_j \phi}{\partial \xi_j} = 0 \quad (4.9)$$

Die Größen ρ und ν werden im gesamten Strömungsgebiet in Abhängigkeit der Level-Set-Funktion ϕ bestimmt. Ist sie positiv, befindet sich in dieser Zelle Wasser, ist sie negativ, befindet sich dort Luft. Der Übergang zwischen beiden Phasen wird durch eine Übergangsfunktion geglättet. Dadurch erhält man den Interpolationsfaktor c , welcher Werte im Intervall von $[0, 1]$ annehmen kann. Im Falle $c = 1$ ist die Zelle vollständig mit Wasser gefüllt, im Falle $c = 0$ vollständig mit Luft. Die zu lösenden Gleichungen werden nun für beide Phasen gemeinsam aufgestellt und lediglich die Stoffeigenschaften Dichte und Viskosität werden in Abhängigkeit von c gewählt:

$$\rho = \rho_L + c(\rho_W - \rho_L) \quad (4.10)$$

Hierbei bezeichnet ρ_L die Dichte der Luftphase, ρ_W die Dichte der Wasserphase. Die Bestimmung der Viskosität ν erfolgt analog.

Ein Problem der Level-Set-Funktion ist, dass bei dem Transport von ϕ der Charakter der Abstandsfunktion verloren geht. Daher ist es erforderlich, die Level-Set-Funktion nach jedem Zeitschritt zu reinitialisieren. Dies erfolgt mit Hilfe der folgenden Differentialgleichung:

$$\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial \tau} + S(\phi) \left(\sqrt{\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial \xi_i} \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial \xi_i}} - 1 \right) = 0 \quad (4.11)$$

Hierbei ist $\hat{\phi}$ die Anfangsbedingung, τ ein Pseudozeitschritt und $S(\phi)$ die geglättete Vorzeichenfunktion mit dem Glättungsfaktor ϵ :

$$S(\phi) = \frac{\phi}{\sqrt{\phi^2 + \epsilon^2}} \quad (4.12)$$

Das genaue Verfahren ist in Cura Hochbaum und Vogt (2002b) nachzulesen.

4.1.5 Bewegungen

Die Bewegungen werden im benutzten RANS-Löser *Neptuno* durch eine Translation und Rotation des gesamten Berechnungsgebiets ermöglicht. Hierfür werden alle Gleichungen im schiffsfesten System geführt. Dieses Verfahren ist sehr einfach und daher auch relativ robust. Ein Nachteil bei diesem Verfahren ist, dass sich die Lage der freien Oberfläche im schiffsfesten Gitter während der Berechnung ändert und dadurch eine feine Auflösung in einem größeren Bereich erforderlich ist.

Um diese auch im Außenbereich zu ermöglichen, werden die Zellen aufgeweitet, was eine deutliche Erhöhung der Gesamtzellzahl zur Folge hat, siehe Abbildung 4.1.

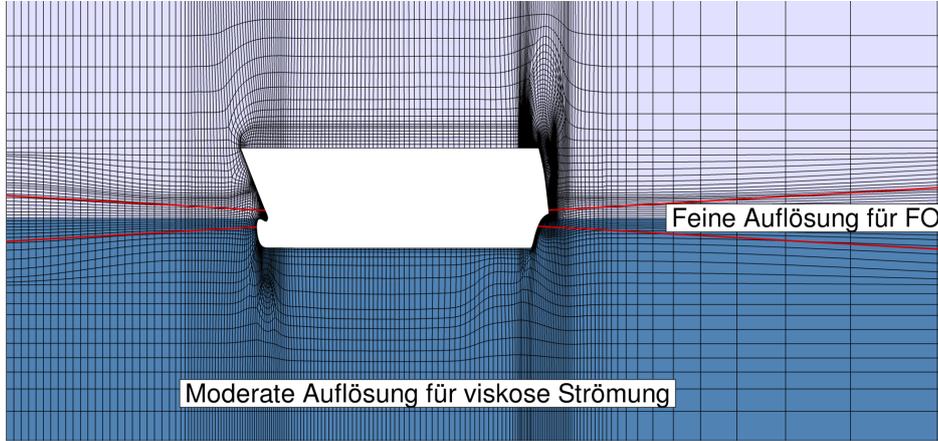


Abbildung 4.1: Aufweitung der Zellen für die Auflösung der freien Oberfläche (FO)

Andere Verfahren wären beispielsweise „morphing“, „sliding“ oder „overset grids“. Bei „morphing grids“ wird eine Zone um das Schiff herum definiert, in welcher die Zellen verformt werden. Die Brandung am Schiff und den Außengrenzen der Domain bleibt also unverändert. Der Vorteil bei dieser Variante ist, dass keine sektorförmige Aufweitung notwendig ist und somit Zellen gespart werden können. Diese Variante macht die Führung von Zellseitengeschwindigkeiten erforderlich, da sich die Zellen im Laufe der Simulation verformen. Bei sogenannten „sliding grids“ wird beispielsweise das Schiff in einem zylindrischen oder sphärischen Netz vergittert, welches in das Gesamtberechnungsgebiet eingebettet wird und sich relativ zum Außengitter bewegen kann. Diese Variante erfordert das Führen der Bewegungsgleichung in mehreren Koordinatensystemen. Die Verwendung von „overset grids“, welche die unabhängige, überlappende Vernetzung von einzelnen Bereichen erlaubt, bietet die größtmögliche Flexibilität. Die Gleichungen werden auf allen Teilgittern gelöst und im Überlappungsbereich werden die Größen zwischen den Gittern ausgetauscht. Ein großes Problem bei diesem Verfahren stellt jedoch die schwer einzuhaltende Konservativität des Verfahrens dar, welche die Verwendung von aufwendigen Interpolationsverfahren erforderlich macht.

Aufgrund der oben genannten Punkte wurde schlussendlich die Bewegung durch eine mitbewegte Domain realisiert. Dies hat jedoch zur Folge, dass die Bewegungsgleichungen am einfachsten im schiffsfesten System geführt werden. Dies bedeutet, dass die Gleichung 4.4 um die sogenannten Scheinkräfte ergänzt werden muss, siehe Cura Hochbaum und Vogt (2002b):

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial (v_i v_j)}{\partial x_i} = & b_i - \frac{\partial p + 2/3r_1k}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{r_2}{\text{Rn}} + \nu_t \right) \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\cos \alpha_i}{\text{Fn}^2} \quad (4.13) \\ & - (\dot{u}_i + \epsilon_{ijk}\omega_j u_k) - \epsilon_{ijk}\omega_j \epsilon_{kmn}\omega_m x_n - 2\epsilon_{ijk}\omega_j v_k - \epsilon_{ijk}\dot{\omega}_j x_k \end{aligned}$$

Im Gegensatz zu der Gleichung 4.4 wurde die gesamte Gleichung 4.13 mit ρ_W , L und u_0 dimensionslos gemacht. Die Ausdrücke $r_1 = \rho/\rho_W$ und $r_2 = \nu/\nu_W$ sind die lokale Dichte und lokale Viskosität, jeweils mit der Dichte und Viskosität von Wasser dimensionslos gemacht. Der Wert von r_1 und r_2 ist 1 im Wasser und 0.00125 beziehungsweise 15.0 in Luft. Weiterhin wurde der Reynoldsspannungsterm durch den Boussinesq-Ansatz ersetzt. Die Richtungs-cosinusse des Gravitationsvektors werden mit α_i bezeichnet. Die Terme in der zweiten Zeile sind Scheinkräfte, die durch die Formulierung der Impulserhaltungsgleichung im bewegten Koordinatensystem hinzukommen. Der erste Term repräsentiert die Beschleunigung des Ursprungs, der zweite Term die Zentrifugalkraft und der dritte die Corioliskraft.

Das oben genannte Verfahren ist prinzipiell für Simulationen mit Rollbewegung geeignet. Hier wurde jedoch auf eine Freigabe der Rollbewegung verzichtet, da aufgrund der hohen metazentrischen Höhe von 2.75 m (siehe Tabelle 3.4) das vorhandene Testschiff kaum rollt. Darüber hinaus zeigten potentialtheoretische Berechnungen, dass der Einfluss der Rollbewegung auf die mittleren Kräfte für den betrachteten Fall vernachlässigbar war, siehe hierzu auch Kommentar über die Beeinflussung der Rollbewegung in den Experimenten durch die Seilzugsensoren (siehe Kapitel 3.4.2).

4.2 Numerischer Strand und Erzeugung der Wellen

Eine Schwierigkeit bei Simulationen mit freier Wasseroberfläche ist die Reflektion von Wellen an den Berandungen der Domain. Zur Vermeidung dieser Reflektionen werden in *Neptuno* Zellexpansionen zu den Seiten vorgenommen, welche eine numerische Dämpfung der Wellen durch künstliche Diffusion bewirken. Darüber hinaus wurde der sehr schlichte, vorhandene „numerische Strand“ durch einen deutlich effektiveren ersetzt. Dieser Strand basiert auf Schumann (2015) und verwendet Quellterme in der Impulserhaltungsgleichung zur Vorgabe der Orbitalgeschwindigkeiten der Welle im Feld:

$$b_i = c_b k_r (u_i - u_{S,i}) \quad (4.14)$$

Hierbei ist c_b eine Konstante, über welche sich die Intensität des Strandes steuern lässt. Über die Größe k_r wird der Wirkungsbereich des Strandes eingeschränkt. Hierfür wird eine Funktion verwendet, welche in der Nähe des Schiffes den Wert 0 hat, dann quadratisch ansteigt und im Außenbereich den Wert 1 hat, siehe Abbildung 4.2 links. Damit es am Außenrand nicht zu einer Vorgabe von Druck und Geschwindigkeit kommt, wird die Dämpfung des Strandes zum Auslass hin wieder reduziert. Die Größe $u_{S,i}$ bezeichnet den Sollwert der Geschwindigkeit:

$$u_{S,i} = u_T + k_W u_{W,i} \quad (4.15)$$

Hierbei ist u_T der Sollwert der Geschwindigkeit im mitbewegten Koordinatensystem und $u_{W,i}$ die Orbitalgeschwindigkeit der Welle. Der Faktor k_W steuert die Vorgabe der Welle. Da im Außenbereich der Domain das Gitter expandiert wurde, ist es nicht wünschenswert die Welle in diesem grob aufgelösten Bereich vorzugeben. Daher wird über eine cosinusförmige Rampenfunktion das Gebiet, in welchem die Welle vorgegeben wird, beschränkt. Dieses Gebiet ist in Abbildung 4.2 (Mitte) dargestellt. Das rechte Bild zeigt das Produkt von k_W und k_r und somit den Bereich, in welchem die Wellen durch den numerischen Strand generiert werden.

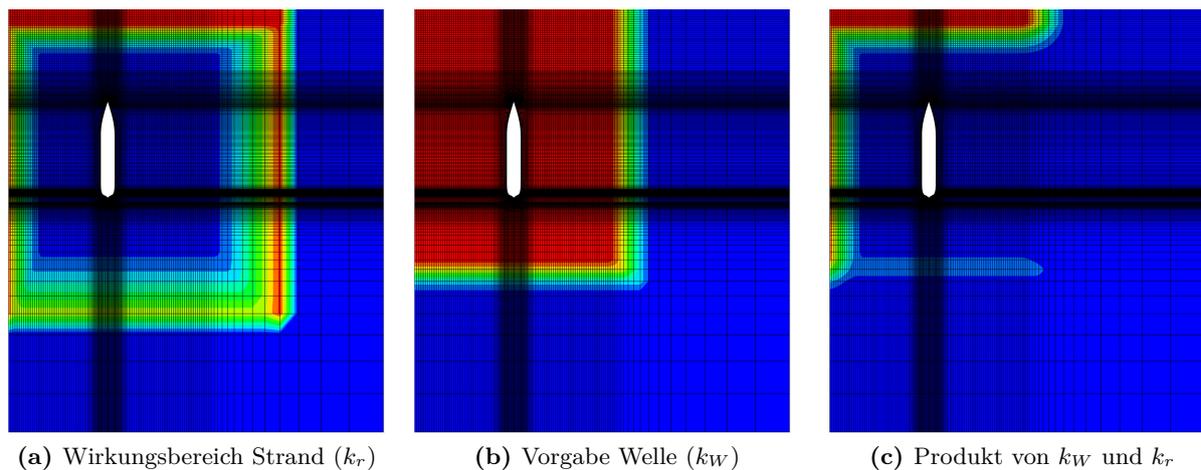


Abbildung 4.2: Numerischer Strand

Die Behandlung des Strandes erfolgt implizit. Da das Produkt $c_b k_r$ immer positiv ist, stärkt dieser Term die Diagonaldominanz der Matrix des diskretisierten Gleichungssystems.

In Abbildung 4.3 ist auf der linken Seite der zeitliche Verlauf der dimensionslosen Längskraft dargestellt, welcher ohne Strand auf dem groben Berechnungsgitter eine deutliche Reflektion der im Berechnungsgebiet vorhandenen Anfahrtswelle zeigt. Die Lösung mit aktiviertem Strand hingegen ist frei von Störungen. Auf der rechten Seite ist der Verlauf der Residuen von Impuls- und Massenerhaltungsgleichung gezeigt. Es ist erkennbar, dass die Residuen mit aktiviertem Strand über die gesamte Simulation fallen, während ohne Strand sich aufgrund der Reflektion keine stationäre Situation ergibt und somit die Residuen stagnieren.

4.2.1 Numerisches Federsystem

Bei der Messung der mittleren Kräfte wird das Modell über Schlitten – welche über Federn mit dem Messrahmen verbunden sind – geführt. Um eine direkte Vergleichbarkeit mit den durchgeführten Modellversuchen herzustellen, wurde in *Neptuno* ein virtuelles Federsystem implementiert. Dieses fügt auf der rechten Seite der Bewegungsgleichungen die Rückstellkräfte durch die Federn

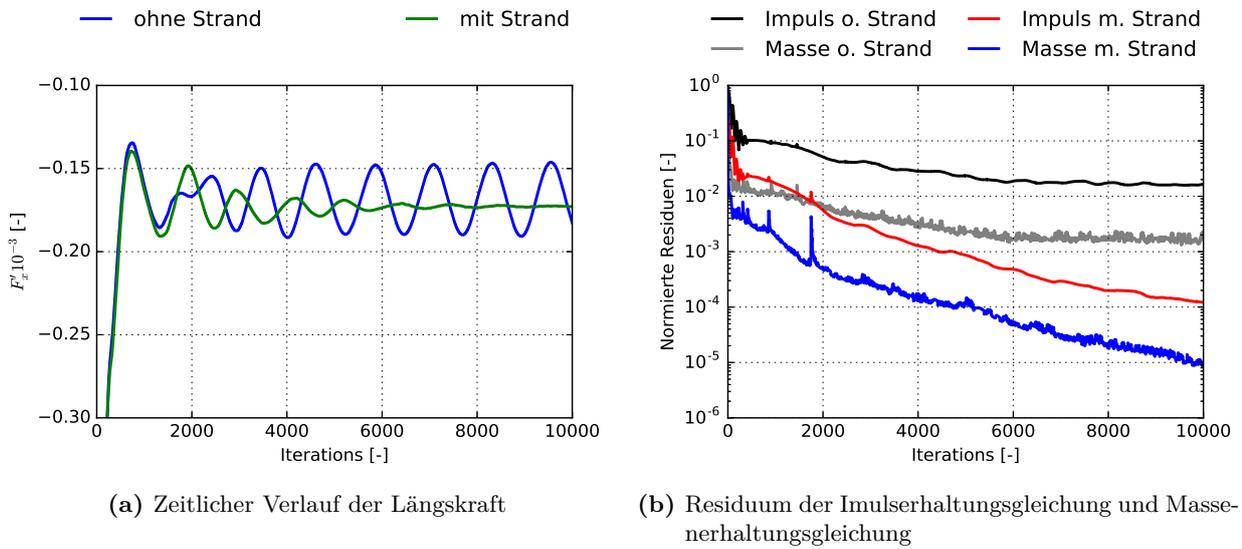


Abbildung 4.3: Verbesserte Konvergenz durch Strand

hinzu. Da alle Gleichungen in dimensionsloser Form geführt werden, wurden die Federkonstanten dimensionslos gemacht:

$$c'_x = \frac{c_x}{\rho g L_{PP}^2} \quad (4.16)$$

Da das Modell in diesem Fall durch einen „virtuellen Schleppwagen“ gezogen wird, wird ein schleppwagenfestes Koordinatensystem mit den Koordinaten $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ definiert. Die Transformationsmatrix zwischen erdfesten Koordinaten und schleppwagenfesten Koordinaten lautet:

$$T_{SW} = \begin{pmatrix} \cos(\psi_{SW}) & -\sin(\psi_{SW}) & 0 \\ \sin(\psi_{SW}) & \cos(\psi_{SW}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

Hierbei ist ψ_{SW} der „Kurswinkel“ des virtuellen Schleppwagens. Da sich das Modell während der Simulation gegenüber dem Schleppwagen verdrehen kann, ist ψ_{SW} manchmal leicht unterschied-

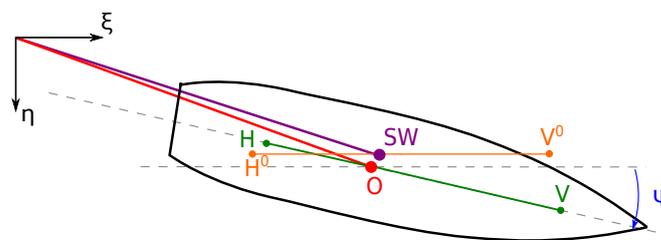


Abbildung 4.4: Skizze des numerischen Federsystems

lich zu ψ . Unter Annahme einer konstanten Fahrtgeschwindigkeit u_{SW} entlang der schleppwagenfesten Längsachse ergeben sich folgende erdfeste Koordinaten des Ursprungs des Schleppwagens $(\xi_{SW}, \eta_{SW}, \zeta_{SW})$ für den Zeitpunkt t :

$$\begin{pmatrix} \xi_{SW} \\ \eta_{SW} \\ \zeta_{SW} \end{pmatrix} = T_{SW} \begin{pmatrix} \hat{u}_{SW} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} t \quad (4.18)$$

Hierbei ist zu beachten, dass der Ursprung des Schleppwagens zum Zeitpunkt $t = 0$ im Ursprung O des Schiffes liegt.

Um die Federkräfte zu jeder Zeit der Simulation bestimmen zu können, müssen die Federdehnungen berechnet werden. Dazu ist die Kenntnis der Koordinaten der Federangriffspunkte H und V (siehe Abbildung 4.4) im erdfesten System erforderlich. Die Koordinaten der Ruhelage der vorderen Feder im Bezug auf den bewegten Ursprung des Schleppwagens lauten $\hat{x}_v^0, \hat{y}_v^0, \hat{z}_v^0$. Da der Ursprung des Schleppwagens zum Zeitpunkt $t = 0$ mit dem des Schiffes übereinstimmt, sind diese Koordinaten identisch zu denen im schiffsfesten System. Diese sind konstant und werden einmalig zu Beginn der Simulation bestimmt. Damit ergibt sich – mit der konstanten Transformationsmatrix T_{SW} – folgende erdfeste Koordinaten der Ruhelage:

$$\begin{pmatrix} \xi_v^0 \\ \eta_v^0 \\ \zeta_v^0 \end{pmatrix} = T^0 \begin{pmatrix} \hat{x}_v^0 \\ \hat{y}_v^0 \\ \hat{z}_v^0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \xi_{SW} \\ \eta_{SW} \\ \zeta_{SW} \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

Zur Bestimmung der aktuellen Federposition im erdfesten System werden die Rotationen mit Hilfe der Transformationsmatrix T (siehe Gleichung 2.2) erfasst. Die Koordinaten ξ, η, ζ sind im erdfesten, die Koordinaten x, y, z im schiffsfesten System. ξ_O, η_O, ζ_O bezeichnet die Position des Ursprungs des Schiffes im erdfesten System, x_v, y_v, z_v die Position der vorderen Feder im schiffsfesten System – die folgenden Gleichungen gelten für die hintere Feder (x_h, y_h, z_h) analog:

$$\begin{pmatrix} \xi_v \\ \eta_v \\ \zeta_v \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} x_v \\ y_v \\ z_v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \xi_O \\ \eta_O \\ \zeta_O \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

Die Auslenkung der Federn entspricht der Differenz dieser beiden Positionen. Die erdfeste Kraft erhält man durch Multiplikation mit der entsprechenden Federkonstante:

$$\begin{pmatrix} F_{\hat{x}v} \\ F_{\hat{y}v} \\ F_{\hat{z}v} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} c_{xv} & 0 & 0 \\ 0 & c_{yv} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot T_{SW}^t \begin{pmatrix} \xi_v - \xi_v^0 \\ \eta_v - \eta_v^0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

Die Kräfte werden anschließend über die transponierte Transformationsmatrix wieder in das schiffsfeste System übertragen:

$$\begin{pmatrix} F_{xv} \\ F_{yv} \\ F_{zv} \end{pmatrix} = T^t T_{SW} \begin{pmatrix} F_{\hat{x}v} \\ F_{\hat{y}v} \\ F_{\hat{z}v} \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Nach der Transformation können die resultierenden Momente berechnet werden:

$$\begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_v F_z - z_v F_y \\ z_v F_x - x_v F_z \\ x_v F_y - y_v F_x \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

Diese Kräfte und Momente werden dann als externe Beiträge auf der rechten Seite der jeweiligen Bewegungsgleichung addiert. Zur Überprüfung der korrekten Implementierung des Federsystems wurden Berechnungen durchgeführt, bei denen das Schiff beispielsweise in Längsrichtung ausgelenkt wurde und die Einstellung einer abklingenden Schwingung mit der Eigenfrequenz der Feder $\omega = \sqrt{\frac{c}{m}}$ untersucht wurde.

4.3 Berechnungsgitter

Bei dem Berechnungsgitter handelt es sich um ein blockstrukturiertes Gitter, welches mit der kommerziellen Software *GridPro* erstellt wurde. Das Gitter besitzt eine Verfeinerungsregion nahe der freien Oberfläche, welche an den Rändern vor und hinter dem Schiff sektorförmig aufgeweitet wurde, siehe Abschnitt 4.1.4. Um eine möglichst hohe Zellanzahl in dieser Verfeinerungsebene zu erhalten, wurde auf eine Modellierung der Wellen und Wellenböcke verzichtet. Der Einfluss dieser Anhänge auf mittlere Seegangskräfte ist klein und daher beeinträchtigt diese Entscheidung die Qualität der Ergebnisse nicht. Da das Ruder einen signifikanten Einfluss auf die Unterwasserlateralfäche hat, wurde dies mitmodelliert. Am Auslass hinter dem Schiff und dem Steuerbordrand wurde das Gitter expandiert, um die Wellen zu dämpfen. Das Gitter ist in Abbildung 4.5 und 4.6 dargestellt. Es existieren drei Gittervarianten mit Zellzahlen von 10.4 Millionen für das feine Gitter, 4 Millionen für das mittlere Gitter und 1.2 Millionen für das grobe Gitter. Alle Berechnungen wurden auf dem mittleren Gitter durchgeführt.

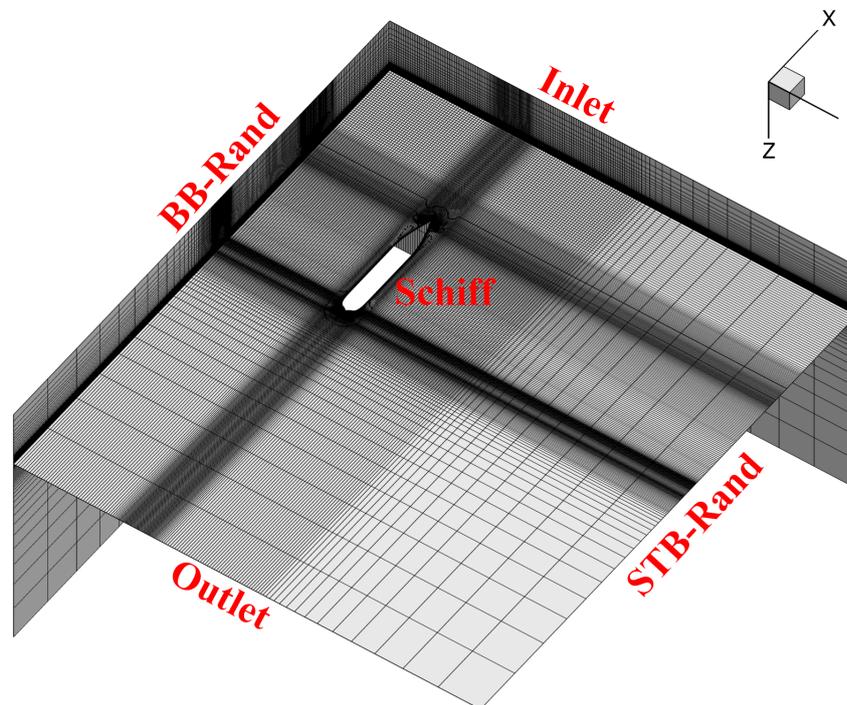


Abbildung 4.5: Zellverteilung in der FO-Ebene

Bei Berechnungen mit freier Oberfläche ist es üblich die Grenzschicht in Wandnähe mittels des logarithmischen Wandgesetzes zu approximieren. In diesem Fall wurde der dimensionslose Wandabstand zu $y^+ = 80$ gewählt.

Um den Einfluss des Gitters auf die Lösung zu untersuchen und um ein optimales Gitter zu generieren, wurden diverse Gitterversionen mit verschiedenen Netzerzeugern generiert. So wurde beispielsweise ein Gitter mit der Software *ICEM* erstellt, welches alle Anhänge beinhaltete. Die Qualität der Ergebnisse bei Berechnungen in Wellen auf diesem Gitter ist jedoch schlechter, als auf dem GridPro-Gitter und daher wurde dies verworfen. Es ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

4.4 Ergebnisse der Berechnungen

Im Folgenden wird die Vorgehensweise bei der Auswertung der numerischen Berechnungen am Beispiel einiger ausgesuchter Fälle exemplarisch gezeigt. Es wurden drei verschiedene Konstellationen untersucht: Zunächst wurden Berechnungen unter Vorausfahrt mit fixiertem Schiff durchgeführt. Anschließend wurden Berechnungen ohne Vorausfahrt, dafür jedoch mit Bewegung, durchgeführt. In der dritten Konstellation wurde das Schiff unter Vorausfahrt mit freigegebenen Bewegungen

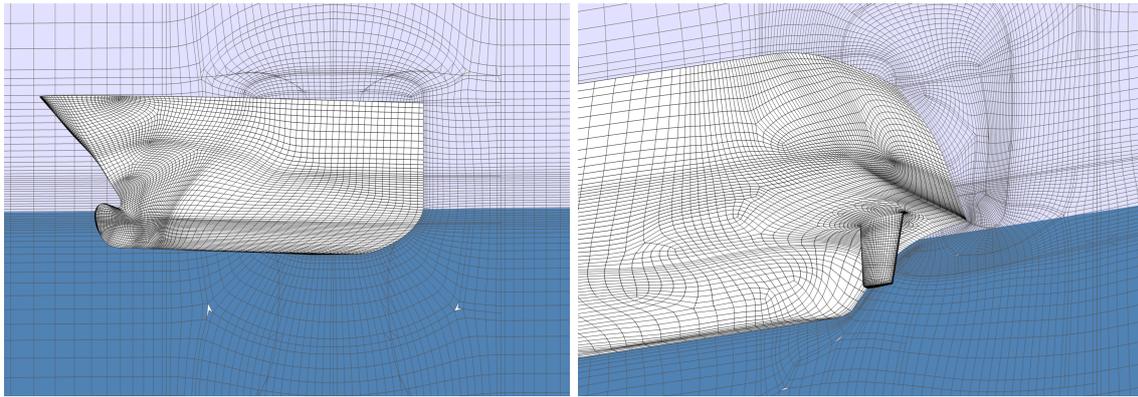


Abbildung 4.6: Gitter im Bug- und Heckbereich

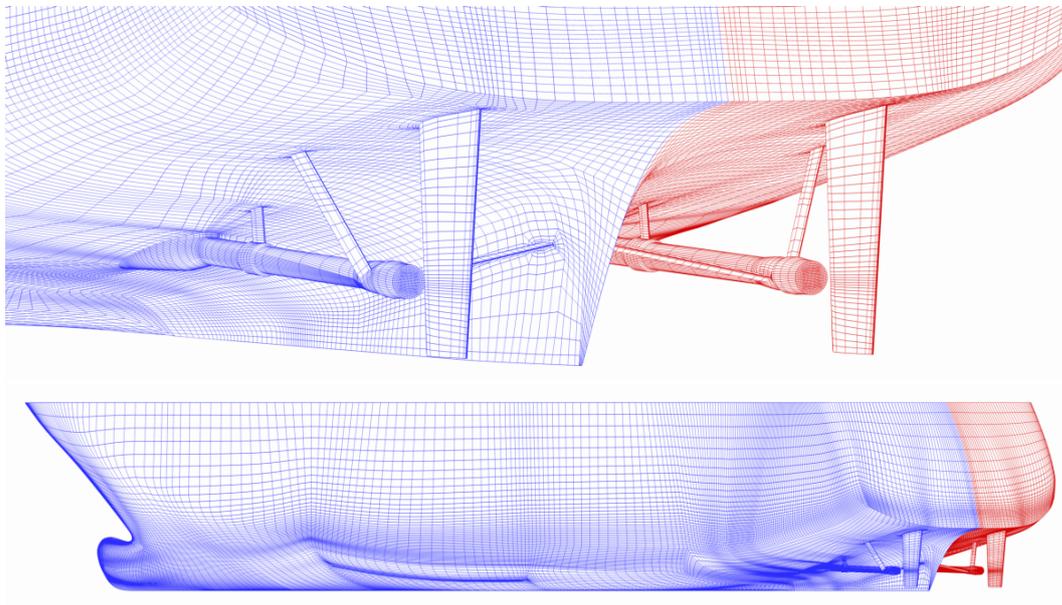


Abbildung 4.7: Altes Gitter mit allen Anhängen

untersucht. Darüber hinaus werden die numerischen Berechnungen mit experimentellen Daten verglichen.

4.4.1 Glattwasserlösung

Als Ausgangspunkt aller Berechnungen in Wellen dient eine auskonvergierte Glattwasserlösung. Der ermittelte Glattwasserwiderstand wird zur Berechnung des Zusatzwiderstandes benötigt. Aus diesem Grund ist eine genaue Vorhersage des Glattwasserwiderstandes erforderlich. Die Berechnung erfolgt zunächst für 10000 Pseudozeitschritte mit gefesseltem Schiff. Für die Berechnungen mit frei-

4.4 Ergebnisse der Berechnungen

gegebenen Bewegungen wurde der Glattwasserwiderstand unter Berücksichtigung von dynamischer Tiefertauchung und Trim bestimmt.

Untersucht wurde zunächst die Konvergenz der Rechnung. In Abbildung 4.8 ist deutlich die Konvergenz der stationären Glattwasserlösung zu sehen. Die Residuen der Impuls- und Massenerhaltung fallen, während die Kraft gegen einen Mittelwert konvergiert.

Abbildung 4.9 zeigt die anschließende Fortsetzung der Rechnung mit freigegebener dynamischer Schwimmlage. Da es sich bei dieser Rechnung im Gegensatz zu der vorherigen Berechnung um eine transiente Rechnung handelt, werden die Residuen zu Beginn (dicke Linien) und Ende (dünne Linien) der SIMPLE-Iterationen ausgegeben. Es ist zu erkennen, dass die Residuen für jeden Zeitschritt fallen, nach der Bewegung des Schiffes – und der damit verbunden Änderung der Strömung – wieder steigen. Die Ergebnisse der stationären Rechnung finden sich in Tabelle 4.1. Hierbei wurden die Ergebnisse der HSVA für den Vergleich auf Modellgröße TUB skaliert. Der Unterschied zwischen der numerisch berechneten Auftriebskraft und der vorgegebenen Gewichtskraft beträgt weniger als 1%, was jedoch in einer Änderung der Tiefertauchung von 0.1 cm resultiert.

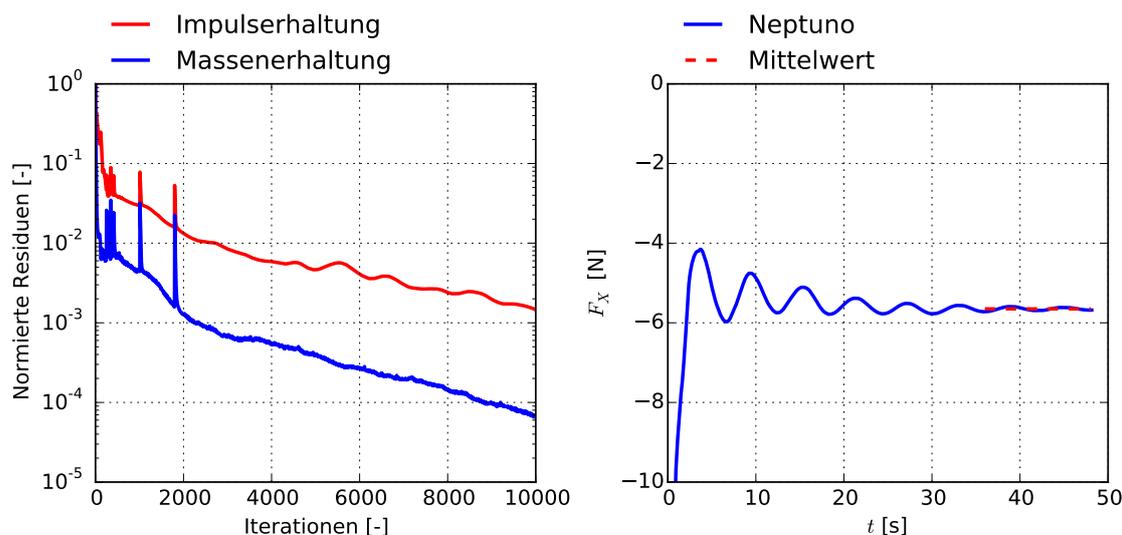


Abbildung 4.8: Konvergenz der stationären Berechnung für das festgehaltene Schiff

Tabelle 4.1: Ergebnisse der stationären Berechnung

	NEP fix	TUB fix	NEP free	HSVA free	TUB free
R_T	5.605 N	5.65 N	5.715 N	5.79 N	5.8 N
R_F	4.516 N	-	4.594 N	-	-
R_P	1.089 N	-	1.536 N	-	-
Θ			-0.02 °	0.01 °	0.01 °
z			0.43 cm	0.33 cm	0.59 cm

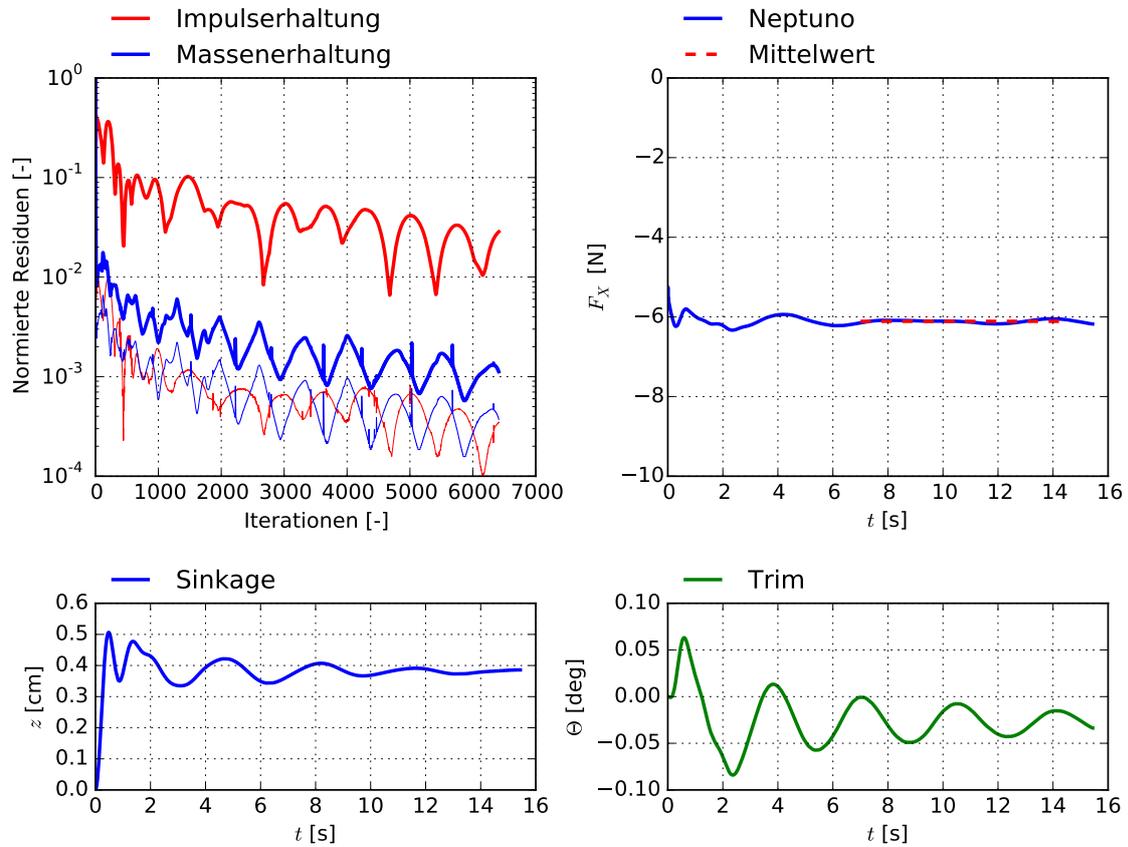


Abbildung 4.9: Konvergenz, dynamische Tiefertauchung und Trim der stationären Berechnung mit freigegebenem Schiff

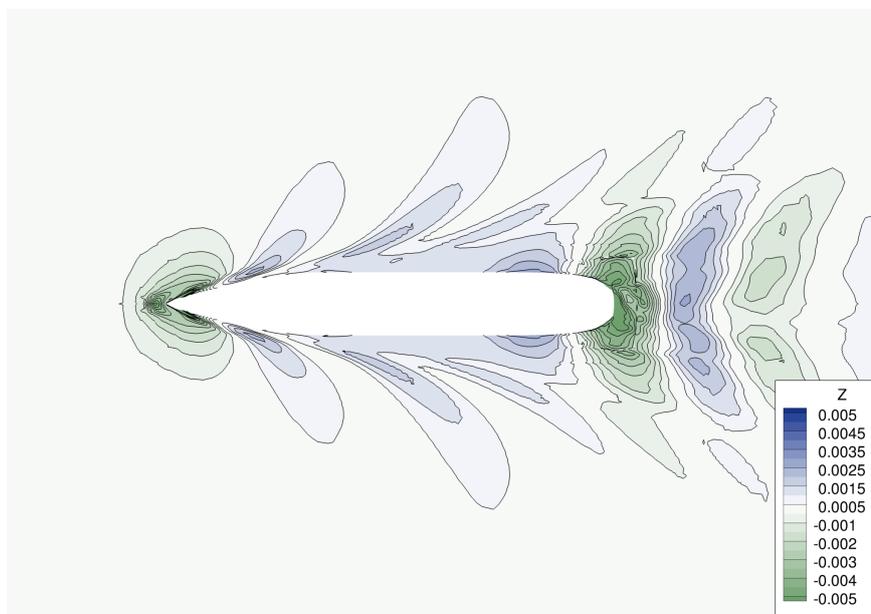


Abbildung 4.10: Wellenbild der stationären Berechnung

4.4.2 Berechnungen mit gefesseltem Schiff und Vorausfahrt

Im ersten zu untersuchenden Fall wurden sämtliche Bewegungen komplett unterbunden. Die wirkenden hydrodynamischen Kräfte sind somit reine Diffraktionskräfte. Die Berechnungen und zugehörigen Auswertungen für diesen Fall sind deutlich einfacher als für den Fall mit Bewegung. Untersucht wurden die Wellen aus der Messkampagne der TUB, siehe 3.5. Die Welleneinfallswinkel wurden in Schritten von 22.5° zwischen 0° und 180° variiert. Für die Situationen mit Welleneinfallswinkeln von $\alpha = 0^\circ$ und 180° existieren Messwerte aus der Versuchskampagne an der TUB.

Beispielfall: Von vorne einlaufende Welle

Abbildung 4.11 zeigt Schnappschüsse der Wellenerhebung für den Fall einer Welle von vorne für vier verschiedene Wellenlängen bei konstanter Steilheit. Die Skalen der Konturlinien sind identisch. Abbildung 4.12 zeigt die Qualität der generierten Welle. Hierfür wurde ein Längsschnitt bei $y' =$

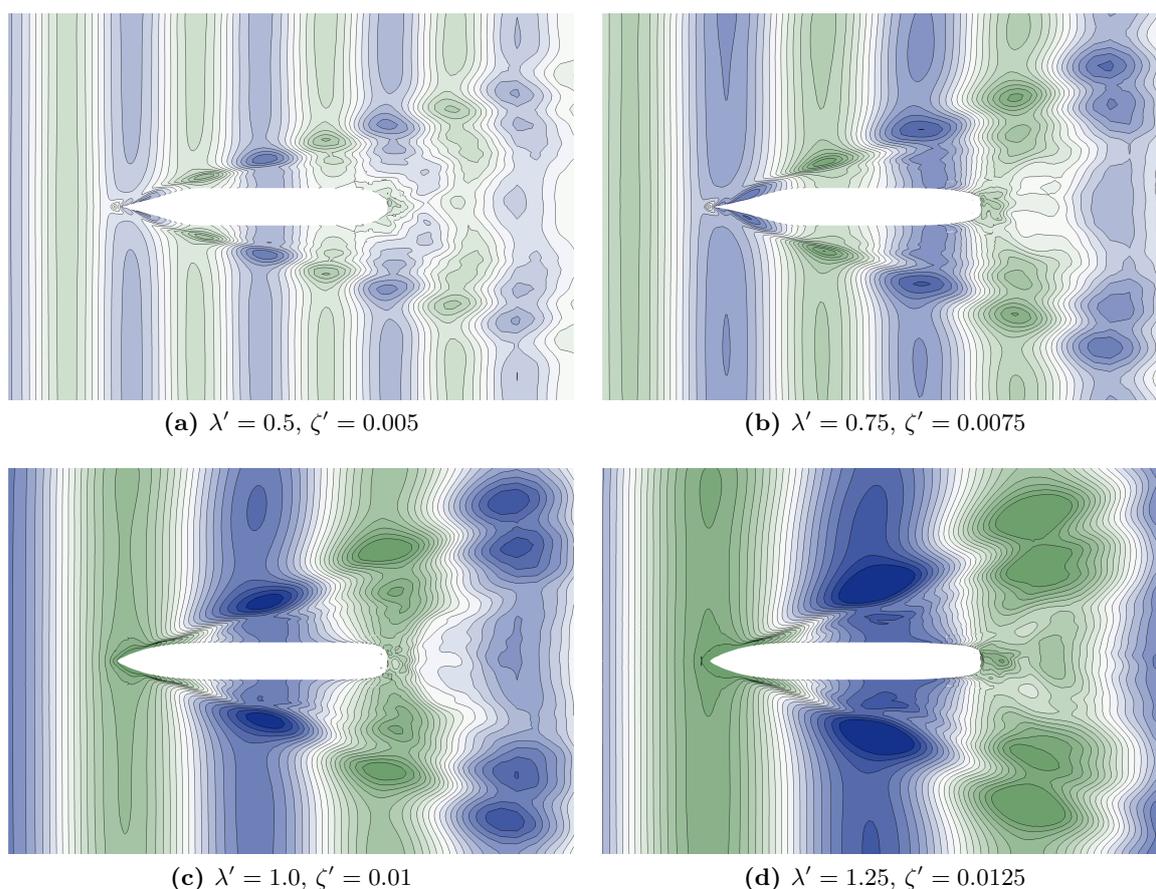


Abbildung 4.11: Schnappschüsse der Wellenerhebung, fix, $\alpha = 0^\circ$

0.8 dargestellt und mit der Wellenerhebung nach linearer Wellentheorie (siehe Gleichung 2.20) verglichen. Die Übereinstimmung im Bereich des Schiffes (zwischen $-0.5 < x/L_{PP} < 0.5$) ist in allen Fällen sehr zufriedenstellend. Auch bei der kleinsten Wellenamplitude von $\zeta' = 0.005$ ist kein Qualitätsverlust festzustellen.

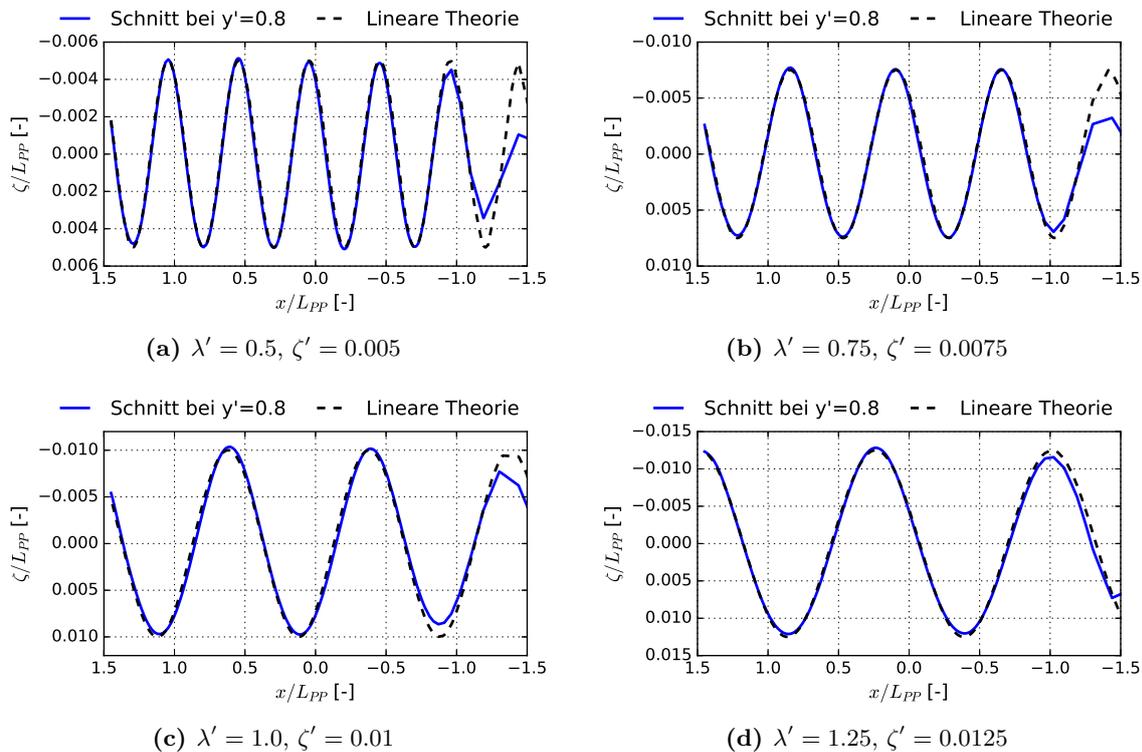


Abbildung 4.12: Untersuchung der Wellenqualität, $\alpha = 0^\circ$, fix

Der zeitliche Verlauf der Längskraft für diese Simulation ist in Abbildung 4.13 links dargestellt. Zusätzlich zu der berechneten Kraft im schiffsfesten System ist der arithmetische sowie der gleitende Mittelwert über die letzten zwei Perioden dargestellt. Es ist eindeutig zu erkennen, dass mit zunehmender Simulationszeit der gleitende gegen den arithmetischen Mittelwert konvergiert. Eine Fouriertransformation dieser Längskraft ist auf der rechten Seite dargestellt. Die betrachtete Welle hat eine Frequenz von $\omega = 4.48 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$, welches zu einer Begegnungsfrequenz von $\omega_e = 7.91 \frac{\text{rad}}{\text{s}} = 1.13 \text{ Hz}$ führt. Eindeutig zu erkennen ist der Mittelwert bei 0 Hz, die Wellenfrequenz bei 1.13 Hz sowie die nächsthöhere Harmonische bei 2.26 Hz. Im Bereich von 0.4 Hz ist eine leichte Störung ersichtlich. Diese resultiert aus einer „Tankwelle“, welche innerhalb der numerischen Domain hin- und herläuft.

Zur Validierung des Verfahrens wurden die Messungen aus AP3 verwendet. In Abbildung 4.14 ist exemplarisch der Vergleich der gemessenen und berechneten Längskraft für eine Welle mit $\lambda' = 1.0, \zeta' = 0.01$ und $\alpha = 0^\circ$ dargestellt. Es sind deutlich die hochfrequenten Schwingungen im

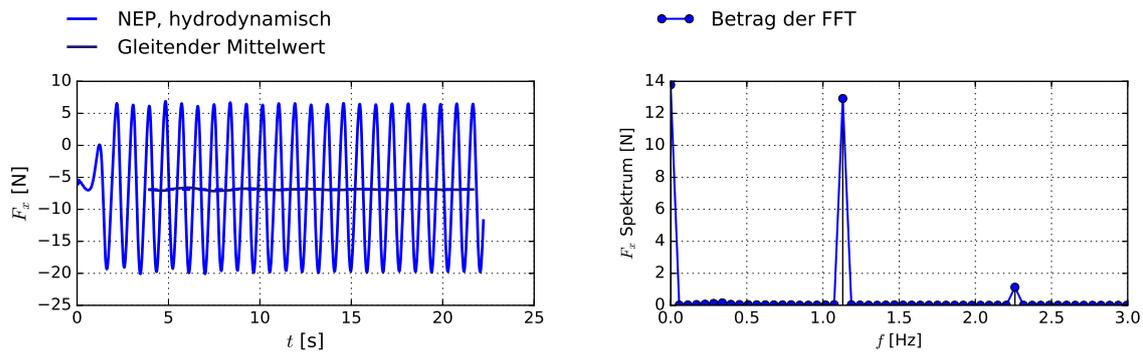


Abbildung 4.13: Zeitreihe und Fouriertransformation der Längskraft, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$, fix

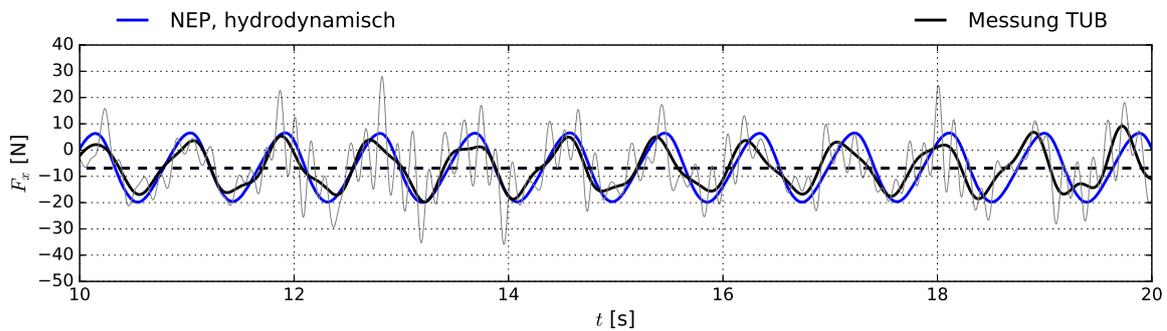


Abbildung 4.14: Vergleich der Längskraft mit TUB-Messung R01-V13, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$, fix

Messsignal (dünne Linie) zu erkennen (siehe 3.4.5). Nach einer Bandpassfilterung ist eine sehr gute Übereinstimmung mit den Berechnungsergebnissen erkennbar. Die Mittelwerte sind identisch. Der Vergleich der Mittelwerte für alle berechneten Fälle erfolgt in Kapitel 5.1.

Beispielfall: Schräg einlaufende Welle

In Abbildung 4.15 sind die Berechnungen für eine einlaufende Welle mit einer dimensionslosen Wellenlänge von $\lambda' = 0.5$ für verschiedene Einfallswinkel gezeigt. In Abbildung 4.16 ist der zeitliche Verlauf der Seitenkraft und des Giermoments für den Fall $\alpha = -135^\circ$ dargestellt. Wie auch bei den Berechnungen für den Fall der von vorne einlaufenden Welle konvergiert der gleitende Mittelwert gegen den arithmetischen.

Die Berechnungen für schräg einlaufende Wellen sind komplizierter als für von vorne einlaufende Wellen, da zum einen die Wellen die Zellen diagonal durchlaufen – also die Orbitalgeschwindigkeiten der Welle nicht normal zu den Zellseiten sind –, die Welle nicht mehr entlang der Hauptkonvektionsrichtung der Strömung transportiert wird und außerdem für den Fall mit unterdrückten Bewegungen die Reflektionen größer sind.

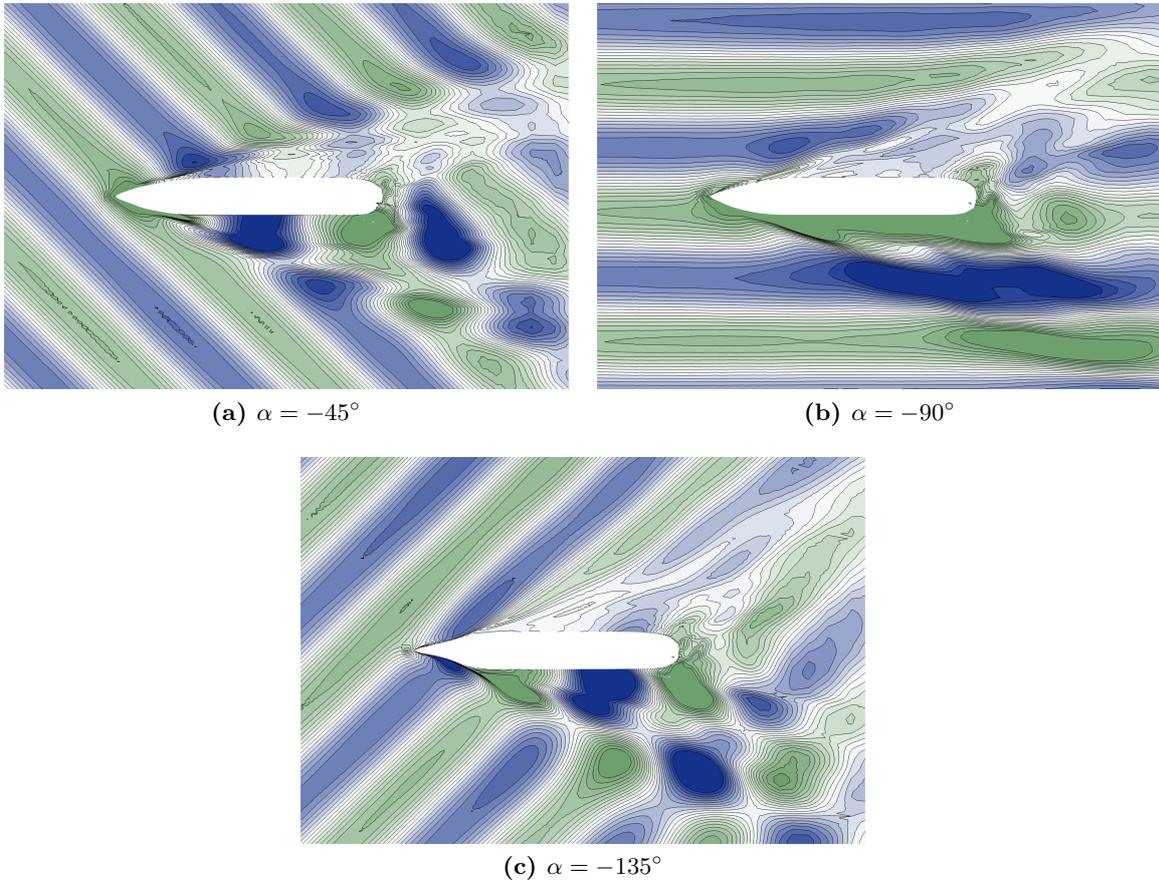


Abbildung 4.15: Schnappschüsse der Wellenerhebung, $\lambda' = 0.5$, $\zeta' = 0.005$, fix

Dennoch konnte auch für diesen Fall eine zufriedenstellende Wellenqualität gewährleistet werden. Die Berechnungszeiten sind etwas höher als für die Berechnungen mit von vorne einlaufenden Wellen, da auch die Begegnungsfrequenz ω_e reduziert wird.

Eine Vergleich konnte für diesen Fall nicht erfolgen, da der Wellenkanal der TUB keine Möglichkeit zur Untersuchung schräg einlaufender Wellen bei Vorausrfahrt bietet. Ein Vergleich der Mittelwerte mit potentialtheoretischen Berechnungen findet sich in Kapitel 5.1

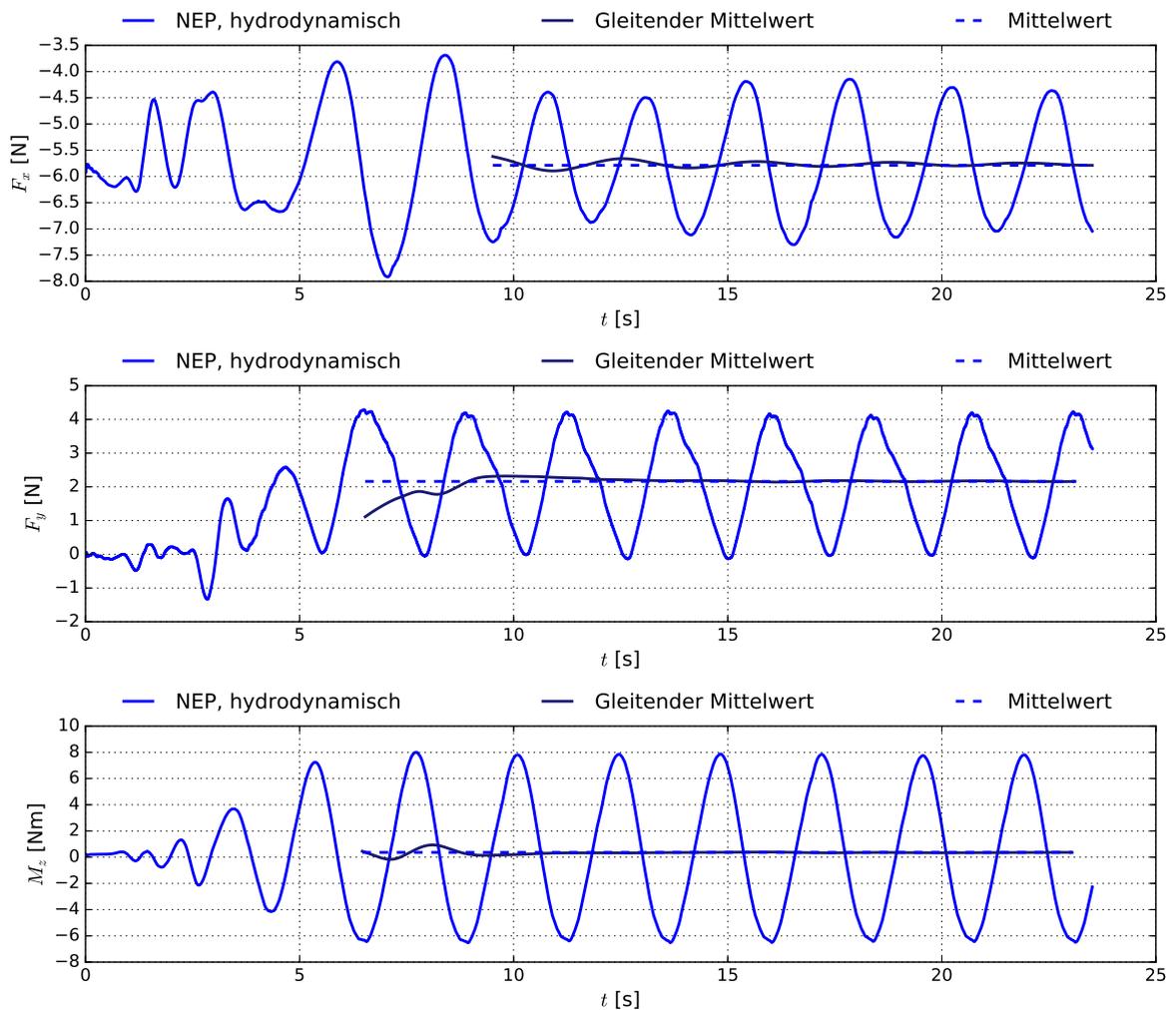


Abbildung 4.16: Berechnete Kräfte, $\lambda' = 0.5$, $\zeta' = 0.005$, $\alpha = -135^\circ$, fix

Beispielfall: Von hinten einlaufende Wellen

Die Berechnung von achterlich einlaufenden Wellen stellt die größte Herausforderung bei der numerische Generierung von Wellen dar, da sich die Welle stromauf ausbreiten muss. Theoretisch ist es möglich, die Welle lediglich am Inlet – also stromauf – vorzugeben. Nach einiger Zeit breitet sich die Welle dann im gesamten Berechnungsgebiet aus. Die Vorgabe der Orbitalgeschwindigkeiten im Feld – wie im Kapitel 4.2 erläutert – erlaubt allerdings eine deutlich schnellere Erzeugung von achterlichen Wellen. Die Qualität der erzeugten Welle ist zufriedenstellend, siehe Abbildung 4.18. Für diesen Fall existierten Vergleichsmessungen, der Vergleich findet sich in Abbildung 4.17.

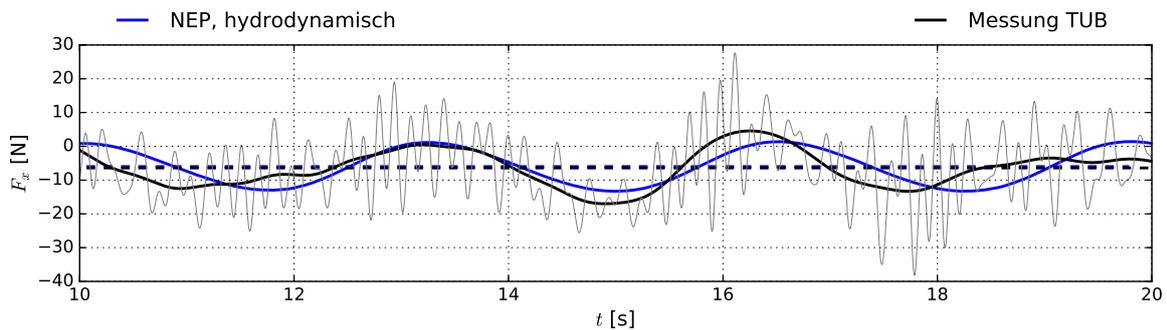


Abbildung 4.17: Vergleich der Längskraft mit Messungen, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 180^\circ$, fix

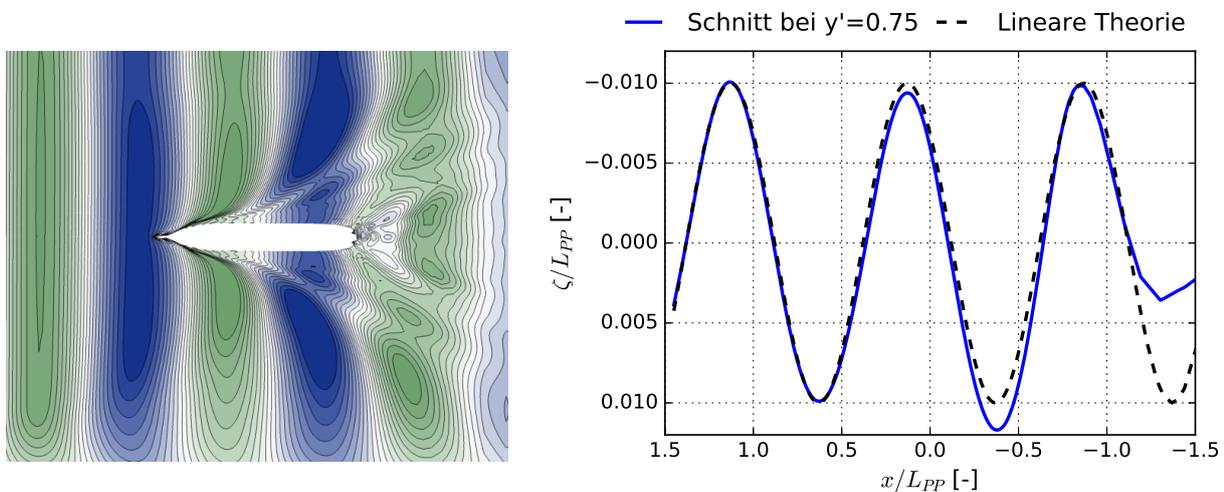


Abbildung 4.18: Untersuchung der Wellenqualität, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 180^\circ$, fix

4.4.3 Berechnungen mit losgelassenem Schiff ohne Vorauffahrt

Der im Folgenden beschriebene Fall behandelt das Schiff ohne Vorauffahrt mit freigegebenen Bewegungen. Hierfür wurden – wie im Abschnitt 4.2.1 beschrieben – auf der rechten Seite der Bewegungsgleichung Rückstellkräfte hinzugefügt, welche den Federkräften im Experiment entsprechen. Im Gegensatz zum vorherigen Fall ist die Auswertung hier etwas komplizierter, da die nicht hydrodynamischen Trägheitskräfte auf der linken Seite der Bewegungsgleichung berücksichtigt werden müssen.

In Abbildung 4.19 sind die Anteile der linken und rechten Seite der Bewegungsgleichung im schiffsfesten Koordinatensystem aufgeschlüsselt. Die blauen Kurven entsprechen der Summe der linken, beziehungsweise der rechten Seite der Bewegungsgleichung. Da das System sich immer im dynamischen Gleichgewicht befindet, sind diese beiden Kurven gleich.

Auf der rechten Seite sind die äußeren Kräfte dargestellt. Die rein hydrodynamische Kraft (blaue Kurve) entsteht aus der direkten Integration von Drücken und Wandschubspannungen auf den Rumpf. Hierbei ist zu beachten, dass im Falle einer Stampfbewegung ein Teil der Auftriebskraft – die Kraft entlang der Vertikalachse des hybriden Koordinatensystems – des Schiffes in Längsrichtung wirkt. Dieser Anteil der Auftriebskraft wird in der Regel ausgeglichen durch einen Anteil der Gewichtskraft (grüne Kurve), welcher in der Richtung der Längsachse des schiffsfesten Koordinatensystems wirkt. Bei der Betrachtung im hybriden Koordinatensystem (und bei der Messung) heben sich diese beiden Anteile gegenseitig auf. Daher wird im Folgenden immer die Summe aus hydrodynamischer Kraft und Gewichtskraft betrachtet. Bei der Einstellung eines mittleren Stampfwinkels,

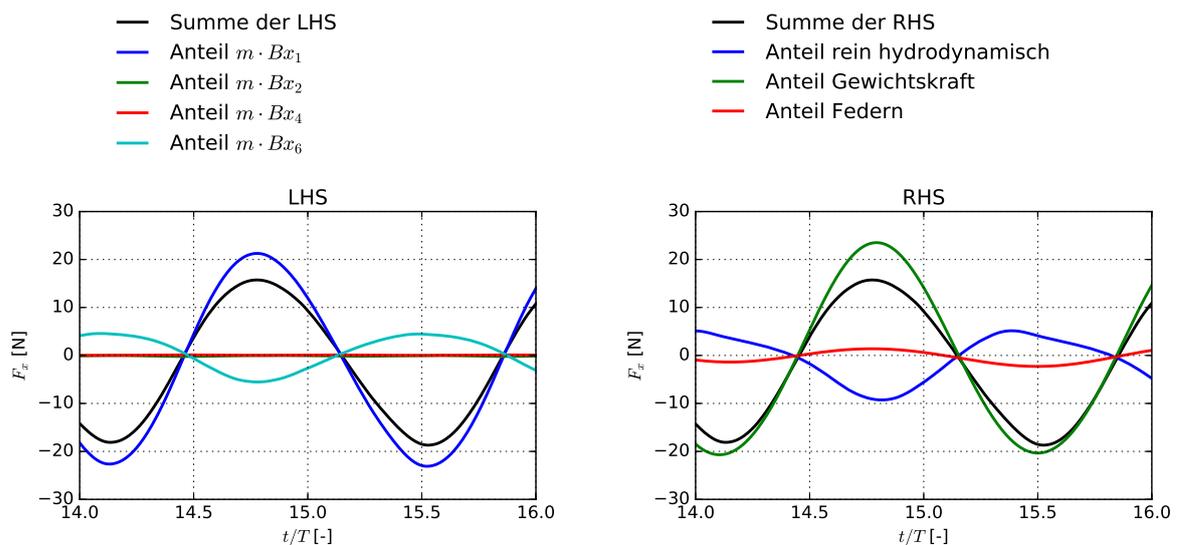


Abbildung 4.19: Komponenten der Bewegungsgleichung in Längsrichtung, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$, $0kn$, free

Tabelle 4.2: Mittelwerte der Komponenten der Bewegungsgleichung in Längsrichtung

LHS		RHS	
Bx_1	-0.02 N	hydrodynamische Kraft	-1.32 N
Bx_2	-0.09 N	Gewichtskraft	0.92 N
Bx_4	0.06 N	Federkraft	0.36 N
Bx_6	0.01 N		
Gesamt	-0.04		-0.04

beispielsweise durch die dynamische Tiefertauchung, hat der Mittelwert dieser Komponente einen großen Einfluss. Die dritte externe Kraft resultiert aus dem Federsystem und ist in rot dargestellt.

Auf der linken Seite der Bewegungsgleichung finden sich drei signifikante Anteile. Der Anteil proportional zur Längsbeschleunigung \dot{u} (Bx_1) ist hierbei dominierend, allerdings hat er im harmonischen Fall nahezu den Mittelwert null. Der Anteil Bx_6 ist ebenfalls relativ groß und hat einen Mittelwert ungleich null. Obwohl der Anteil Bx_2 in Abbildung 4.19 eher klein scheint, so hat der Mittelwert doch einen signifikanten Einfluss, siehe Tabelle 4.2.

Da bei der Messung die einzige äußere Kraft auf das System durch die Federn eingebracht wurde, beinhaltet das gemessene Signal neben der hydrodynamischen Kraft auch alle Inertialanteile und die Anteile durch die Gewichtskraft. Bei einem Vergleich der Zeitreihen wären somit sämtliche Inertialanteile sowie die Gewichtskraftanteile zu berücksichtigen. Die numerische Federkraft ist somit die Messkraft.

Abbildung 4.21 zeigt sowohl den Vergleich der Zeitreihen der Längs-, Quer-, Tauch- und Stampfbewegung, als auch die Zeitreihen der Längs- und Seitenkraft und des Giermoments für die Betrachtung der Summe aus hydrodynamischer Kraft und Gewichtskraft (grün) sowie der Federkräfte (rot) mit Messungen der TUB (schwarz). Zum Synchronisieren der Zeitreihen von Simulation und Messung wurden die Zeitreihen so verschoben, dass die Maxima der Stampfbewegung aufeinander fallen. Alle Zeitreihen wurden um den gleichen Betrag verschoben.

Eindeutig zu erkennen ist die sehr gute Übereinstimmung aller berechneten Bewegungen mit den Messungen. Das numerische Schlittensystem ist also in der Lage, sowohl die hydrodynamischen Kräfte auf den Rumpf als auch die zusätzlichen Beiträge durch nicht hydrodynamische Trägheitskräfte und die Rückstellkräfte der Federn vorherzusagen.

Verwunderlich scheint daher die leichte Diskrepanz in Amplitude und Phase der Kräfte und Momente. Die Abweichungen in der Amplitude der Längskraft in Abbildung 4.21 können durch die fehlende Berücksichtigung der Schlittenmassen im numerischen Modell erklärt werden. Die zusätzliche Trägheitskraft des Δx -Schlittens führt zu einer Erhöhung der Messkraft. Abbildung 4.20 zeigt

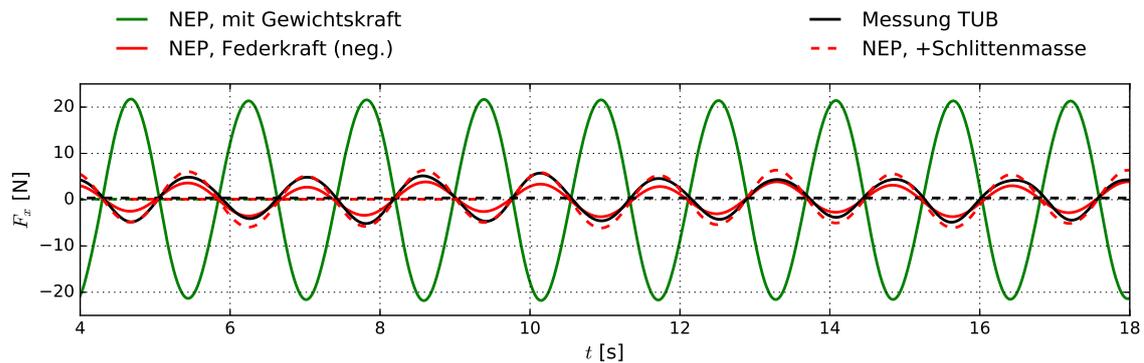


Abbildung 4.20: Vergleich der Längskraft mit korrigiertem Zeitverzug und Schlittenmassen mit TUB-Messung R03-V29, $\lambda' = 1.25$, $\zeta' = 0.0125$, $\alpha = -150^\circ$, 0kn, free

den zeitlichen Verlauf der Längskraft, nachdem der Einfluss der Schlittenmassen im Postprocessing hinzugefügt wurde. Die Abweichung in der Phase lässt sich durch einen Zeitversatz zwischen den gemessenen Bewegungen und Kräften erklären. Dies ist sehr üblich bei dynamischen Messungen und eine genaue Kenntnis dieses Versatzes ist für einen verlässlichen Vergleich von Zeitreihen unabdingbar. Diese Vermutung wird gestützt von der guten Übereinstimmung der Phase der Längsbewegung: Da die Federkraft (und damit die Messkraft) proportional zur Auslenkung ist, müssten Federkraft und Messkraft in Phase sein. Dies ist der Fall für das numerische Federsystem. Die Zeitreihe der gemessenen Kräfte wurde in Abbildung 4.20 ebenfalls verschoben, sie zeigt nun eine sehr gute Übereinstimmung. Auf den Vergleich der Mittelwerte, welche von diesem Zeitversatz nicht beeinträchtigt sind, wird in Kapitel 5.2 eingegangen.

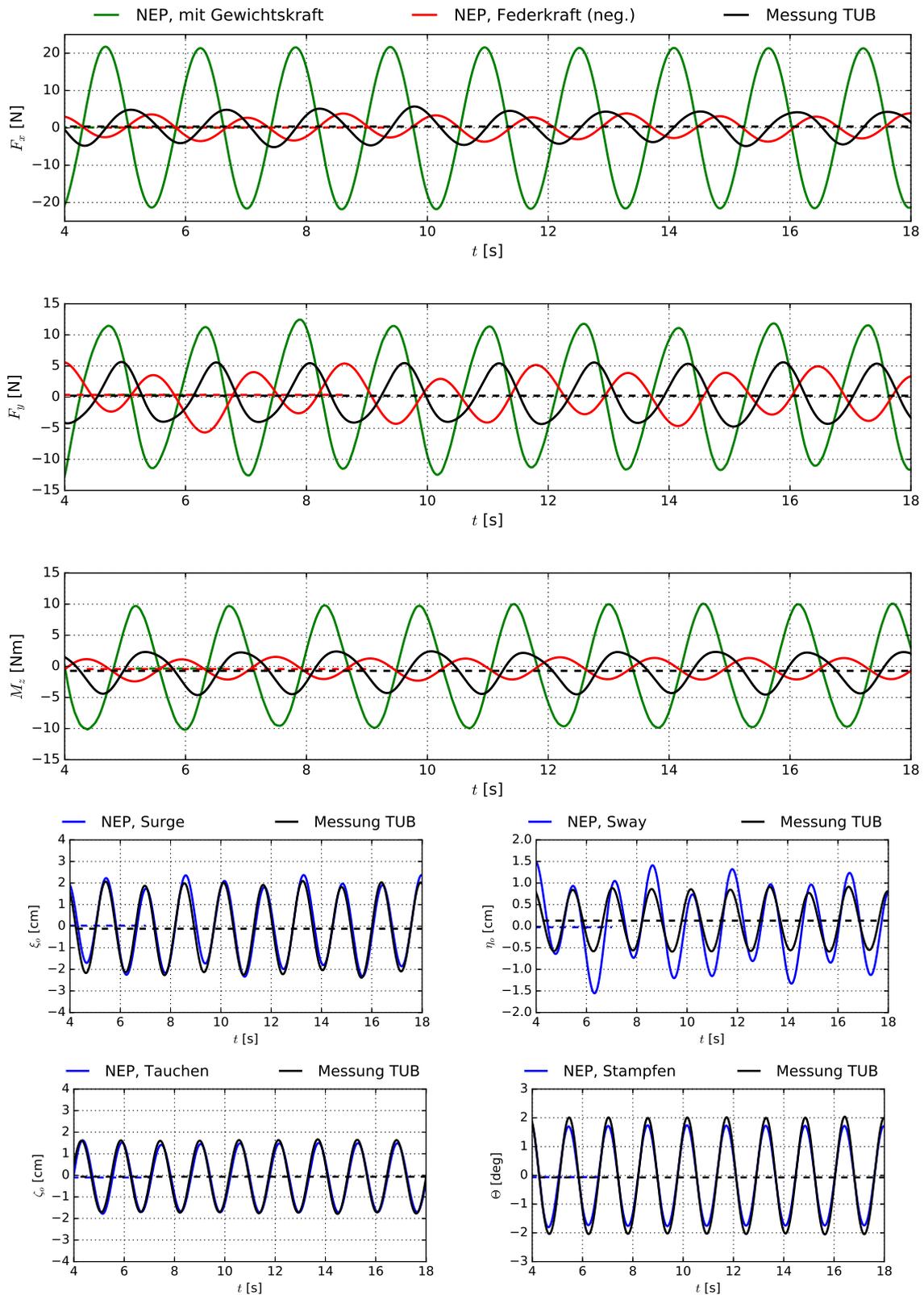


Abbildung 4.21: Vergleich der Kräfte und Bewegungen mit TUB-Messung R03-V29, $\lambda' = 1.25$, $\zeta' = 0.0125$, $\alpha = -150^\circ$, 0kn, free

4.4.4 Berechnungen mit losgelassenem Schiff und Vorausfahrt

Einfluss der Radiation

In Abbildung 4.22 ist der Einfluss der Radiation des Schiffes auf das Wellenbild zu erkennen. Während bei unterdrückter Schiffsbewegung (linke Bildhälfte) die Wellen das Schiff nahezu ungestört passieren, ist bei freigegebener Bewegung ein deutlicher Einfluss der Radiation in Form von quer abgestrahlten Wellen zu erkennen.

Im Detail ist dies in der Abbildung 4.23 zu erkennen, welche die Fouriertransformation der freien Oberfläche für diese beiden Fälle vergleicht. In der oberen Zeile sind die Konstante X_0 gezeigt, welche mit der Diffraktion der Wellen korrespondiert. Der verstärkte Wellenberg am Bug im Falle des losgelassenen Schiffes erklärt sich durch ein Austausch des Bugwulstes beim Stampfen. Die untere Zeile zeigt die erste Harmonische der Begegnungsfrequenz. Hier ist eindeutig zu erkennen, dass die Wellenamplitude im festgehaltenen Fall deutlich verstärkt wird (links), während im losgelassenen Fall die Amplitude der Wasserspiegelauslenkung nahezu auf 0 zurückgeht.

Zur Überprüfung der Qualität der generierten Welle wurde die Wasserspiegelauslenkung bei einem Schnitt parallel der schiffsfesten Längsachse ($y' = -0.8$) mit der linearen Wellentheorie verglichen. Für zwei ausgewählte Fälle ist dies in Abbildung 4.24 dargestellt. Es ist zu beachten, dass die Abszisse die x -Koordinate im schiffsfesten System darstellt und dadurch keinen Schnitt entlang der Ausbreitungsrichtung der Welle darstellt. Daher ist auch die Wellenlänge im schiffsfesten System nicht identisch zu der Vorgabe $\lambda = 1.0$. Die Qualität ist – auch wenn etwas schlechter als im festgehaltenen Fall – sehr zufriedenstellend. Es ist zu beachten, dass dieser Fall deutlich schwieriger zu berechnen ist, da zum einen die Zellen von den Wellen diagonal durchlaufen werden und zum anderen sich aufgrund der Tauch- und Stampfbewegung die freie Oberfläche im Berechnungsgebiet bewegt.

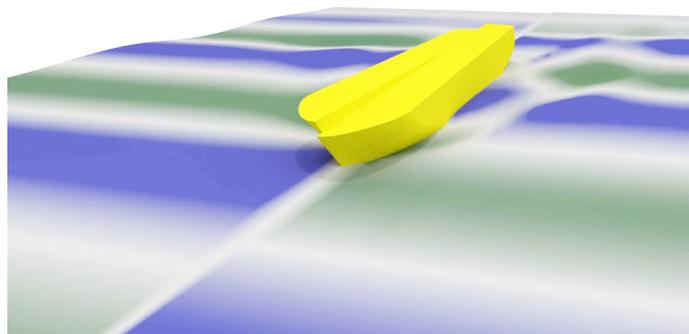


Abbildung 4.22: Vergleich der Wellenfelder bei unterdrückter / freigelassener Bewegung, $\lambda' = 1$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$

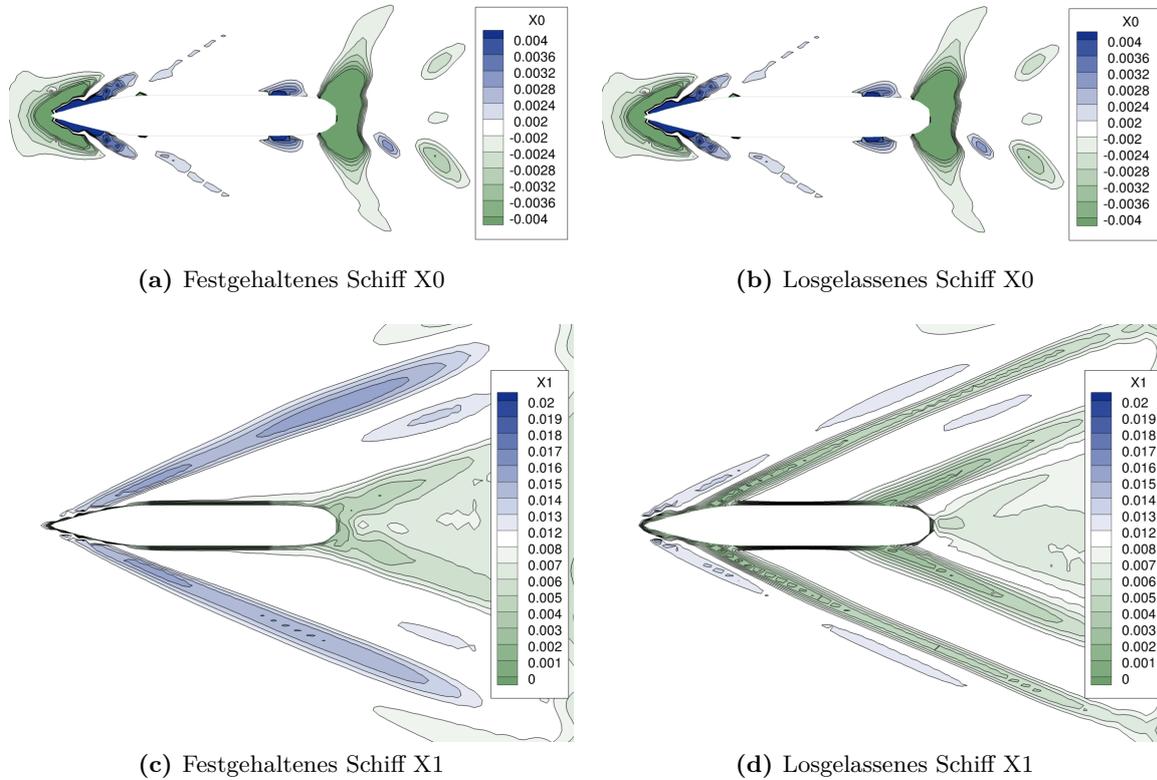


Abbildung 4.23: Vergleich der Fouriertransformation der FO zwischen festgehalten und losgelassen

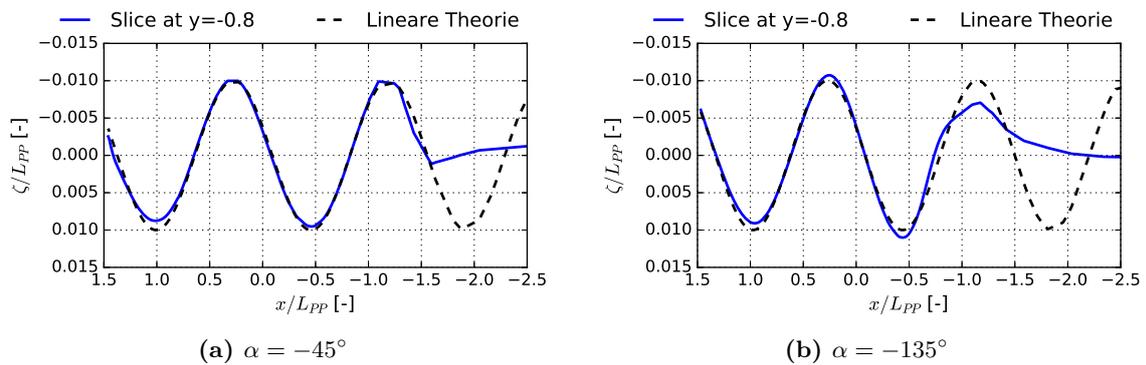


Abbildung 4.24: Schnappschüsse der Wellenerhebung, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, free

4.4 Ergebnisse der Berechnungen

Für von vorne und hinten einlaufende Wellen existieren Vergleichsmessungen der HSVA und der TUB, für die Fälle schräg einlaufender Wellen existieren lediglich Vergleichsdaten der HSVA. Da die Wellenlängen und Wellensteilheiten der Versuche in der HSVA und der TUB nicht identisch waren, wurden für diese Fälle zusätzliche Berechnungen durchgeführt.

Beispielfall: Von vorne einlaufende Welle

Ein Vergleich einer ähnlichen Welle mit Messungen der TUB findet sich in Abbildung 4.25. In der oberen Zeile ist eine Abweichung in der Amplitude der Längskraft zwischen Messung und der Federkraft aus der Simulation zu erkennen. Eine mögliche Erklärung ist auch hier die fehlende Berücksichtigung der Schlittenmassen. Der Einfluss ist in diesem Fall größer als zuvor, da die Welle deutlich kleiner ist als die in Abbildung 4.21 dargestellte – zuvor war die Amplitude der Längskraft des Federsystems ± 5 N. Die durch die Vorausrift höhere Begegnungsfrequenz ω_e führt weiterhin

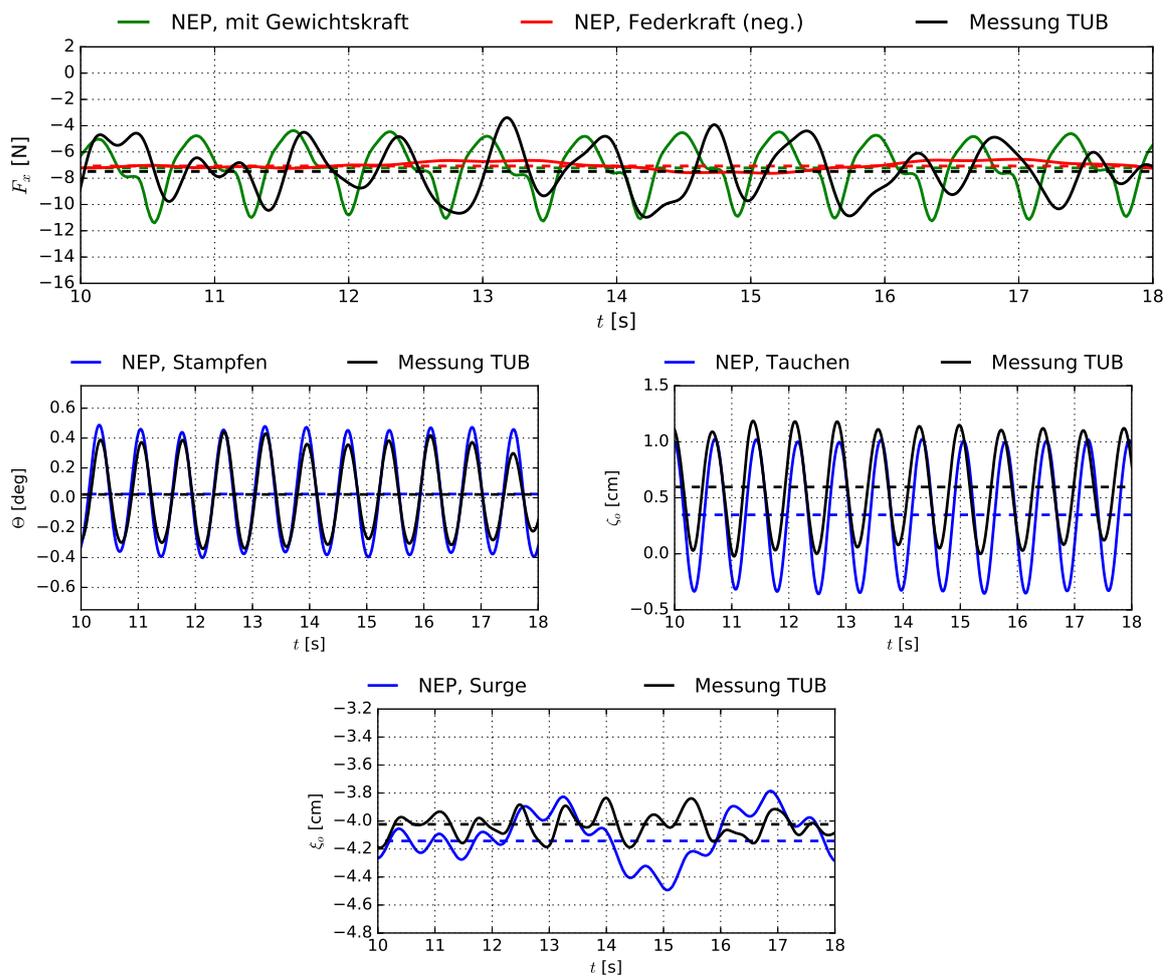


Abbildung 4.25: Vergleich mit TUB-Messung R01-V02, $\lambda' = 0.75$, $\zeta' = 0.0075$, $\alpha = 0^\circ$, free

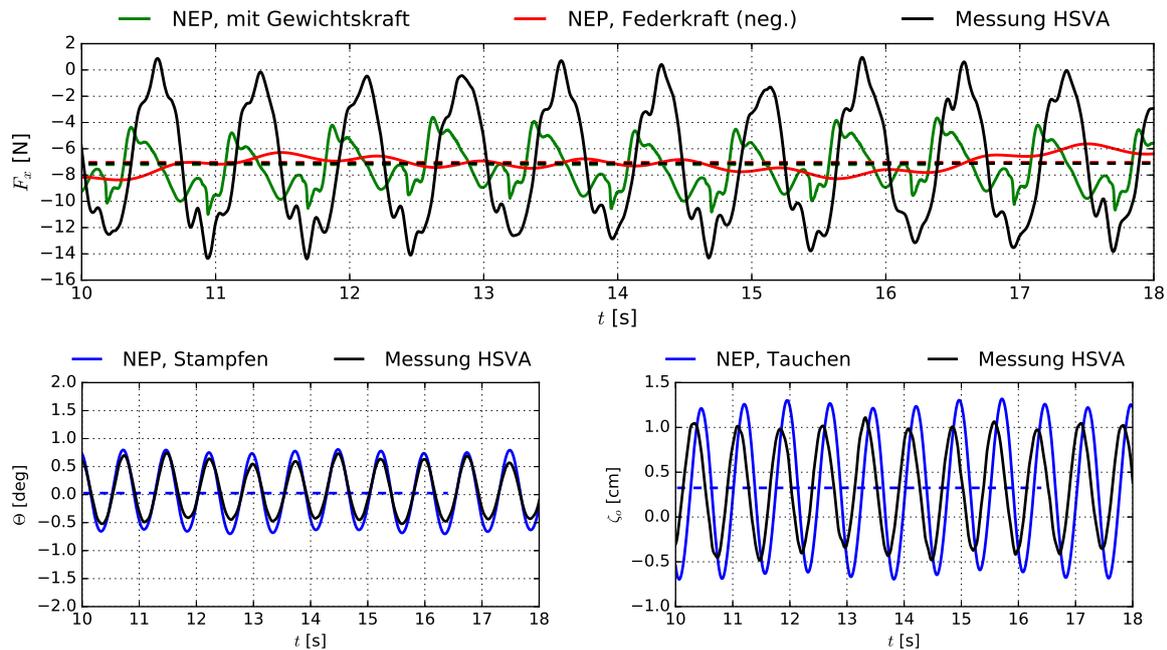


Abbildung 4.26: Vergleich mit HSVA-Messung (Run 24), $\lambda' = 0.79$, $\zeta' = 0.0082$, $\alpha = 0^\circ$, free

zu größeren Längsbeschleunigungen \dot{u} . Ein weiterer Grund für die Differenz in den Zeitreihen ist die in Kapitel 3.4.4 thematisierte Reibung der Schlitten, welche sich ebenfalls in der Größenordnung der gemessenen Kraftamplituden bewegt. Unterstützt wird diese These durch die starke Ähnlichkeit der Amplituden der Längsbewegung – sie bewegen sich sowohl im Experiment als auch in der Simulation um die 0.2 cm. Mit einer Federsteifigkeit von 185.5 N/m wäre somit bei einem masselosen Schlittensystem eine Amplitude der Längskraft von 0.37 N zu erwarten, wie auch von der Simulation vorhergesagt.

Exemplarisch ist der Vergleich einer ähnlichen Welle mit einer HSVA-Messung in Abbildung 4.26 dargestellt. Sämtliche Größen wurden – wie auch in allen folgenden Vergleichen – auf die Modellgröße TUB skaliert. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung der mittleren Kraft in Längsrichtung sowie der Stampf- und Tauchbewegung festzustellen. Die stark unterschiedliche Amplitude erklärt sich wie zuvor beschrieben durch die nicht berücksichtigte Schlittenmasse und -reibung.

Die Abweichung im Mittelwert der Tiefertauchung ζ_o erklärt sich durch die leicht unterschätzte dynamische Tiefertauchung, siehe Kapitel 4.4.1.

Bei Betrachtung einer längeren Welle (Abbildung 4.27) ist festzustellen, dass die Übereinstimmung der Amplitude von numerischer Federkraft und der gemessenen Kraft wieder deutlich besser ist. Die Abweichung in der Wellenfrequenz ist bedingt durch Flachwassereinflüsse in den Versuchen. Auch in diesem Fall ist die Tiefertauchung unterschätzt, während die Amplituden leicht überschätzt

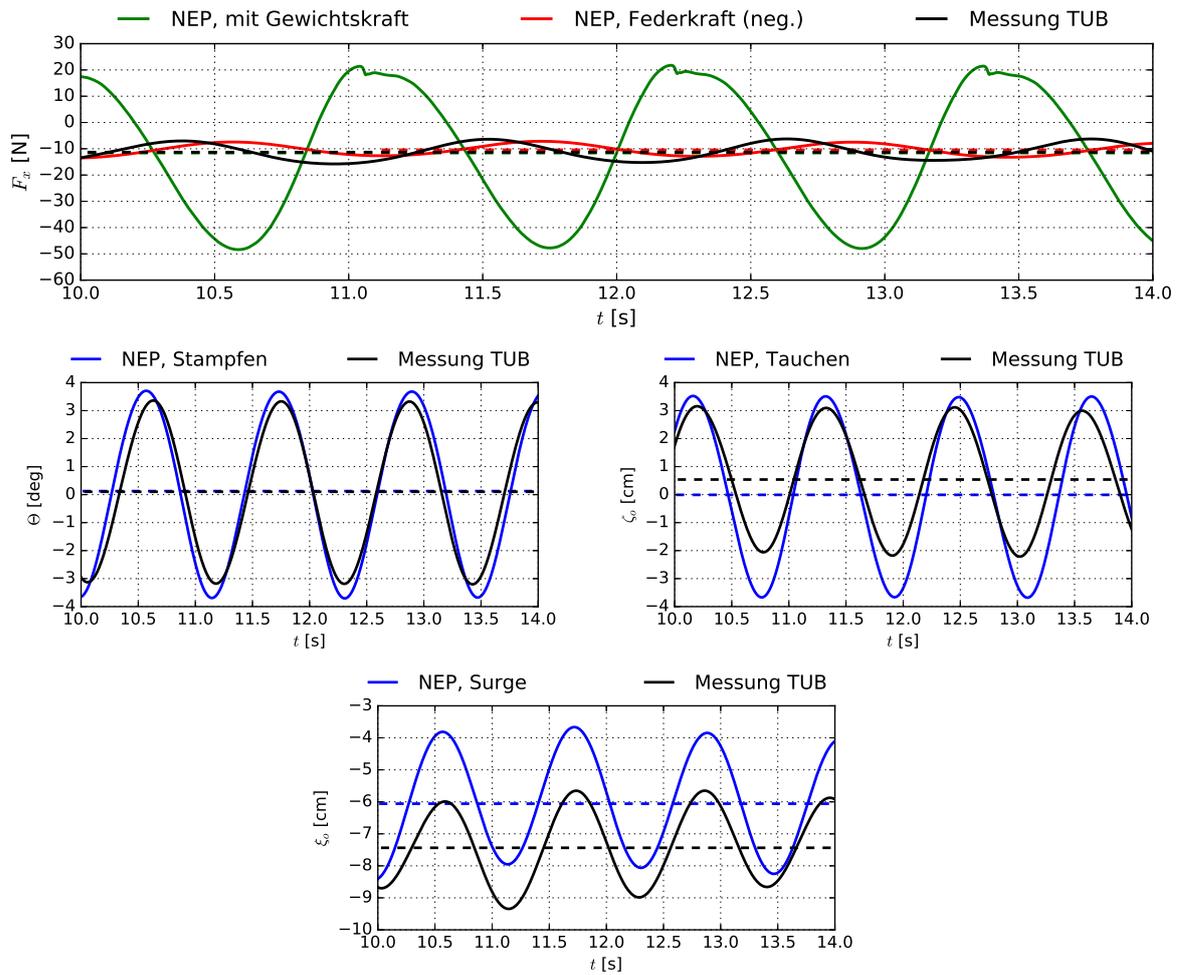


Abbildung 4.27: Vergleich mit TUB-Messung R01-V05, $\lambda' = 1.5$, $\zeta' = 0.015$, $\alpha = 0^\circ$, free

werden. Die Längsbewegung wird relativ gut vorhergesagt, der Fehler im Mittelwert ist durch einen Offset der Messung zu erklären.

Beispielfall: Schräg einlaufende Wellen

Abbildung 4.28 zeigt den Vergleich der Kräfte und Bewegungen für eine schräg einlaufende Welle für $\alpha = -30^\circ$ mit Messungen der HSVA (Hong und Valanto 2014a; Valanto und Hong 2015), welche auf den Modellmaßstab der TUB umgerechnet wurden. Es ist eine relativ zufriedenstellende Übereinstimmung in dem Mittelwert der Längskraft festzustellen, während die Mittelwerte von Seitenkraft und Giermoment stark differieren. Analog zum vorherigen Fall sind vermutlich die relativ großen Amplituden in der Längskraft durch Reibungseffekte im Schlittensystem zu erklären – ein Vergleich der Schwankungen der Längsbewegung zeigt, dass die gemessene Amplitude

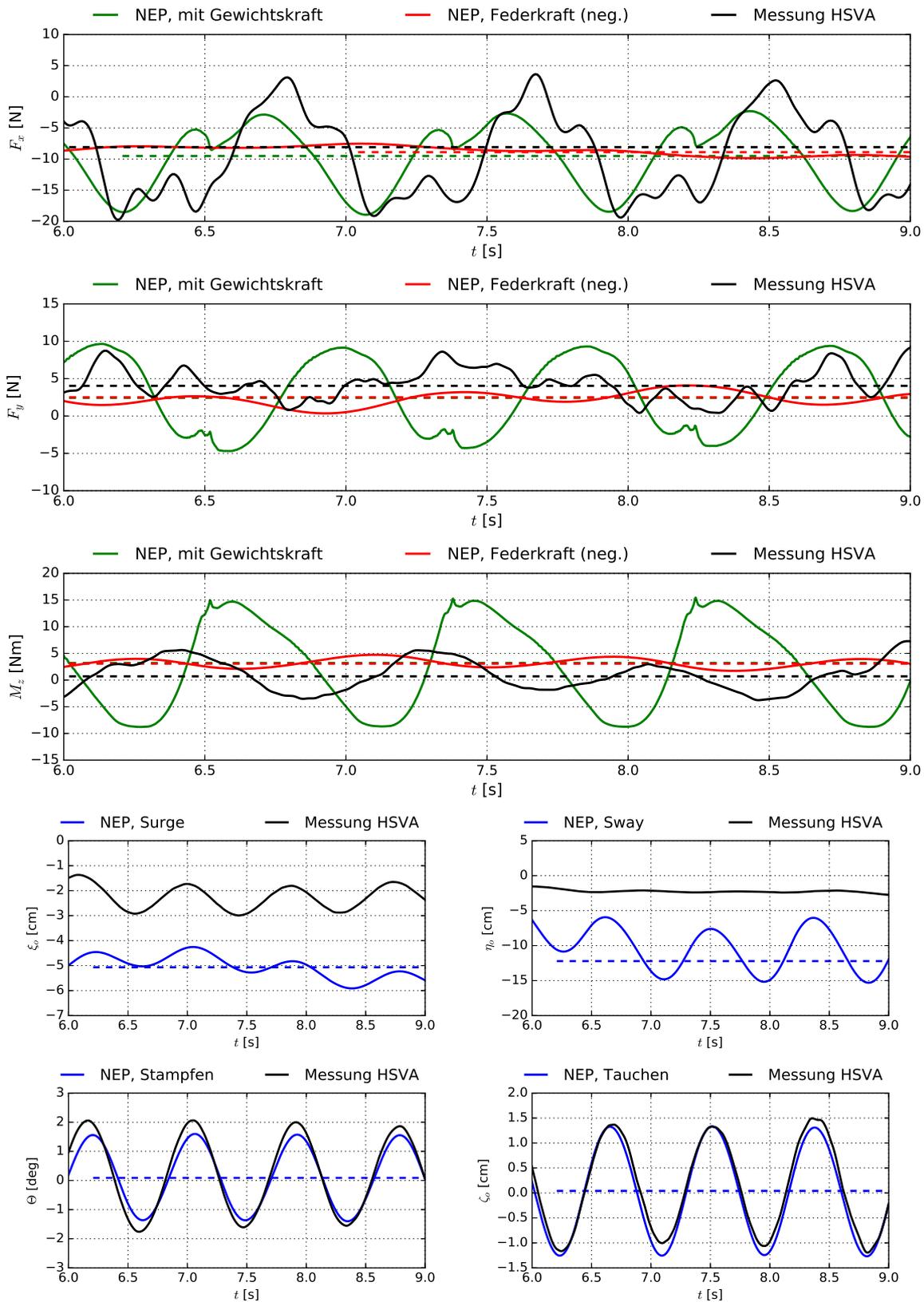


Abbildung 4.28: Vergleich mit HSVA-Messung (Run 117) $\lambda' = 0.89$, $\zeta' = 0.0082$, $\alpha = -30^\circ$, free

4.4 Ergebnisse der Berechnungen

im TUB-Modellmaßstab 1.2 cm beträgt, die umgerechnete Federsteifigkeit der HSVA in Längsrichtung beträgt 231 N/m (25% höher als die Steifigkeit der numerischen Berechnungen). Die zu erwartende Schwankung in der Längskraft bei einem masselosen und reibungsfreien Schlittensystem würde 2.78 N betragen. Die starke Abweichung in der Querbewegung ist durch eine deutlich kleinere Federsteifigkeit in Querrichtung zu erklären – sie betrug im Experiment lediglich 30% der Federsteifigkeit, welche in den Simulationen verwendet wurde. Wie in Abschnitt 3.1.3 erläutert, hat eine höhere Federsteifigkeit höhere Bewegungsamplituden zur Folge, siehe auch Kapitel 5.4. Die unbeeinflussten Bewegungen Tauchen und Stampfen werden sehr gut vorhergesagt.

Da auch in diesem Fall die Bewegungen im Mittel über das virtuelle Federsystem vorgegeben werden, müssen analog wie im Fall ohne Vorauffahrt die Inertialeffekte berücksichtigt werden. Da die Federn – insbesondere im Falle der HSVA – jedoch relativ weich sind, führt das mittlere Giermoment N der Welle zu einer Änderung des Kurswinkels ψ – und damit auch zu einer Änderung des Welleneinfallswinkels α . Da die Schleppkraft nun jedoch nicht mehr entlang der Längsachse des Modells wirkt, existiert ein mittlerer Driftwinkel β (siehe Abbildung 4.29) und der Welleneinfallswinkel α ändert sich leicht.

Die daraus resultierende Seitenkraft und das Giermoment führen zu einer starken Verfälschung der mittleren Kräfte. Eine Korrektur dieses Effekts kann durch den Abzug der Seitenkraft und des Giermoments, welches durch die Driftbewegung verursacht wurde, erfolgen. Die Berechnung dieser Kraft und des Moments erfolgt über den hydrodynamischen Koeffizientensatz für Glattwasser, siehe 7.1. Ein Vergleich der korrigierten Mittelwerte erfolgt in Kapitel 5.3.

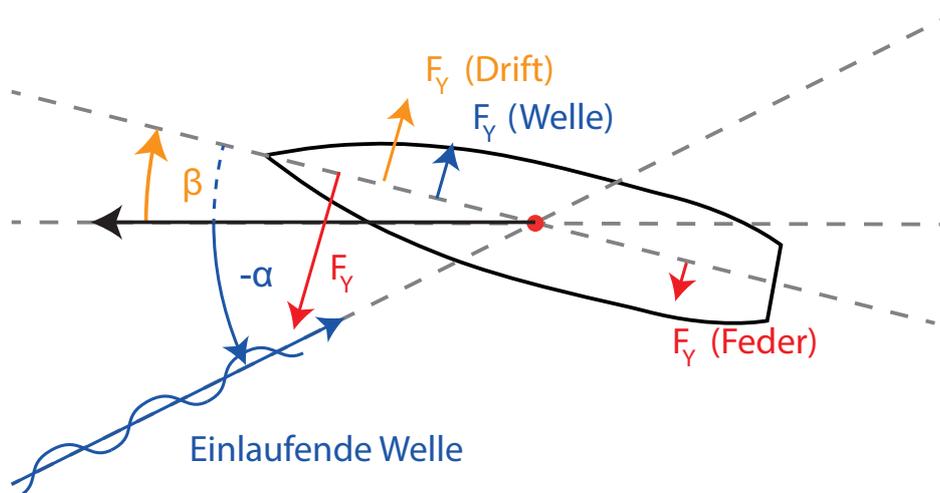


Abbildung 4.29: Mittlere Driftbewegung in Wellen

4.4.5 Gitterabhängigkeit

Zur Untersuchung der Gitterabhängigkeit der Lösung wurden ausgewählte Simulationen auf drei verschiedenen Gittern durchgeführt. Die Zellzahlen betragen 10.4 Millionen für das feine Gitter, 4 Millionen für das mittlere Gitter und 1.2 Millionen für das grobe Gitter. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.30 und Tabelle 4.3 dargestellt. In der Tabelle sind die einzelnen Kraftkomponenten für den Glattwasserfall und die Berechnung in Wellen zu erkennen. Im Glattwasserfall gibt es eine monotone Konvergenz der viskosen Kraft und eine oszillatorische Konvergenz der Druckkraft und der Gesamtkraft. Die größte absolute Abweichung ist in der viskosen Kraft zu erkennen und beträgt weniger als 7%.

Im Falle einer einlaufenden Welle verschlechtert sich die Konvergenz des viskosen Widerstandes, während sich die Konvergenz des Druckwiderstandes wie erwartet verbessert. Der Unterschied in der Gesamtkraft zwischen dem groben und dem feinen Gitter beträgt nun 0.53 N, was 9.9% entspricht. Der Unterschied zwischen mittlerem und feinem Gitter beträgt lediglich 1.2%.

Bei der Betrachtung des Zusatzwiderstandes jedoch zeigt sich, dass keine Konvergenz der viskosen Kraft erreicht werden konnte und nur eine schwache oszillatorische Konvergenz der Druckkraft. Das Resultat ist eine sehr starke Abweichung im Zusatzwiderstand (viskos und Druckkraft) von 0.101 N, was 7.5% des Zusatzwiderstandes und 1.2% der gesamten Längskraft entspricht. Das Problem stellt hierbei die extrem schwierige Konvergenz der viskosen Kraft dar, welche verschwindend klein ist. Aufgrund der extrem kleinen prozentualen Abweichung in der Gesamtkraft und der deutlich höheren Rechenzeit auf dem feinen Gitter mit 10.4 Millionen Zellen wurden sämtliche Berechnungen auf dem mittleren Gitter durchgeführt.

4.4.6 Zeitschrittabhängigkeit

Abbildung 4.31 zeigt die Abhängigkeit der Lösung von der Wahl des Zeitschrittes Δt . Es ist zu erkennen, dass es eine leichte Abhängigkeit der Lösung von der Wahl des Zeitschrittes gibt. Dies ist allgemein bekannt und betrifft auch andere Codes, siehe Löhrmann und Cura Hochbaum (2015). Der Unterschied zwischen den gewählten Zeitschritten beträgt jedoch weniger als 1% und kann daher in diesem Fall vernachlässigt werden.

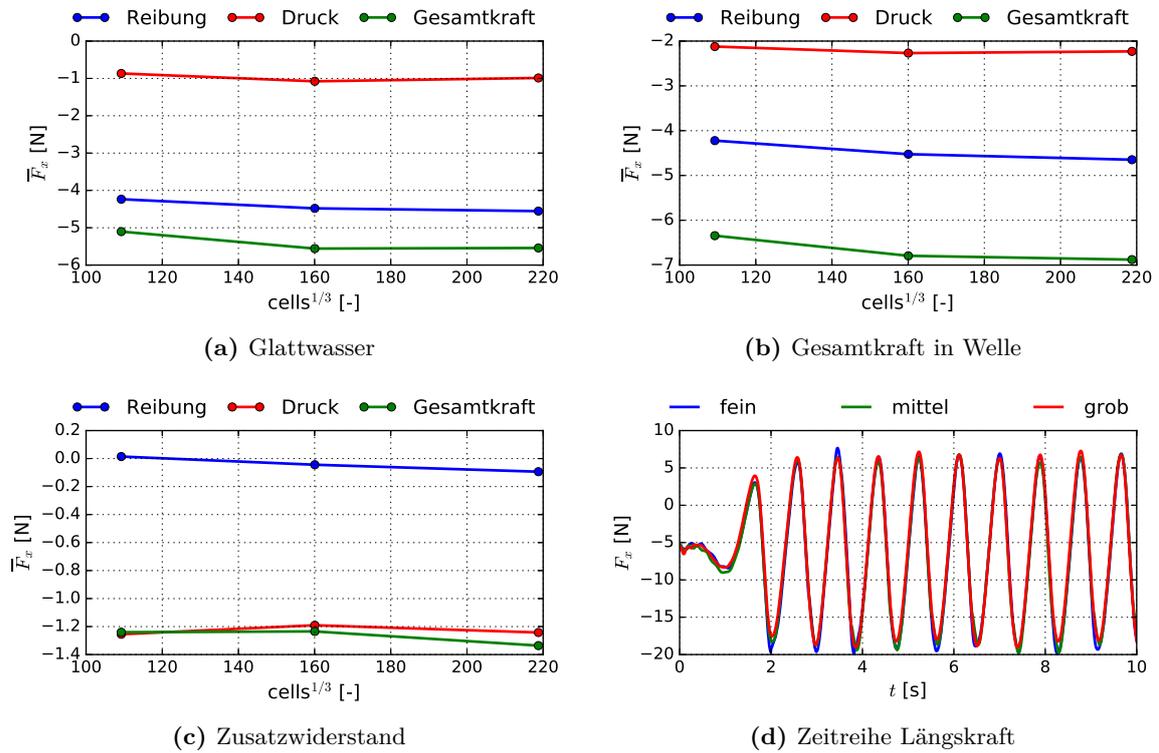


Abbildung 4.30: Gitterabhängigkeit

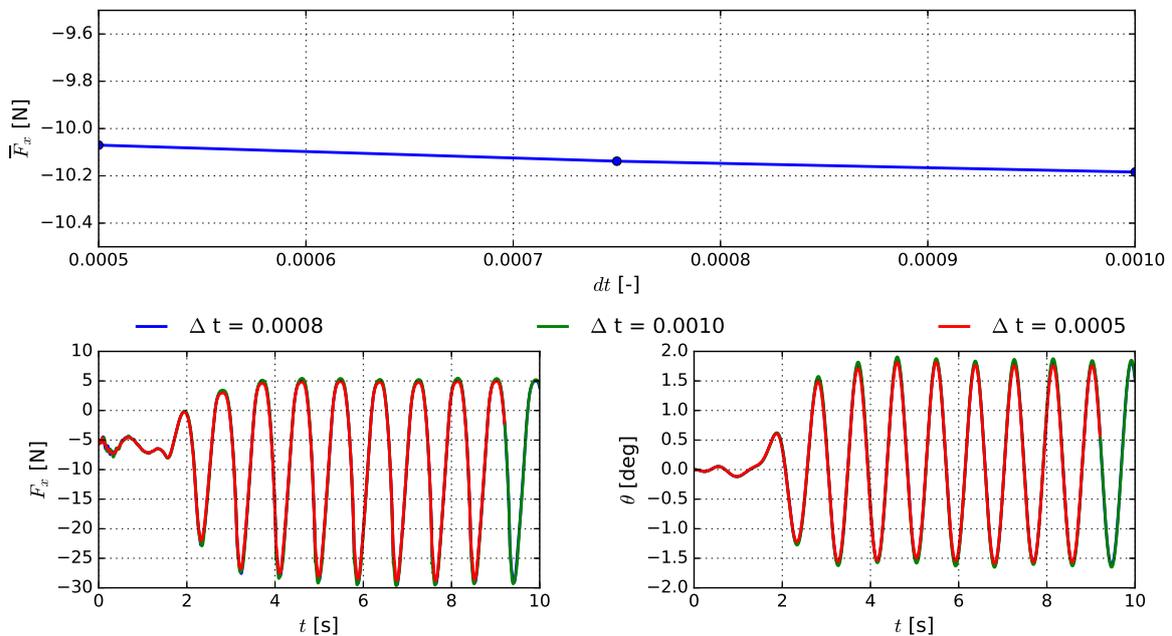


Abbildung 4.31: Zeitschrittabhängigkeit

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Gitterabhängigkeitsstudie

	grobes Gitter	mittleres Gitter	feines Gitter	ϵk_{21}	ϵk_{32}	R_k
Glattwasser						
viskose Kraft	-4.236 N	-4.481 N	-4.554 N	-0.245	-0.073	+0.298
Druckkraft	-0.867 N	-1.077 N	-0.988 N	-0.210	+0.089	-0.424
Gesamtkraft	-5.103 N	-5.558 N	-5.542 N	-0.455	+0.016	-0.035
Einlaufende Welle						
viskose Kraft	-4.222 N	-4.525 N	-4.648 N	-0.303	-0.159	+0.524
Druckkraft	-2.122 N	-2.268 N	-2.230 N	-0.146	+0.038	-0.260
Gesamtkraft	-6.343 N	-6.793 N	-6.878 N	-0.450	-0.085	+0.189
Zusatzwiderstand Welle						
viskose Kraft	-0.014 N	-0.044 N	-0.094 N	-0.030	-0.050	+1.667
Druckkraft	-1.255 N	-1.191 N	-1.242 N	+0.064	-0.051	-0.797
Gesamtkraft	-1.240 N	-1.235 N	-1.336 N	+0.005	-0.101	-20.20

5 Ergebnisse und Diskussion

5.1 Ergebnisse mit Fahrt festgehalten

Nachdem alle mittleren Kräfte (siehe Versuchsmatrix im Anhang A.3), wie im Abschnitt 4.4.2 erläutert, berechnet wurden, erfolgt nun der Vergleich mit Messungen und anderen Berechnungsverfahren. Da die vorhandene Messvorrichtung bei Vorausfahrt lediglich die Messung von mittleren Kräften für die Situationen $\alpha = 0^\circ$ und 180° erlaubt, wurde für die Berechnungen in schräg einlaufenden Wellen der Potentialcode *GL-Rankine* (Söding u. a. 2012, 2014) verwendet, welcher freundlicherweise vom DNV-GL allen Projektpartnern zur Verfügung gestellt wurde.

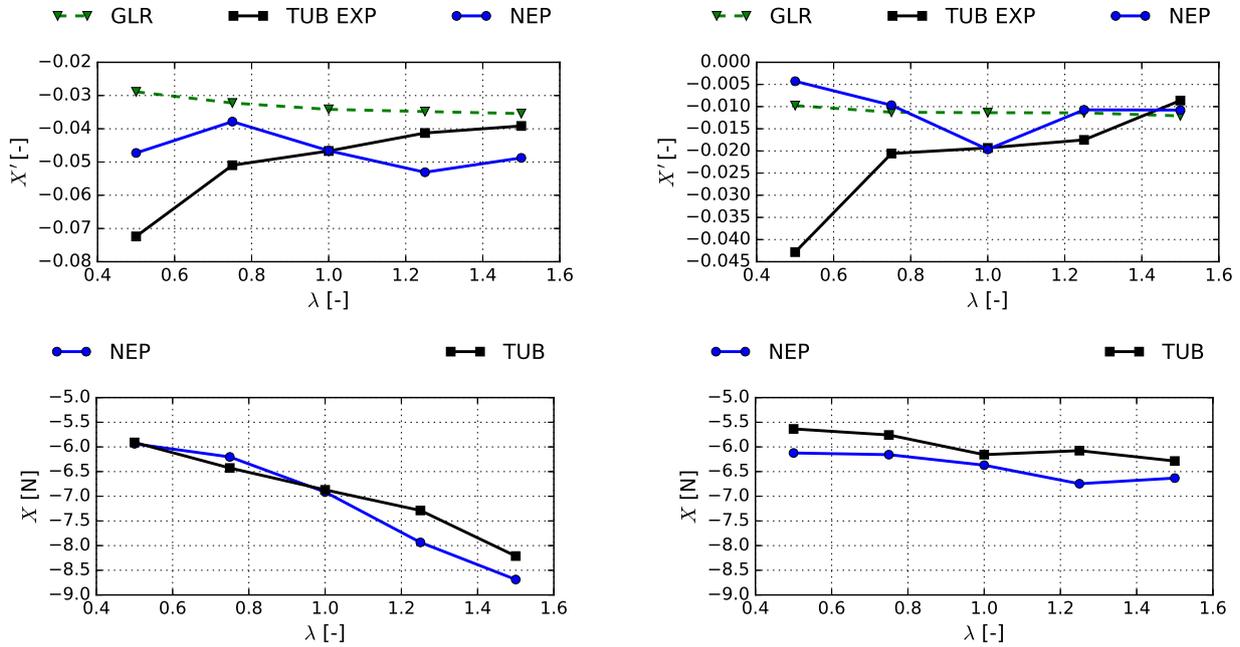
Abbildung 5.1 zeigt oben den Vergleich des dimensionslosen Zusatzwiderstandes zwischen RANS-Berechnungen mit *Neptuno*, potentialtheoretischen Berechnungen mit *GL-Rankine* und den Messungen an der TUB. Die Dimensionslosmachung erfolgte über die Dichte ρ , die Erdbeschleunigung g , die Länge zwischen den Loten L_{PP} sowie der Wellenamplitude ζ :

$$X' = \frac{X}{\rho g L_{PP} \zeta^2} \quad (5.1)$$

Diese Normierung hat zur Folge, dass die Ergebnisse in der obersten Zeile der Abbildung 5.1 trotz einer sehr zufriedenstellenden Übereinstimmung in den Gesamtkräften relativ starke Unterschiede aufweisen. Bei Betrachtung der Gesamtkräfte (Abbildungen in der zweiten und Tabelle in der dritten Zeile) ist jedoch zu erkennen, dass die Übereinstimmung sehr zufriedenstellend ist und die Abweichungen zwischen Messung und Simulation immer kleiner als 10% sind. Ebenfalls deutlich zu erkennen ist, dass im Falle der kleinsten Wellenamplitude von $\zeta' = 0.005$ ($\lambda' = 0.5$) trotz einer extrem guten Übereinstimmung der Gesamtkraft mit einer Abweichung von 0.5% dennoch eine starke Abweichung im dimensionslosen Zusatzwiderstand zu erkennen ist. Eine vergleichbare Abweichung bei einer Welle mit $\zeta' = 0.01$ ($\lambda' = 1.0$) fällt hingegen kaum ins Gewicht.

Abbildung 5.2 zeigt die Verläufe der Längskraft, Seitenkraft und des Giermoments über dem Welleneinfallswinkel α im Vergleich mit *GL-Rankine*. Insgesamt zeigen beide Verfahren die gleichen qualitativen Verläufe. Die stärksten Abweichungen sind in der mittleren Längskraft – welche von *Neptuno* immer größer berechnet wird, als von *GL-Rankine* –, in der Seitenkraft bei Wellen aus 90° und im Giermoment bei Wellen schräg von hinten zu beobachten. Da leider nur experimentelle

Daten für Wellen von vorne und von hinten existieren, kann keine klare Aussage über die Qualität getroffen werden. Alle Verläufe scheinen jedoch plausibel.



λ'	NEP	EXP	DIFF
0.5	-5.9 N	-5.9 N	0.5 %
0.75	-6.2 N	-6.4 N	-3.5 %
1.0	-6.9 N	-6.9 N	0.6 %
1.25	-7.9 N	-7.3 N	8.8 %
1.5	-8.7 N	-8.2 N	5.8 %

λ'	NEP	EXP	DIFF
0.5	-5.6 N	-6.1 N	-8.0 %
0.75	-5.8 N	-6.2 N	-6.5 %
1.0	-6.2 N	-6.4 N	-3.3 %
1.25	-6.1 N	-6.7 N	-9.9 %
1.5	-6.3 N	-6.6 N	-5.2 %

Abbildung 5.1 & Tabelle 5.1: Ergebnisse fix, 21kn, head wave (links) und following wave (rechts)

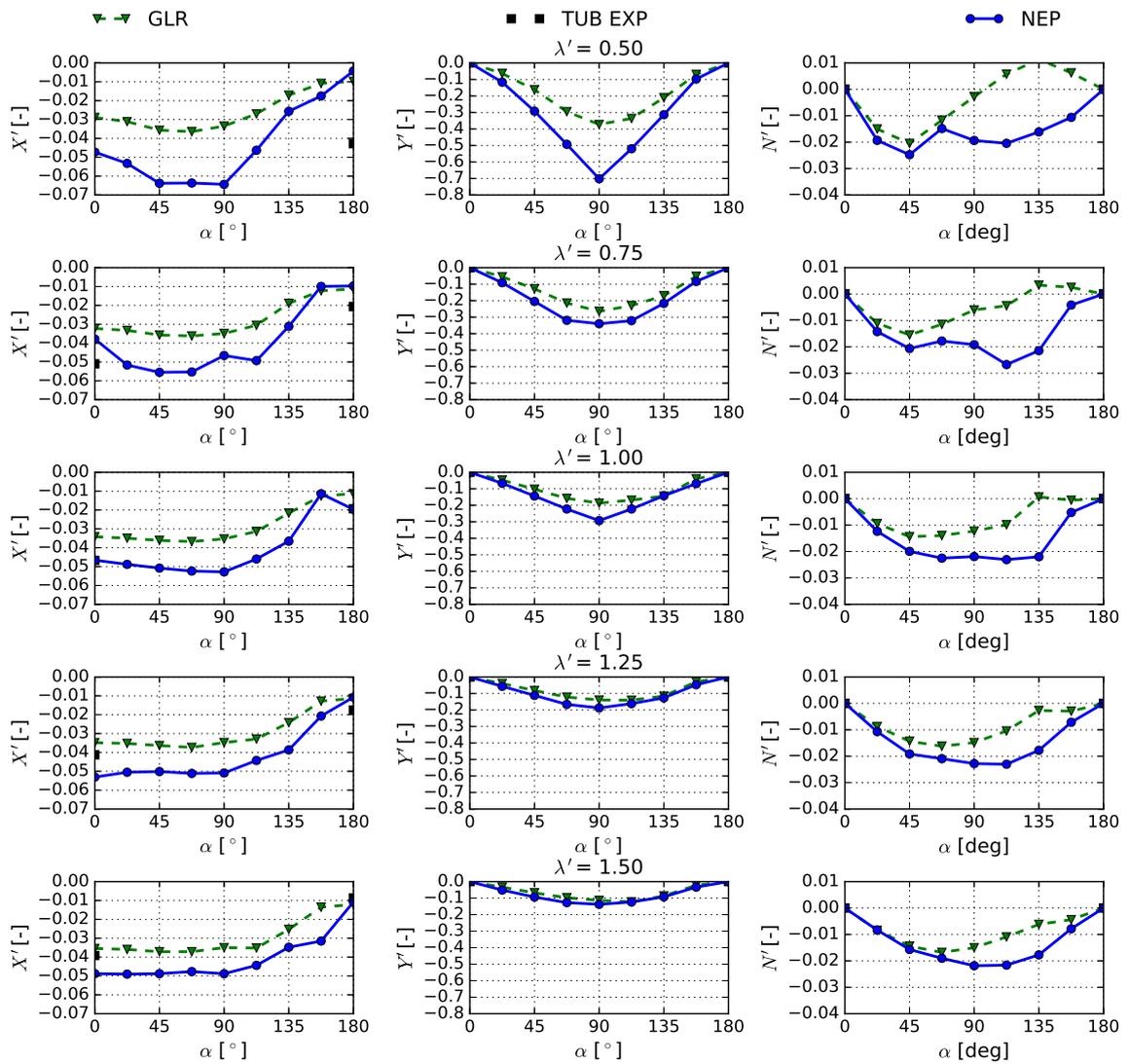


Abbildung 5.2: Vergleich mit *GL-Rankine* fix, 21kn

5.2 Ergebnisse ohne Fahrt losgelassen

Für den Fall ohne Vorausfahrt stehen Messungen der TUB für alle Welleneinfallswinkel zur Verfügung. Darüber hinaus wurden Vergleichssimulationen mit *GL-Rankine* durchgeführt. Die Ergebnisse finden sich in Abbildung 5.3. Insgesamt ist eine sehr zufriedenstellende Übereinstimmung zu erkennen. Es ist zu erkennen, dass sich die Verläufe – wie erwartet – qualitativ wie quantitativ stark verändert haben. Die Seitenkraft hat aufgrund der fehlenden Vorausgeschwindigkeit im Gegensatz zum vorherigen Fall einen Vorzeichenwechsel bei ca. 90° . Die Seitenkraft hat nun ein lokales Minimum bei 90° und das Girmoment besitzt analog zur Längskraft ebenfalls einen Nulldurchgang bei 90° . Es ist zu beachten, dass die Abbildung 5.3 bereits alle Korrekturen der Inertialanteile im Experiment beinhaltet.

5.3 Ergebnisse mit Fahrt losgelassen

Im Folgenden werden die Ergebnisse der in Kapitel 4.4.4 beschriebenen Simulationen zum Vergleich mit HSVA-Messungen betrachtet. Abbildung 5.4 zeigt für den Fall einer schräg von vorne einlaufenden Welle den Einfluss der einzelnen Korrekturen. Oben dargestellt ist in blau die berechnete mittlere Längskraft als der Summe der rein hydrodynamischen Kraft (Integration von Druck- und Wandschubspannungen) und der Komponente der Gewichtskraft in der schiffsfesten Längsachse. In schwarz dargestellt ist die Messung der HSVA ohne jegliche Korrekturen von Intertiaeffekten. In rot dargestellt ist die berechnete mittlere Kraft unter Berücksichtigung aller nicht hydrodynamischen Trägheitskräfte. Es ist offensichtlich, dass diese mittlere Kraft einen großen Einfluss hat und die Berücksichtigung der nicht hydrodynamischen Terme zum Vergleich mit unkorrigierten Messungen essentiell ist. In der unteren Zeile ist der Einfluss der mittleren Driftkraft auf die Seitenkraft und das Girmoment dargestellt. Es ist zu beachten, dass in diesem Fall die HSVA-Ergebnisse bereits korrigiert wurden, da durch die deutlich weicheren Feder sich stark unterschiedliche Driftwinkel eingestellt haben und die Korrekturen daher für Simulation und Experiment deutlich anders ausfallen. Auch hier ist zumindest in der Seitenkraft nach der Korrektur eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Die Diskrepanz im Girmoment konnte bisher nicht geklärt werden. Sämtliche Ergebnisse unter Berücksichtigung aller Korrekturen finden sich in den Abbildungen 5.5 und 5.6.

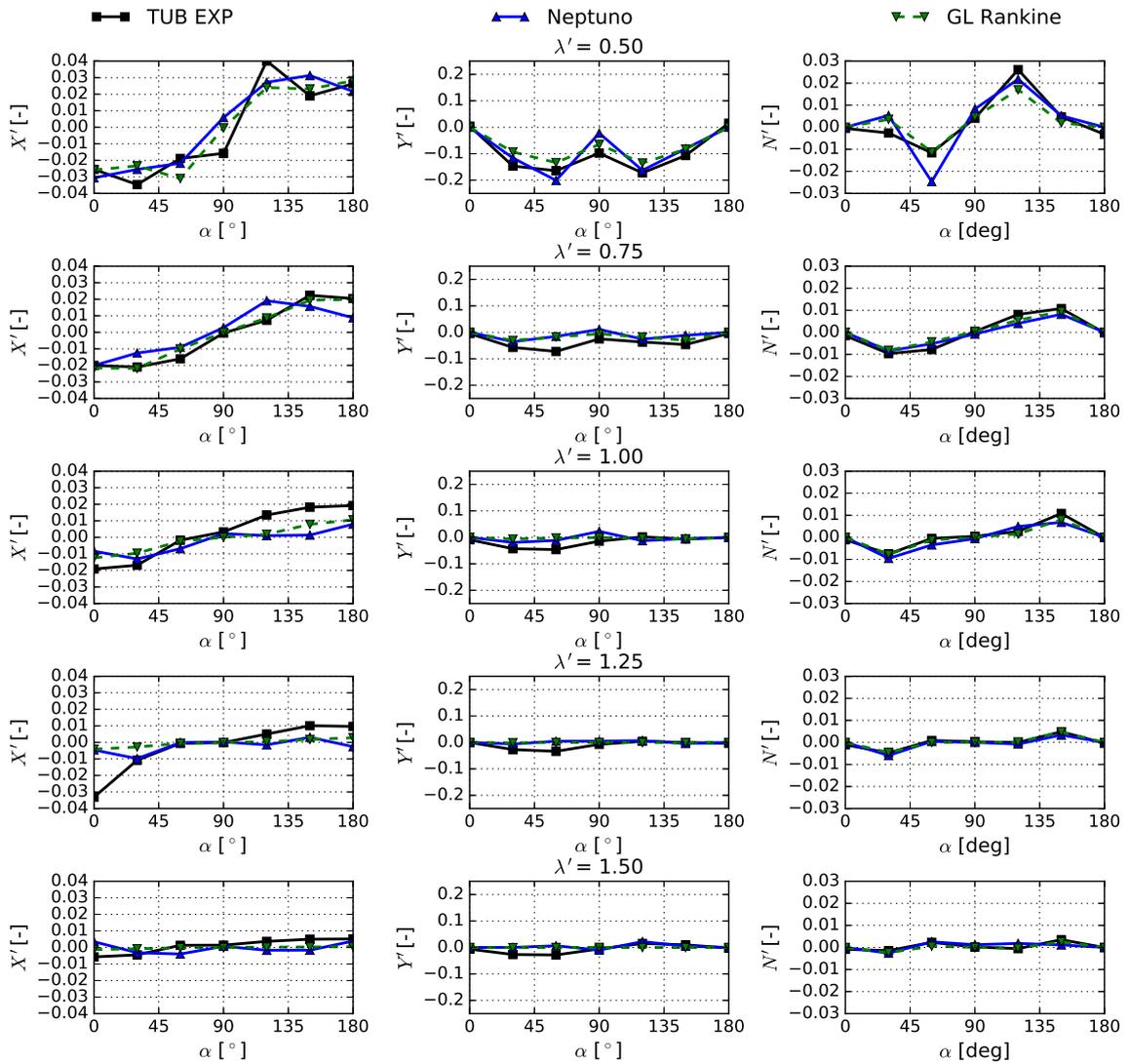


Abbildung 5.3: Vergleich mit *GL-Rankine* free, 0kn

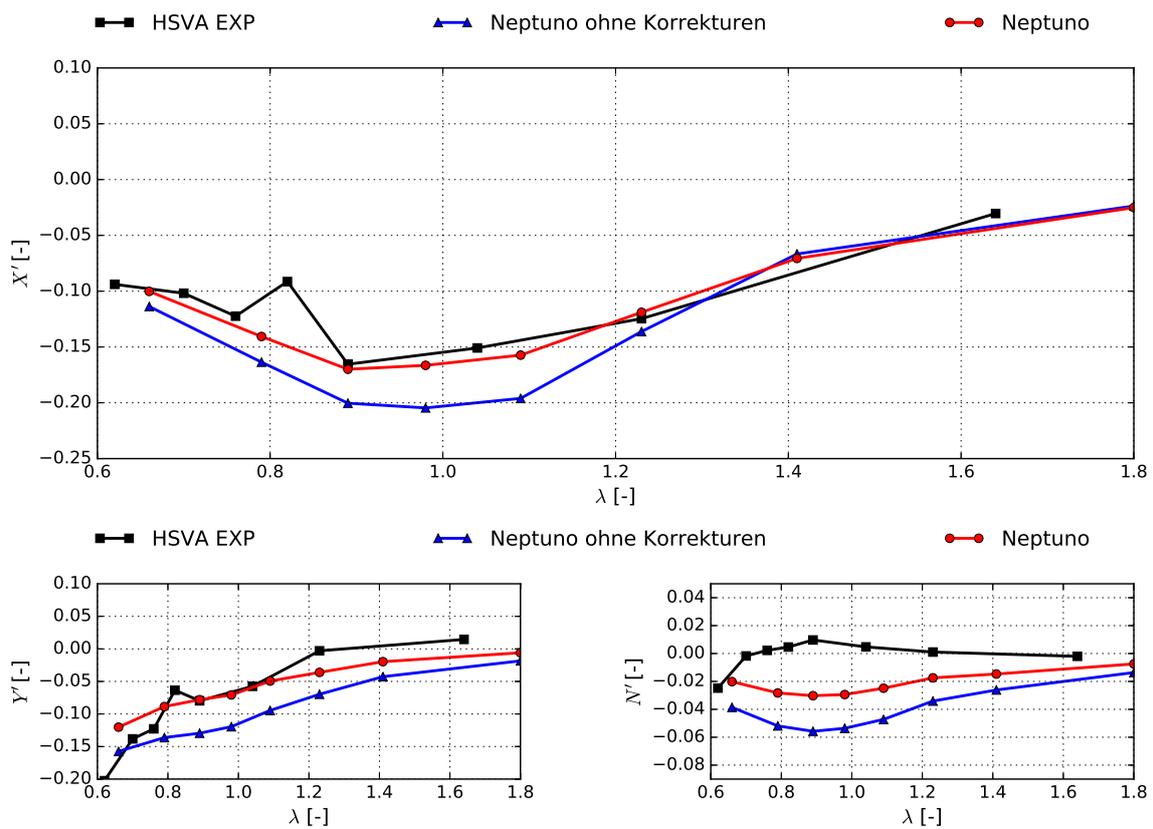


Abbildung 5.4: Einfluss der mittleren nicht hydrodynamischen Trägheitskräfte (oben) und der mittleren Driftkraft (unten) auf die mittleren Kräfte

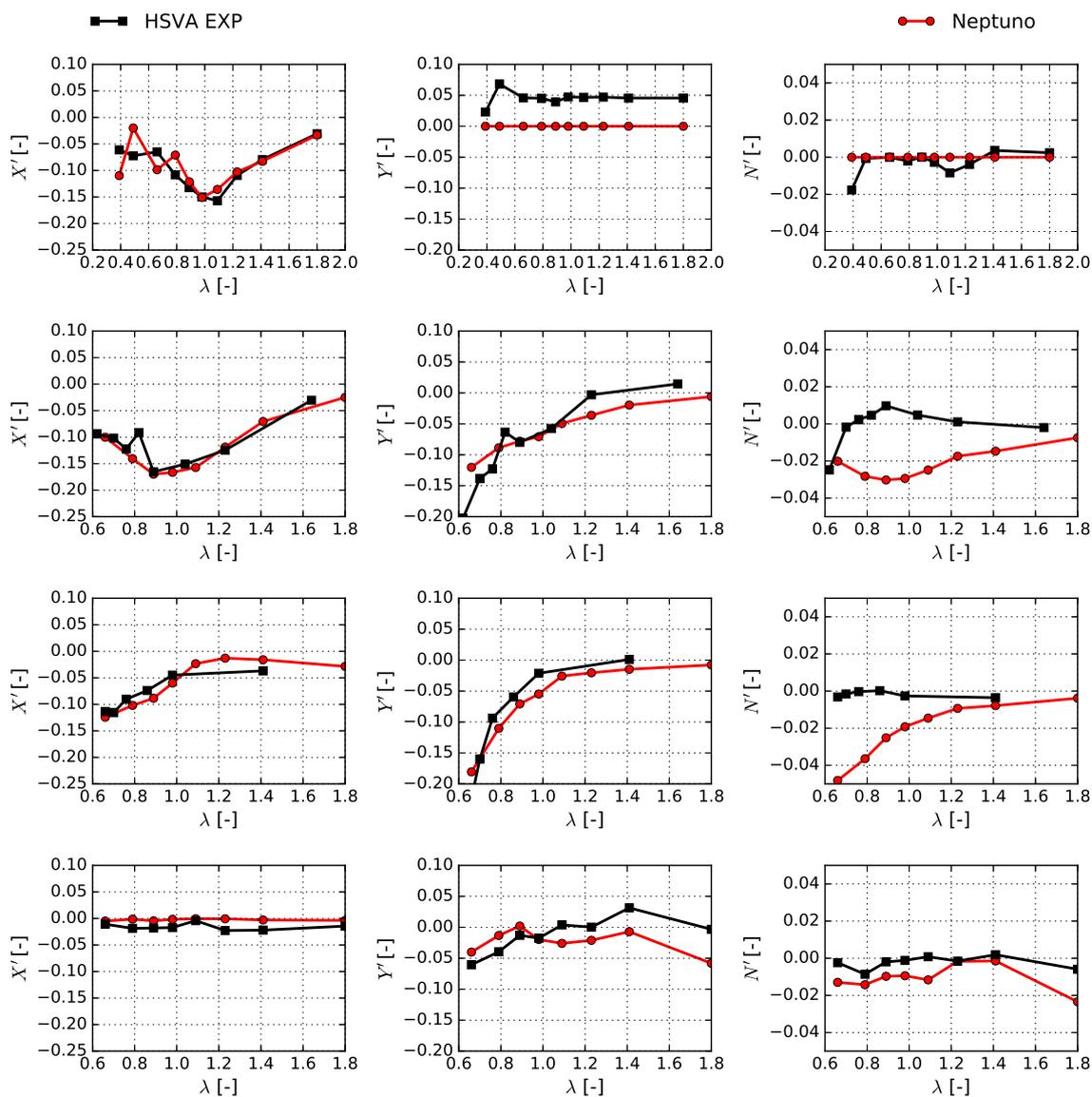


Abbildung 5.5: Vergleich mit HSVA-Messungen free, 21kn, von vorne einlaufende Wellen

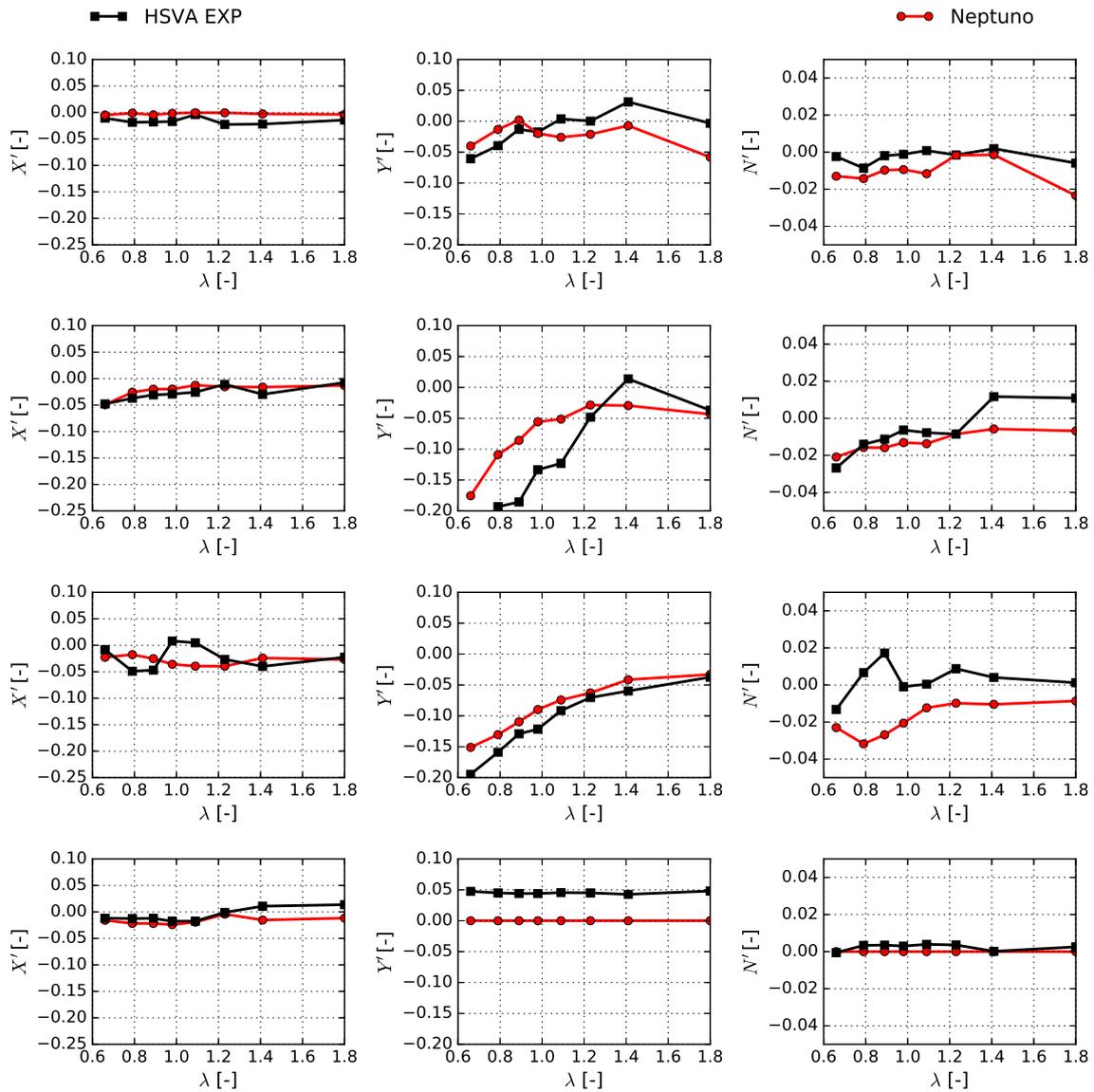


Abbildung 5.6: Vergleich mit HSVA-Messungen free, 21kn, von hinten einlaufende Wellen

Wie bereits in Abschnitt 4.4.4 gezeigt wurde, ergeben sich komplett unterschiedliche Wellenfelder für die Fälle mit und ohne Bewegung. In Abbildung 5.7 sind die mittleren Kräfte und Momente für eine Welle mit $\lambda' = 1.0$ aufgetragen. Es ist eindeutig zu erkennen, dass die Werte – in den meisten Punkten – quantitativ stark differieren und auch die qualitativen Verläufe sich unterscheiden. Während beispielsweise ohne Bewegungen in „beam seas“ die größten Seitenkräfte auftreten, sind diese im Fall mit Bewegung nahezu null. Die Längskraft zeigte im gefesselten Fall eine relativ geringe Abhängigkeit vom Welleneinfallswinkel, während mit freigegebener Bewegung sich erwartungsgemäß der größte Zusatzwiderstand bei Wellen von vorne einstellt. Interessant ist auch die deutlich zunehmende Asymmetrie des Giermoments.

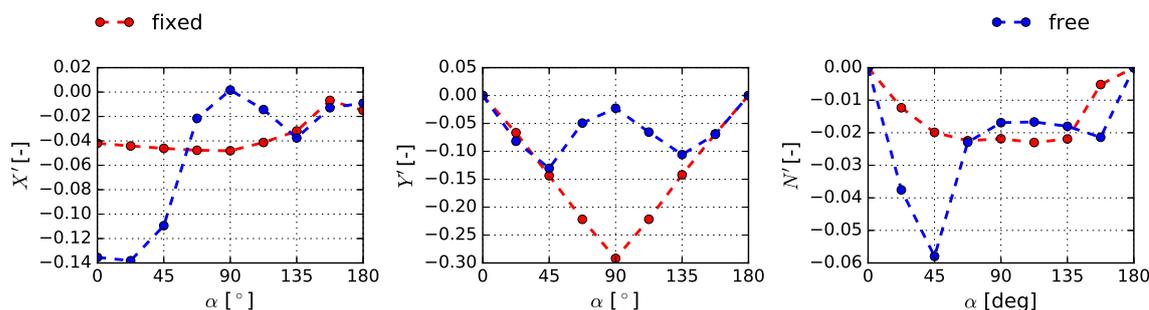


Abbildung 5.7: Vergleich der mittleren Kräfte festgehalten und losgelassen für $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, 21kn

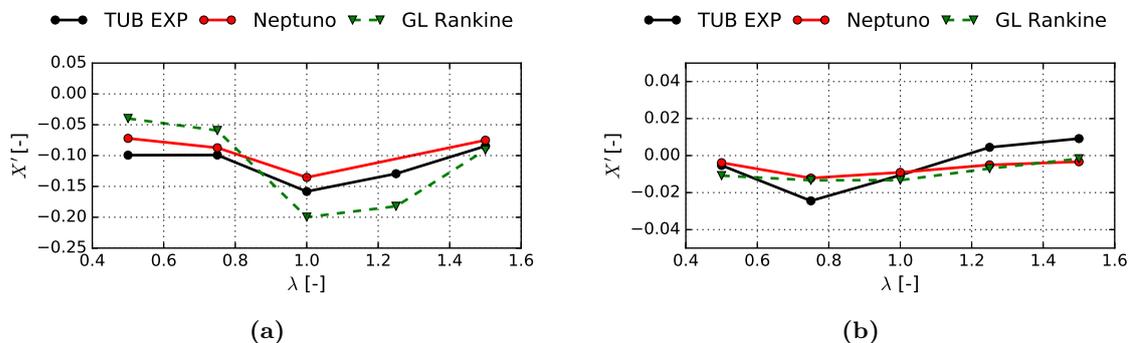


Abbildung 5.8: Vergleich der mittleren Kräfte mit Experimenten der TUB für $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, 21kn

Weiterhin wurden zahlreiche Berechnungen durchgeführt, welche im Folgenden für die Bestimmung von hydrodynamischen Koeffizienten der Wellenkräfte verwendet werden. Im Gegensatz zu den Berechnungen, welche für den Vergleich mit HSVA-Messungen durchgeführt wurden, wurde hier die Wellensteilheit konstant gehalten und für verschiedene Wellenlängen die Welleneinfallswinkel variiert. Wie im folgenden Kapitel erläutert wird, ist es für die Modellierung erforderlich, für eine gegebene Wellenlänge die mittleren Kräfte für eine Vielzahl von Einfallswinkeln mit konstanter Schrittweite zu kennen. Abbildung 5.9 zeigt die Ergebnisse dieser Simulationen im Vergleich zu Berechnungen mit *GL-Rankine*. Die Übereinstimmung ist weitestgehend sehr zufriedenstellend. Wie schon im Falle mit Vorausfahrt existieren lediglich Messungen der TUB für die Fälle $\alpha = 0^\circ$ und

$\alpha = 180^\circ$. Die Ergebnisse des Vergleichs sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die qualitative wie quantitative Übereinstimmung im Zusatzwiderstand beim RANS-Code besser ist als beim Potentialcode. Die Übereinstimmung ist jedoch nicht so gut wie im Vergleich mit den Messungen der HSVA. Interessant ist, dass der maximale Zusatzwiderstand sich bei kürzeren Wellen zunehmend mehr in Richtung der schräg einlaufenden Wellen verschiebt. Das der maximale Zusatzwiderstand nicht immer in Wellen von vorne auftritt, wurde auch von der HSVA beobachtet, siehe Valanto und Hong (2015).

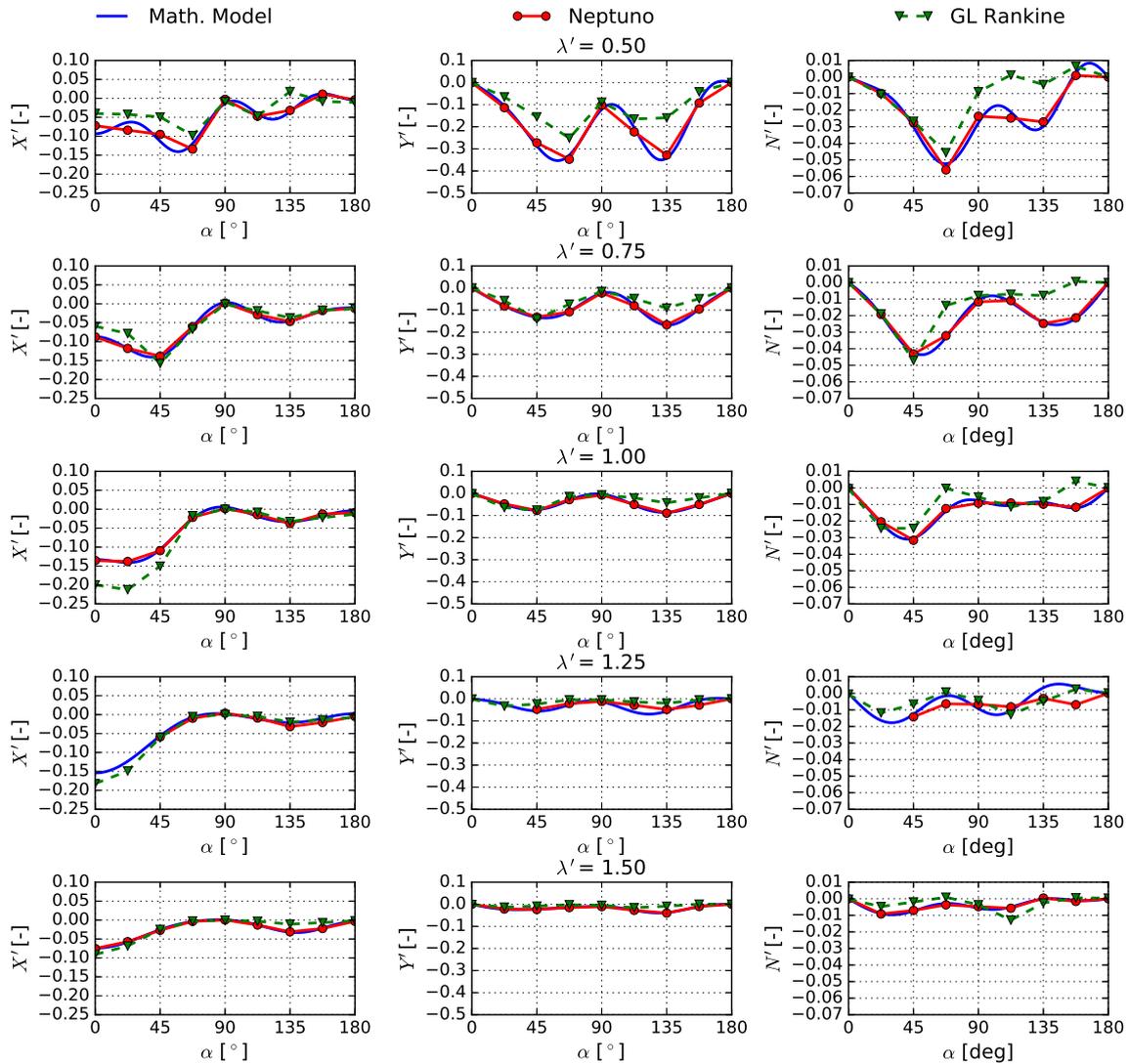


Abbildung 5.9: Vergleich mit *GL-Rankine* free, 21kn

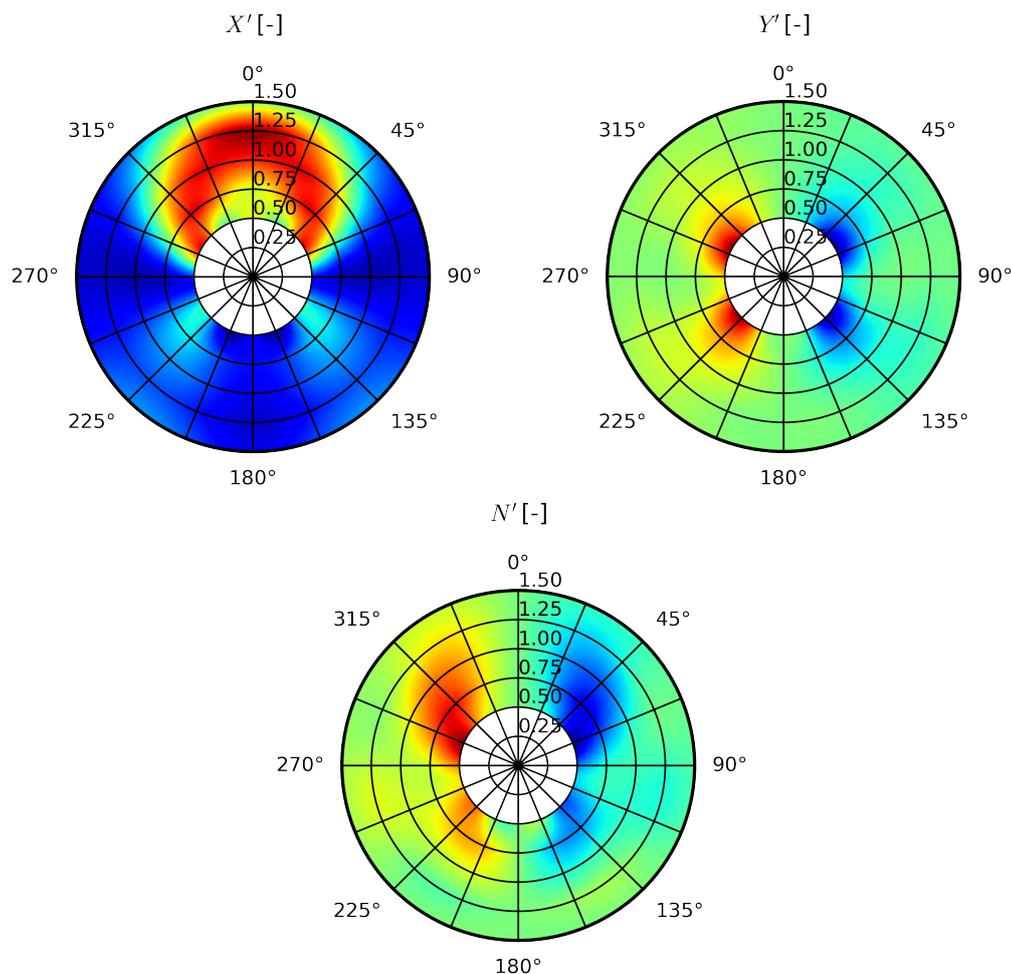


Abbildung 5.10: Polardarstellung der mittleren Kräfte und Momente

5.4 Einfluss der Federsteifigkeit

Zur Freigabe der Längsbewegung wird die hydrodynamische Längskraft (F_x) im Mittel über eine Federkraft ausgeglichen. Um die Abhängigkeit des Zusatzwiderstandes von der Wahl der Federsteifigkeit zu untersuchen, wurden zahlreiche Simulationen mit verschiedenen Federsteifigkeiten (c_x) durchgeführt. Die Variation erfolgte über einen großen Bereich, ausgehend von der im Experiment an der TUB verwendeten Federsteifigkeit (c_{x0}). Die Zeitreihen der Kraft, Längsgeschwindigkeit ($\Delta u = u - u_0$) und Federauslenkung (x Feder) in Längsrichtung – welche der Bewegung des Δx -Schlittens entspricht – finden sich in Abbildung 5.12. Die linke Spalte ist die rein hydrodynamische Längskraft auf das virtuelle Schiffsmodell. Bei der kleinsten Federsteifigkeit (1. Zeile) fällt das Schiff um rund 4m hinter den „virtuellen Schleppwagen“ zurück. Dennoch reicht die Federkraft nicht aus, um das Schiff auf seiner ursprünglichen Geschwindigkeit zu halten. Der Geschwindigkeitsverlust bei quasi konstanter Zugkraft beträgt 25%. Dieser Punkt wurde in der folgenden Auswertung nicht

berücksichtigt, da ein zu großer Einfluss durch den geänderten Glattwasserwiderstand vorhanden ist.

Mit zunehmender Federsteifigkeit kann ein Einfluss der Feder auf die Längsbewegung des Schiffes festgestellt werden. Die Abhängigkeit der eingeleiteten Federkraft von der Welle steigt mit zunehmender Steifigkeit. Im Resonanzpunkt (etwa 5. Zeile) werden die Federkräfte maximal, das System schaukelt sich auf. Die größte Federsteifigkeit, welche dem 500-fachen der im Experiment verwendeten Federsteifigkeit entspricht, hat eine fast komplette Unterdrückung der Längsbewegung zur Folge.

Trotz der starken Abhängigkeit der Federkraft – welche der Messkraft entspricht – von der Wahl der Federsteifigkeit, stellt man fest, dass die für das Manövrieren relevante hydrodynamische Kraft davon nicht beeinflusst ist. Abbildung 5.11 zeigt die resultierenden Seegangszusatzwiderstände ($F_{x,add}$) über der Federsteifigkeit (c_x) im Verhältnis zur Ausgangsfedersteifigkeit (c_{x0}). Es ist zu erkennen, dass die Federsteifigkeit und somit die Längsbewegung des Schiffes keinen signifikanten Einfluss auf die mittlere Längskraft hat. Die Amplitude der Tauch- und Stampfbewegung blieb ebenfalls in allen Fällen gleich.

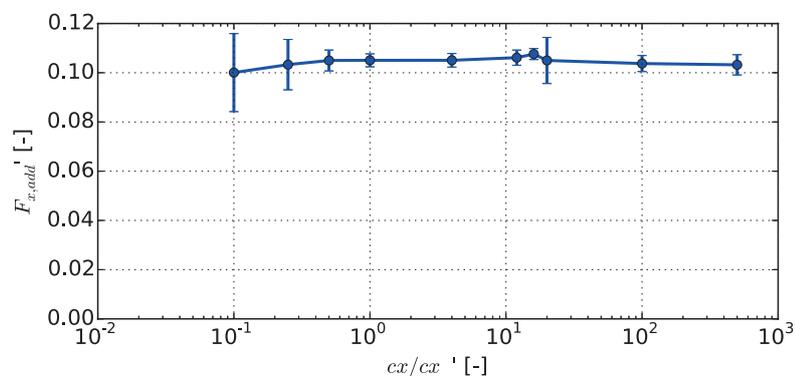


Abbildung 5.11: Berechneter Zusatzwiderstand für verschiedene Federsteifigkeiten

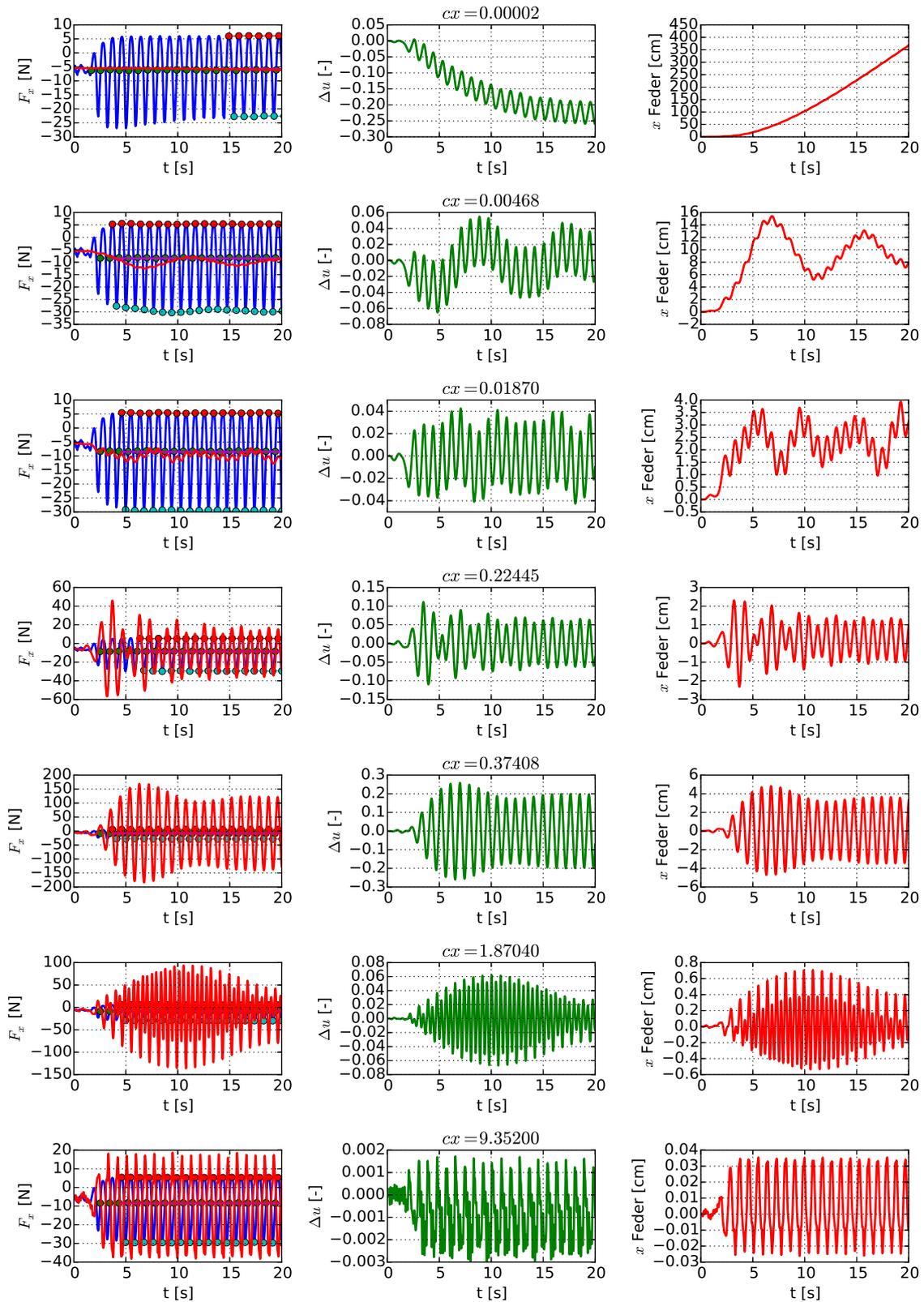


Abbildung 5.12: Zeitreihen für verschiedene Federsteifigkeiten c_x . Spalten von links nach rechts: Längskraft (blau) und Federkraft (rot), Längsgeschwindigkeit, Federauslenkung

6 Mathematische Modellierung der mittleren Kräfte

6.1 Vorgehensweise der Modellierung

Zur Simulation von Manövern in Wellen soll ein existierendes mathematisches Modell um den Einfluss der mittleren Wellenkräfte erweitert werden. Hierbei wird lediglich der mittlere Einfluss der Wellen auf die Trajektorie des Schiffes berücksichtigt. Effekte erster Ordnung werden vernachlässigt. Diese Annahme setzt voraus, dass die Begegnungsfrequenz der Welle nicht zu klein wird. Eine weitere Einschränkung ist, dass die Änderung des Kurswinkels langsam erfolgen muss, damit das Schiff mehrere Wellen gleicher Länge und Richtung in einer quasi statischen Situation erfährt. Unter dieser Annahme werden die Kräfte und Momente auf der rechten Seite der Bewegungsgleichung in einen Glattwasser- und Wellenanteil aufgesplittet (Uharek und Cura Hochbaum 2015):

$$\begin{aligned}X &= X_c + X_w \\Y &= Y_c + Y_w \\K &= K_c + K_w \\N &= N_c + N_w\end{aligned}\tag{6.1}$$

Der Glattwasseranteil der Kräfte wird mit einem auf Abkowitz basierten Koeffizientensatz modelliert, der aus CPMC-Versuchen an der HSVA bestimmt wurde, siehe Kapitel 7.1.

Das mathematische Modell der Wellenkräfte bedient sich der Tatsache, dass die Abhängigkeit der mittleren Wellenkräfte und Momente vom Einfallswinkel periodisch ist. Daher kann nach einer Spiegelung der berechneten Werte bei 180° – die Längskraft ist achsensymmetrisch und die Seitenkraft und das Giermoment punktsymmetrisch – eine Fourierreihenentwicklung zur Modellierung der Abhängigkeit verwendet werden:

$$F = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^6 \{a_n \cdot \cos(n\alpha) + b_n \cdot \sin(n\alpha)\}\tag{6.2}$$

Die Fourierreihe beinhaltet Terme bis zur sechsten Ordnung und ist in der Lage die Abhängigkeit vom Einfallswinkel mit zufriedenstellender Genauigkeit für jede Wellenlänge zu modellieren, siehe

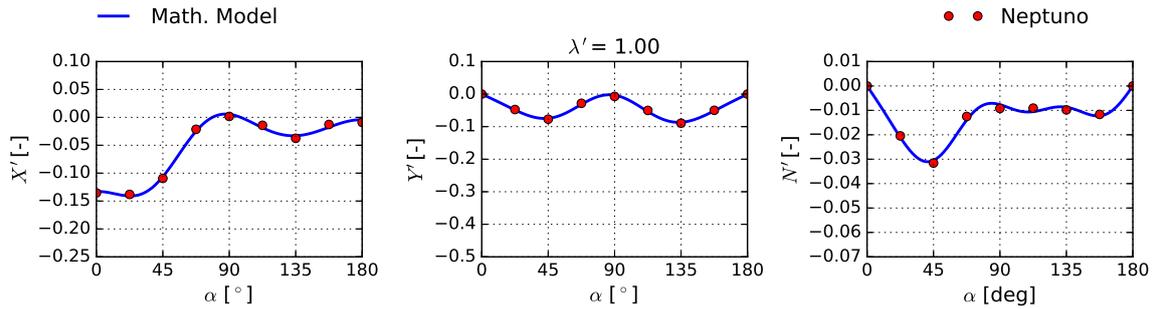


Abbildung 6.1: Rekonstruktion der simulierten Punkte für die Wellenlänge $\lambda' = 1.0$

Abbildung 6.1. Aufgrund der Symmetrie der Kräfte sind einige der Koeffizienten null und müssen im Modell nicht berücksichtigt werden. Insgesamt werden lediglich 7 a_n Koeffizienten für F_x und 6 b_n Koeffizienten für F_y und M_z benötigt. Abbildung 6.1 zeigt die berechneten Punkte in rot sowie die zugehörige Rekonstruktion in blau.

Um die Abhängigkeit der Kräfte von der Wellenlänge λ zu erfassen, wird angenommen, dass die Fourierkoeffizienten von der Wellenlänge abhängig sind:

$$F = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^6 \{a_n(\lambda) \cdot \cos(n\alpha) + b_n(\lambda) \cdot \sin(n\alpha)\} \quad (6.3)$$

Diese Abhängigkeit wird mittels eines Polynomansatzes mit Termen bis zur dritten Ordnung erfasst:

$$a_n(\lambda) = a_{n3} \cdot \lambda^3 + a_{n2} \cdot \lambda^2 + a_{n1} \cdot \lambda + a_{n0} = \sum_{i=0}^3 a_{ni} \cdot \lambda^i \quad (6.4)$$

$$b_n(\lambda) = b_{n3} \cdot \lambda^3 + b_{n2} \cdot \lambda^2 + b_{n1} \cdot \lambda + b_{n0} = \sum_{i=0}^3 b_{ni} \cdot \lambda^i$$

In Abbildung 6.2 sind die einzelnen Fourierkoeffizienten – welche ungleich null sind – über der Wellenlänge aufgetragen. Die durchgezogenen Linien entsprechen der Approximation durch das Polynom.

Die Güte der Approximation für die mittleren Kräfte und Momente ist immer noch sehr zufriedenstellend, siehe Abbildung 6.3.

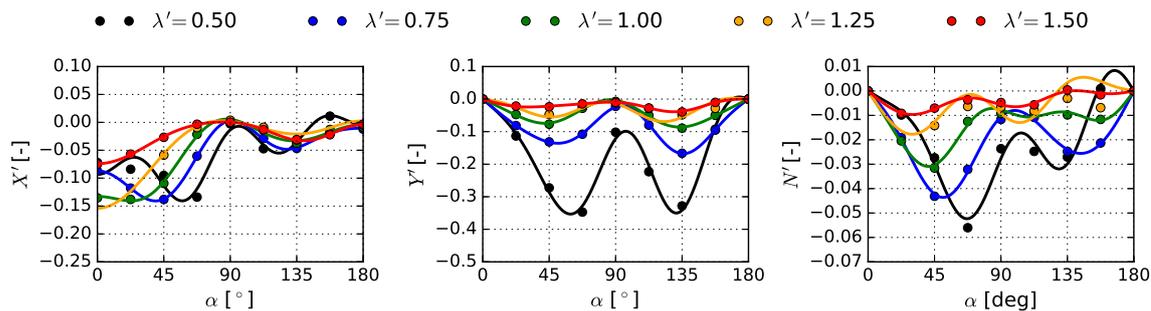


Abbildung 6.3: Rekonstruktion der simulierten Punkte

Für dieses Vorgehen müssen die winkelabhängigen Fourierkoeffizienten für mindestens vier Wellenlängen bekannt sein, was zu einer Testmatrix von $9 \cdot 4 = 36$ Fällen führt.

Die so bestimmten Koeffizienten werden dann für verschiedene Geschwindigkeiten in einer Datenbank gespeichert. Das Programm, welches die Manöversimulation durchführt, ist dann in der Lage aus den Koeffizienten die mittleren Kräfte für jede Situation in jedem Zeitschritt zu berechnen und auf der rechten Seite der Bewegungsgleichung hinzuzufügen.

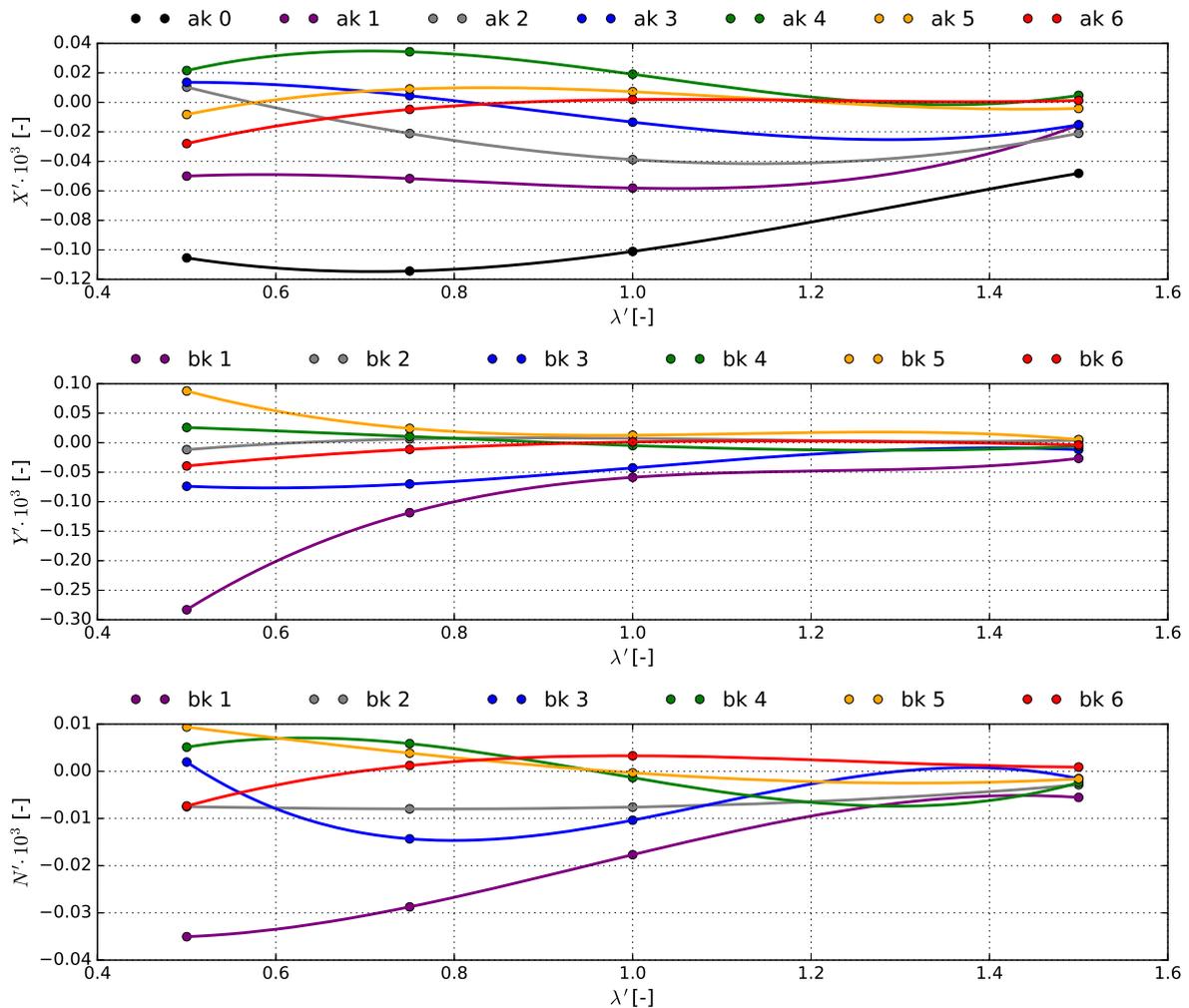


Abbildung 6.2: Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten von der Wellenlänge

6.2 Hydrodynamische Koeffizienten der mittleren Kräfte

Der vollständige Koeffizientensatz, welcher für die Simulation aller Manöver in Wellen verwendet wird, findet sich in Tabelle 6.1. Hierbei ist zu beachten, dass für die Längskraft lediglich die Koeffizienten a_{ni} und für Seitenkraft und Giermoment lediglich die Koeffizienten b_{ni} aufgeführt wurden. Die Koeffizienten beinhalten bereits alle oben genannten Korrekturen sowie die nicht hydrodynamischen Trägheitskräfte. Diese wurden im mathematischen Modell berücksichtigt, da die eigentliche Manöversimulation später ohne die Berücksichtigung der Freiheitsgrade Tauchen und Stampfen stattfindet und somit diese mittleren Kräfte später nicht wieder hinzugefügt würden.

Tabelle 6.1: Hydrodynamische Koeffizienten der mittleren Kräfte

n	i	X' a_{ni}	Y' b_{ni}	N' b_{ni}	n	i	X' a_{ni}	Y' b_{ni}	N' b_{ni}
0	0	0.020			4	0	-0.188	0.028	-0.058
0	1	-0.434			4	1	0.764	0.063	0.244
0	2	0.421			4	2	-0.824	-0.174	-0.287
0	3	-0.108			4	3	0.267	0.078	0.099
1	0	-0.131	-1.151	-0.009	5	0	-0.150	0.510	0.021
1	1	0.343	2.681	-0.127	5	1	0.474	-1.379	-0.023
1	2	-0.456	-2.190	0.183	5	2	-0.450	1.254	-0.007
1	3	0.186	0.602	-0.064	5	3	0.132	-0.373	0.008
2	0	0.103	-0.144	-0.006	6	0	-0.160	-0.159	-0.057
2	1	-0.213	0.438	-0.004	6	1	0.413	0.341	0.156
2	2	0.040	-0.408	-0.002	6	2	-0.347	-0.225	-0.130
2	3	0.031	0.121	0.004	6	3	0.095	0.045	0.035
3	0	-0.055	0.084	0.155					
3	1	0.313	-0.631	-0.526					
3	2	-0.432	0.757	0.521					
3	3	0.161	-0.252	-0.159					

6.3 Check des mathematischen Modells

Um zu überprüfen, ob das Modell in der Lage ist, die mittleren Kräfte und Momente auch für Situationen zu bestimmen, welche nicht als Eingangsgröße zur Bestimmung des Koeffizientensatzes dienen, wurden zwei zusätzliche Simulationen durchgeführt und die berechneten Kräfte mit den vom mathematischen Modell vorhergesagten Kräften verglichen. Die Ergebnisse finden sich in Tabelle 6.2. Die Abweichungen zwischen den modellierten und berechneten Kräften ist relativ klein. Es

muss allerdings beachtet werden, dass dieses Modell lediglich zur Interpolation von Kräften im Bereich der Wellen, welche als Eingangsgrößen dienten, genutzt werden kann. Durch die Verwendung des Polynomansatzes bei der Modellierung der Wellenlänge kann es nicht für die Extrapolation dienen.

Tabelle 6.2: Vergleich zwischen Modellierung und direkter Berechnung der mittleren Kräfte

(a) $\lambda' = 0.85$ und $\alpha = 30^\circ$			
	Berechnung	Math. Modell	Abweichung
F_X	-1.77	-1.81	2%
F_Y	-2.79	-3.01	8%
M_Z	-0.82	-0.94	13%

(b) $\lambda' = 1.1$ and $\alpha = 55^\circ$			
	Berechnung	Math. Modell	Abweichung
F_X	-1.81	-1.76	3%
F_Y	-4.61	-4.23	9%
M_Z	-1.26	-1.27	1%

6.4 Superposition von Driftbewegung und Wellenkräften

Zum derzeitigen Zeitpunkt sind keine Kopplungsterme zwischen dem Manövrieren im Glattwasser und den Wellenkräften vorhanden. Um zu überprüfen, inwieweit das mathematische Modell in der Lage ist die mittleren Kräfte auch für eine Superposition von Driftbewegung und Wellenkräften vorherzusagen, wurden für ausgewählte Wellen zusätzliche Berechnungen durchgeführt. Exemplarisch finden sich in Abbildung 6.4 die Ergebnisse von Berechnungen (Punkte) für eine statische Driftbewegung in Glattwasser (blau) und in Kombination mit einer einlaufenden Welle mit $\lambda' = 0.75$ aus $\alpha = -30^\circ$ (grün) sowie die Rekonstruktion durch das mathematische Modell (grau gestrichelt).

Während die Seitenkraft prinzipiell zufriedenstellend rekonstruiert wird, so gibt es im Giermoment leichte Abweichungen im Bereich positiver Driftwinkel. Dies entspricht im vorliegenden Fall einer Welle mit $\alpha = -30^\circ$ dem Driften „in die Welle“. Dies ist für stationäre Betrachtungen eine unphysikalische Situation, da in der Regel die mittlere Kraft der Welle eine Driftbewegung in die andere Richtung verursacht. Eine Ausnahme besteht hierbei in der Betrachtung des Drehkreises, in welchem das Schiff bei einem konstanten mittleren Driftwinkel alle Welleneinfallrichtungen durchläuft.

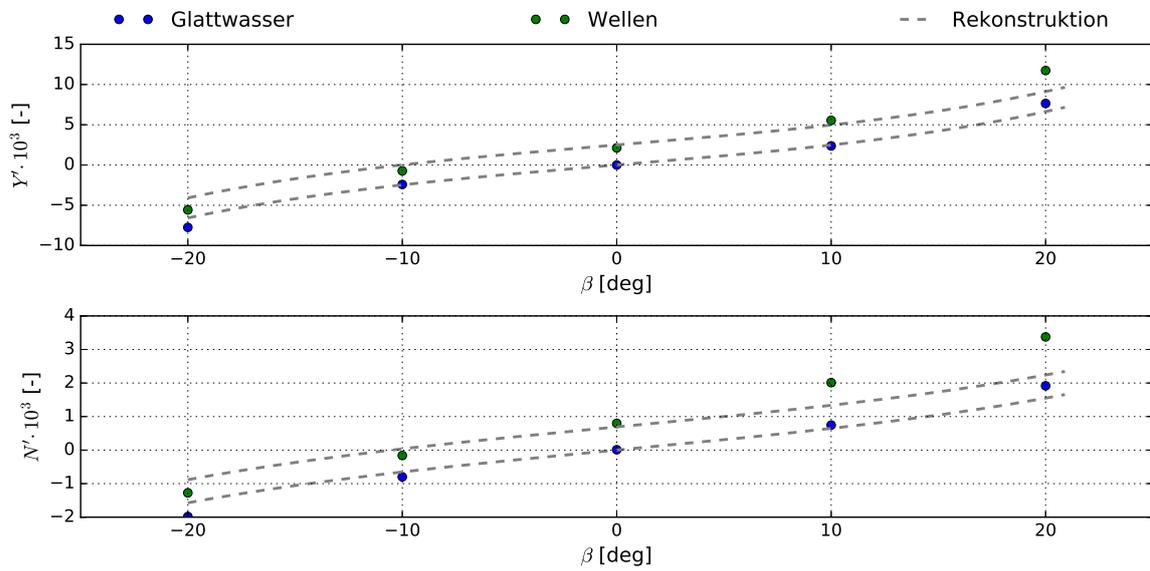


Abbildung 6.4: Superposition von Driftbewegung und einlaufender Welle

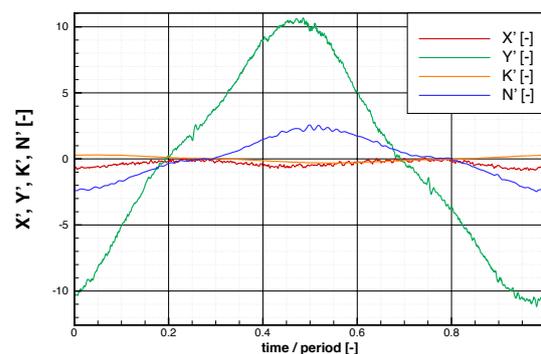
7 Simulation von Manövern

7.1 Bestimmung der Glattwasserkoeffizienten

Die Bestimmung eines hydrodynamischen Koeffizientensatzes kann auf zwei Arten erfolgen. Zum einen können Manöver – beispielsweise ein Z-Test – durchgeführt werden und der Koeffizientensatz über indirekte Systemidentifikation bestimmt werden, siehe beispielsweise Weede (2000). Andernfalls können auch sogenannte „Captive Model Tests“ durchgeführt werden, bei denen dem Schiff eine Bewegung – wie beispielsweise eine stationäre Driftfahrt – aufgezwungen und die hydrodynamischen Kräfte gemessen werden, siehe beispielsweise Grim u. a. (1976). Die hierbei variierten Parameter sind der Driftwinkel β , die Gierrate r , der Ruderwinkel δ , die Vorausgeschwindigkeit Δu und gegebenenfalls der Krängungswinkel φ . Nach einer Vielzahl von Messungen mit Kombinationen dieser Parameter können anschließend die gemessenen Kräfte durch ein mathematisches Modell approximiert werden. Das hier verwendete Modell basiert auf dem von Abkowitz (1964). Bei den Versuchen werden statische und dynamische Situationen unterschieden. Abbildung 7.1 zeigt ein Foto eines statischen Driftversuches sowie die resultierenden Kräfte aus einem dynamischen Pure-Sway-Versuch. Eine genauere Beschreibung der Vorgehensweise findet sich in Cura Hochbaum (2006); Cura Hochbaum u. a. (2015).



(a) Modell in statischer Driftbewegung ($\beta = 20^\circ$)



(b) Zeitreihe Pure Sway Versuch

Abbildung 7.1: CPMC-A Versuche zur Bestimmung eines hydrodynamischen Koeffizientensatzes in der HSVA

In diesem Projekt wurden die hydrodynamischen Koeffizienten experimentell bestimmt, eine numerische Bestimmung ist jedoch ebenfalls problemlos möglich (Cura Hochbaum u. a. 2008; Cura Hochbaum 2011; Cura Hochbaum und Uharek 2014). Die Versuche wurden in Zusammenarbeit mit der HSVA durchgeführt. Hierbei erfolgte die Erzeugung der Bewegungsvorgabedateien und die Auswertung der Versuche an der TUB. Die Koeffizienten aus den dynamischen Versuchen wurden mittels einer Fourieranalyse und aus den statischen Versuchen mittels multilinearer Regression bestimmt. Der resultierende Koeffizientensatz befindet sich in Tabelle 7.1. Da die metazentrische Höhe \overline{GM} relativ groß ist, wurden keine rollwinkelabhängigen Koeffizienten bestimmt und die Simulationen in 4DOF durchgeführt.

Tabelle 7.1: Koeffizientensatz für Glattwasser

1	X'_0	0.000	Y'_0	0.000	K'_0	0.000	N'_0	0.000
2	X'_δ	0.000	Y'_δ	2.636	K'_δ	-0.023	N'_δ	-1.343
3	$X'_{\delta\delta}$	-1.839	$Y'_{\delta\delta}$	0.000	$K'_{\delta\delta}$	0.000	$N'_{\delta\delta}$	0.000
4	$X'_{\delta\delta\delta}$	0.000	$Y'_{\delta\delta\delta}$	-1.880	$K'_{\delta\delta\delta}$	0.024	$N'_{\delta\delta\delta}$	1.042
5	X'_u	-3.155	Y'_u		K'_u		N'_u	
6	X'_{uu}	0.725	Y'_{uu}		K'_{uu}		N'_{uu}	
7	X'_{uuu}	-0.405	Y'_{uuu}		K'_{uuu}		N'_{uuu}	
8	$X'_\dot{u}$	-0.563	$Y'_\dot{u}$		$K'_\dot{u}$		$N'_\dot{u}$	
9	X'_v	0.000	Y'_v	-10.928	K'_v	0.296	N'_v	-1.754
10	X'_{vv}	-2.128	Y'_{vv}	0.000	K'_{vv}	0.000	N'_{vv}	0.000
11	X'_{vvv}	0.000	Y'_{vvv}	-38.572	K'_{vvv}	1.135	N'_{vvv}	-12.167
12	$X'_\dot{v}$		$Y'_\dot{v}$	-5.719	$K'_\dot{v}$	-0.197	$N'_\dot{v}$	0.444
13	X'_r	0.000	Y'_r	2.336	K'_r	-0.106	N'_r	-2.115
14	X'_{rr}	-0.433	Y'_{rr}	0.000	K'_{rr}	0.000	N'_{rr}	0.000
15	X'_{rrr}	0.000	Y'_{rrr}	-3.307	K'_{rrr}	-0.020	N'_{rrr}	-1.554
16	$X'_\dot{r}$		$Y'_\dot{r}$	-0.700	$K'_\dot{r}$	0.037	$N'_\dot{r}$	-0.101
17	X'_{vr}	2.923	Y'_{vr}	0.000	K'_{vr}	0.000	N'_{vr}	0.000
18	X'_{vrr}		Y'_{vrr}	-13.350	K'_{vrr}	0.327	N'_{vrr}	-3.564
19	X'_{vvr}		Y'_{vvr}	0.754	K'_{vvr}	-0.105	N'_{vvr}	-14.365
20	X'_p		Y'_p	0.000	K'_p	-0.070	N'_p	0.000
29	$X'_{v\delta}$	0.517	$Y'_{v\delta}$	0.000	$K'_{v\delta}$	0.000	$N'_{v\delta}$	0.000
30	$X'_{vv\delta}$	0.000	$Y'_{vv\delta}$	0.345	$K'_{vv\delta}$	0.057	$N'_{vv\delta}$	-0.497
31	$X'_{v\delta\delta}$	0.000	$Y'_{v\delta\delta}$	5.616	$K'_{v\delta\delta}$	-0.041	$N'_{v\delta\delta}$	-1.889
32	$X'_{r\delta}$	-0.758	$Y'_{r\delta}$	0.000	$K'_{r\delta}$	0.000	$N'_{r\delta}$	0.000
33	$X'_{rr\delta}$	0.000	$Y'_{rr\delta}$	1.774	$K'_{rr\delta}$	-0.024	$N'_{rr\delta}$	-0.530
34	$X'_{r\delta\delta}$	0.000	$Y'_{r\delta\delta}$	-1.919	$K'_{r\delta\delta}$	0.025	$N'_{r\delta\delta}$	1.341
35	$X'_{vr\delta}$	0.000	$Y'_{vr\delta}$	0.000	$K'_{vr\delta}$	0.000	$N'_{vr\delta}$	0.000
36	$X'_{u\delta}$	0.000	$Y'_{u\delta}$	-2.806	$K'_{u\delta}$	0.022	$N'_{u\delta}$	1.402
37	$X'_{u\delta\delta}$	3.464	$Y'_{u\delta\delta}$	0.000	$K'_{u\delta\delta}$	0.000	$N'_{u\delta\delta}$	0.000
38	$X'_{u\delta\delta\delta}$		$Y'_{u\delta\delta\delta}$	1.047	$K'_{u\delta\delta\delta}$	-0.013	$N'_{u\delta\delta\delta}$	-0.795
39	$X'_{uu\delta}$		$Y'_{uu\delta}$	0.691	$K'_{uu\delta}$	-0.027	$N'_{uu\delta}$	-0.401

7.2 Erläuterung der Vorgehensweise

Zur Untersuchung des Manövrierverhaltens eines Schiffes wird dieses in der Regel als starrer Körper betrachtet. Die zugehörigen Bewegungsgleichungen im schiffsfesten System wurden in Kapitel 2.2 erläutert. Für die Simulation von Manövern ist es jedoch üblich, die Bewegungsgleichungen im hybriden System zu formulieren und die von Tauch- und Stampfbewegung zu vernachlässigen, siehe Gleichung 7.1.

$$\begin{aligned}
 m \left[\dot{U} - \dot{\psi}V - x_G \dot{\psi}^2 + z_G \left(2\dot{\psi}\dot{\varphi} \cos \varphi + \ddot{\psi} \sin \varphi \right) \right] &= X \\
 m \left[\dot{V} + \dot{\psi}U + x_G \ddot{\psi} + z_G \left(\left(\dot{\psi}^2 + \dot{\varphi}^2 \right) \sin \varphi - \ddot{\varphi} \cos \varphi \right) \right] &= Y \\
 I_{xx} \ddot{\varphi} - I_{xz} \ddot{\psi} \cos \varphi + (I_{zz} - I_{yy}) \dot{\psi}^2 \sin \varphi \cos \varphi - m z_G \cos \varphi \left(\dot{V} + U \dot{\psi} \right) &= K \\
 \left(I_{yy} \sin^2 \varphi + I_{zz} \cos^2 \varphi \right) \ddot{\psi} + 2 (I_{yy} - I_{zz}) \dot{\psi} \dot{\varphi} \sin \varphi \cos \varphi - I_{xz} \left(\ddot{\varphi} \cos \varphi - \dot{\varphi}^2 \sin \varphi \right) + \\
 m x_G \left(\dot{V} + U \dot{\psi} \right) + m z_G \sin \varphi \left(\dot{U} - V \dot{\psi} \right) &= N
 \end{aligned} \tag{7.1}$$

Wie zuvor erläutert, können die während der Simulation unbekanntes äußeren Kräfte und Momente auf der rechten Seite der Bewegungsgleichung durch mathematische Modelle approximiert werden. Wie bereits in Kapitel 6.1 beschrieben, werden hier die Einflüsse aufgrund des Manövrierens im Glattwasser und der Wellen getrennt voneinander betrachtet. Nachdem nun für jeden beliebigen Zustand des Schiffes die resultierenden äußeren Kräfte bekannt sind, kann die obige Gleichung durch explizite Zeitintegration gelöst werden.

Eine Schwierigkeit bei der Simulation von Manövern in Wellen stellt die Wahl der Ausgangslage dar. Im Glattwasser wird in der Regel ein stationärer Zustand angenommen, in welchem sich der Schub des Propellers und der effektive Widerstand im Gleichgewicht befinden. Der Koeffizientensatz wird dann für diese Drehzahl bestimmt und diese wird meist auch bei der Variation der Längsgeschwindigkeit im Versuch beibehalten. Bei einem Geschwindigkeitsabfall im Drehkreis wird der veränderte Arbeitspunkt des Propellers dann über die Koeffizienten X_u, X_{uu}, X_{uuu} erfasst und die entsprechende Beeinflussung des Ruders über die Kopplungskoeffizienten.

Da jedoch jede Welle einen anderen Zusatzwiderstand hervorruft, würde sich für jede Welle eine andere Drehzahl in der im Mittel stationären Vorausfahrt ergeben. Eine Möglichkeit wäre für jede Ausgangslage einen Koeffizientensatz mit der korrespondierenden Propellerdrehzahl zu bestimmen, sodass der Koeffizient X_0 im Koeffizientensatz den Zusatzwiderstand in der Ausgangssituation ausgleicht. Da es einen unvermeidbaren Aufwand darstellen würde, für jede mögliche Ausgangslage einen neuen Koeffizientensatz zu bestimmen, wird diese Methode nicht in Betracht gezogen. Eine mögliche Erweiterung des Glattwasserkoeffizientensatzes um eine Modellierung der Abhängigkeit

von der Wahl der Propellerdrehzahl würde diesen Ansatz jedoch deutlich attraktiver erscheinen lassen.

Alternativ wäre es möglich, vor dem Start des Manövers die Geschwindigkeit so anzupassen, dass der Zusatzwiderstand der Welle X_W durch die zusätzliche Längskraft $X_u \Delta u + \dots$ ausgeglichen wird. Dies hätte zur Folge, dass der Effekt der in Wellen erforderlichen höheren Propellerdrehzahl auf das Ruder erfasst werden würde. Jedoch wäre die Ausgangsgeschwindigkeit des Manövers eine andere. Eine Möglichkeit eine vorgegebene Geschwindigkeit zu Beginn des Manövers einzuhalten wäre – da der hydrodynamische Koeffizientensatz dimensionslos ist und für verschiedene Ausgangsgeschwindigkeiten genutzt werden kann –, das Manöver mit einer höheren Geschwindigkeit zu beginnen und erst unter Berücksichtigung der Wellenkräfte die eigentlich erwünschte Anfangsgeschwindigkeit zu erreichen.

Die letzte Möglichkeit besteht darin, ein Gleichgewicht zu Beginn der Simulation zu erzwingen. Hierfür wird die resultierende Längskraft im ersten Zeitschritt der Simulation bestimmt und im weiteren Verlauf von der Längskraft subtrahiert. Dies stellt die einfachste Methode dar, jedoch wird die erhöhte Ruderwirksamkeit, welche sich durch die dann anzupassende Drehzahl ergeben würde, nicht berücksichtigt. Derzeit wird diese Vorgehensweise verwendet.

7.3 Simulation von Manövern im Glattwasser

Zur Beurteilung des Manövrierverhaltens wurden zunächst zahlreiche Manöver im Glattwasser simuliert. Abbildung 7.2 zeigt die Ergebnisse der Simulation eines Drehkreisversuches mit 35° Ruderwinkel nach Steuerbord. Neben der dimensionslosen Bahnkurve ist der Verlauf der Geschwindigkeit und des Driftwinkels über der Zeit aufgetragen. Die Parameter der Drehkreise für verschiedene Ruderwinkel ist in Tabelle 7.2 dargestellt. Hierbei bezeichnet δ den Ruderwinkel, x_{90} die zurückgelegte Strecke bis zu einer Kursänderung von 90° , y_{180} den Querversatz bis zu einer Kursänderung von 180° und T_{90} bzw. T_{180} die zugehörigen Zeiten. Der statische Drehkreisdurchmesser wird mit Ψ_{stat} bezeichnet, der maximale Rollwinkel mit φ_{max} , der Rollwinkel im stationären Zustand φ_{stat}

Tabelle 7.2: Drehkreisparameter für verschiedene Ruderwinkel

$\delta [^\circ]$	$x_{90} [-]$	$y_{180} [-]$	$T_{90} [s]$	$T_{180} [s]$	$\Psi_{\text{stat}} [-]$	$\varphi_{\text{stat}} [^\circ]$	$\varphi_{\text{max}} [^\circ]$	u/u_0		
10.0	5.86	7.66	163	295	7.24	-7.8	4.1	4.0	-0.686	0.883
15.0	4.47	5.14	123	219	4.66	-11.6	5.3	4.8	-0.927	0.768
20.0	3.75	3.84	102	182	3.35	-15.3	6.3	4.9	-1.089	0.650
25.0	3.31	3.03	90	162	2.59	-19.1	7.1	4.6	-1.190	0.549
30.0	3.01	2.47	82	149	2.12	-22.7	7.8	4.2	-1.253	0.472
35.0	2.80	2.07	77	141	1.80	-26.3	8.4	3.9	-1.295	0.414

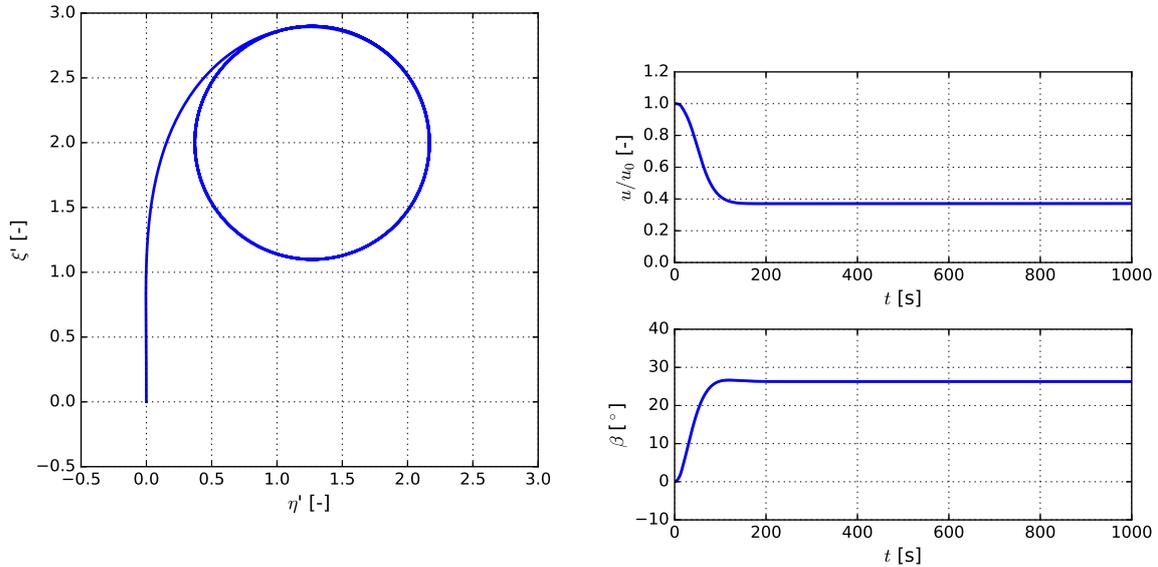


Abbildung 7.2: Simulierter Drehkreis mit $\delta = 35^\circ$ im Glattwasser

und der Geschwindigkeitsabfall mit u/u_0 . Die Simulationen wurden für den Großausführungsmaßstab mit einer Ausgangsgeschwindigkeit von 21 Knoten durchgeführt. Die Längen wurden mit der Schiffslänge dimensionslos gemacht.

Darüber hinaus wurde ein $10^\circ/10^\circ$ -Z-Test und ein $20^\circ/20^\circ$ -Z-Test im Modellmaßstab der HSVA durchgeführt. Die Ruderleugegeschwindigkeit betrug $2.32^\circ/s$. Für den $10/10$ -Versuch ergab sich ein erster Überschwingwinkel von $\alpha_{01} = 4.8^\circ$ bei einer zurückgelegten Strecke von $x_{01} = 2.7L_{PP}$ und ein zweiter Überschwingwinkel von $\alpha_{02} = 6.86^\circ$. Die Anschwenkzeit in der Großausführung betrug $t_a = 36.9\text{ s}$ bei einer zurückgelegten Strecke von $x_a = 1.88L_{PP}$, die Stützzeit $t_b = 19.5\text{ s}$. Für den $20/20$ -Versuch betrug der Überschwingwinkel $\alpha_{01} = 14.1^\circ$ bei $x_{01} = 3.0L_{PP}$ und $\alpha_{02} = 19.7^\circ$ bei $x_{02} = 5.1L_{PP}$. Die Anschwenkzeit betrug $t_a = 39.6\text{ s}$ bei $x_a = 1.88L_{PP}$, die Stützzeit $t_b = 26.4\text{ s}$.

Zum Vergleich mit Messungen der HSVA wurde der $10^\circ/10^\circ$ -Z-Test mit einer an die Modellversuche angepassten Ruderleugegeschwindigkeit wiederholt, der Vergleich findet sich in Abbildung 7.5. Die Übereinstimmung zwischen der Prognose basierend auf den modellierten Kräften und der Simulation ist sehr zufriedenstellend.

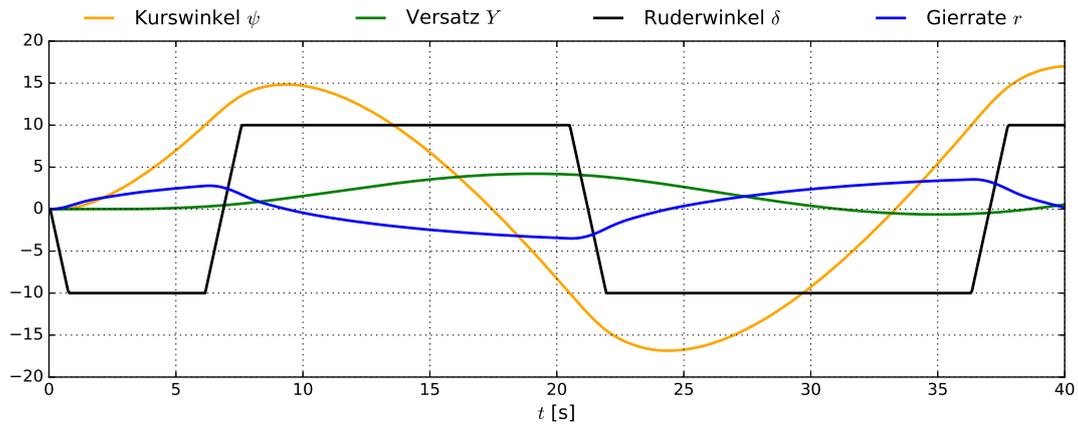


Abbildung 7.3: Simulierter 10°/10°-Z-Test im Glattwasser

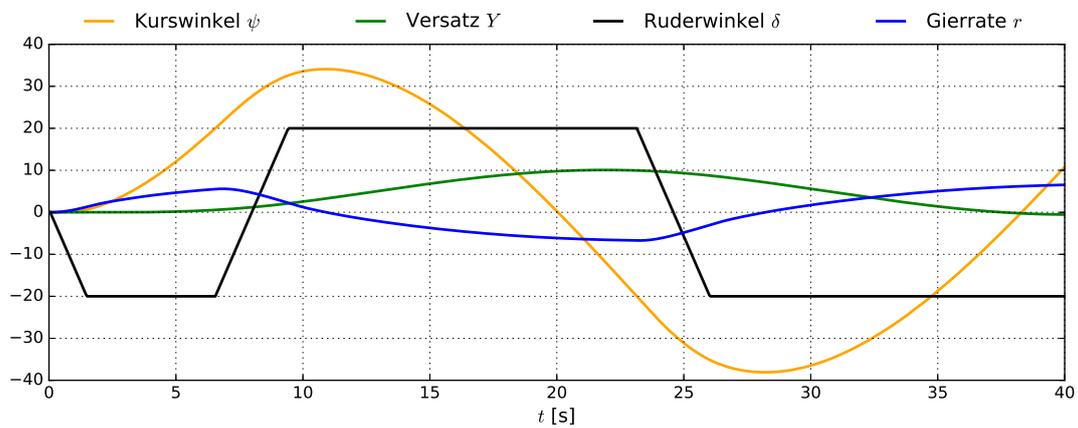


Abbildung 7.4: Simulierter 20°/20°-Z-Test im Glattwasser

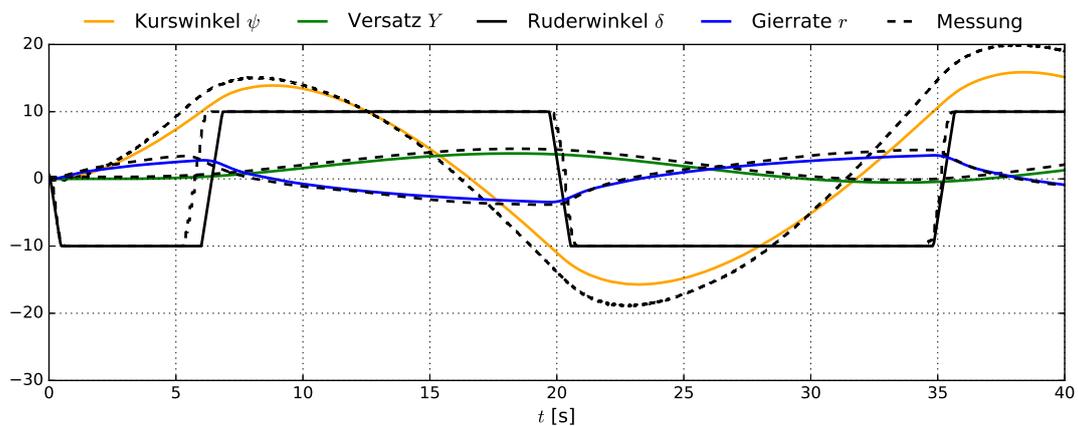


Abbildung 7.5: Simulierter 10°/10°-Z-Test im Vergleich mit der HSVA-Messung

7.4 Simulation von Manövern in Wellen

Zusätzlich zu den Manövern im Glattwasser wurden zahlreiche Manöver in Wellen durchgeführt, um den Einfluss der Wellen auf das Manövrierverhalten zu untersuchen. Abbildung 7.6 zeigt die Trajektorien eines Drehkreisversuches in Wellen mit einem Ruderwinkel von $\delta = 35^\circ$. Die drei verschiedenen Farben repräsentieren drei unterschiedliche Wellenlaufrichtungen. Im Falle der blauen Kurve wird das Manöver in Wellen von vorne gestartet, in rot in Wellen von Steuerbord und in grün in Wellen von hinten. Es ist eindeutig zu erkennen, dass der Versatz des Drehkreises nicht entlang der Wellenlaufrichtung erfolgt, sondern um einen (für alle Fälle im stationären Fall gleichen) Winkel verdreht sind. Dies deckt sich mit den Beobachtungen von Yasukawa und Nakayama (2009); Ueno u. a. (2003) und Seo und Kim (2011).

Unter den Trajektorien sind die Zeitverläufe der Längsgeschwindigkeit und des Driftwinkels aufgetragen. Die graue Kurve zeigt den Verlauf im Glattwasser. Es ist eindeutig zu erkennen, dass für den Fall „Wellen von vorne“ der Geschwindigkeitsabfall am geringsten ausfällt. Dies liegt daran, dass alle Manöver bei einer konstanten Geschwindigkeit mit einer zu Null gesetzten Längskraft beginnen, siehe auch Kapitel 7.2. Dies erklärt auch den leicht unterschiedlichen Drehkreisdurchmesser und die zur Kursänderung erforderlichen Zeiten in Tabelle 7.3.

Tabelle 7.3: Drehkreisparameter für verschiedene Ruderwinkel

	$\alpha(t=0) = 0^\circ$	$\alpha(t=0) = 90^\circ$	$\alpha(t=0) = 180^\circ$
T_{90}	76 s	83 s	80 s
T_{180}	134 s	152 s	153 s

Darüber hinaus wurden Manöver simuliert, um den Einfluss der Wellensteilheit und der Wellenlänge auf die Drehkreismanöver in Wellen zu untersuchen. Abbildung 7.7 zeigt links zwei Drehkreise mit $\delta = 35^\circ$ für eine Welle mit $\lambda' = 0.5$ und $\lambda' = 1.0$ bei einer konstanten Wellensteilheit von $H/L = 0.02$. Es ist zu erkennen, dass die Richtung des Versatzes maßgeblich von der Wahl der Wellenlänge beeinflusst wird. Auf der rechten Seite sind Drehkreise für drei verschiedene Amplituden ($\zeta' = 0.005, 0.01, 0.015$) dargestellt. Wie eindeutig zu erkennen ist, hängt die Stärke des Versatzes von der Wellenamplitude ab, während die Richtung nahezu unverändert bleibt. Simulationen mit zwei anderen Schiffen, welche jeweils mit deutlich geringeren Geschwindigkeiten unterwegs waren haben diese Annahmen bestätigt, siehe auch Cura Hochbaum und Uharek (2016).

Leider existieren keine Messungen von Drehkreismanövern in Wellen für den hier betrachteten Schiffsentwurf. Jedoch wurde für den „Duisburg Test Case“ (DTC) ebenfalls eine Prognose der Drehkreise in Wellen – basierend auf dem gleichen Verfahren – erstellt, siehe Cura Hochbaum und Uharek (2016). Für diesen Fall existieren Messungen der Versuchsanstalt MARINTEK, der Vergleich ist in Abbildung 7.8 dargestellt.

7.5 Abschätzen der Maschinenleistung

Die Abschätzung der Maschinenleistung während des Manövers kann über ein sehr einfaches Modell erfolgen. Bei einer bekannten Schleppleistung $P_E = XU$ ergibt sich die Wellenleistung P_D zu:

$$P_D = \frac{XU}{\eta_D} \quad (7.2)$$

Die aktuelle Schiffsgeschwindigkeit U ist während der Simulation bekannt, die Längskraft X ebenfalls. Der Gütegrad der Propulsion η_D setzt sich aus drei Anteilen zusammen:

$$\eta_D = \eta_H \eta_R \eta_0 \quad (7.3)$$

Hierbei ist η_H der Wirkungsgrad des Schiffes (hull efficiency), η_R der Gütegrad der Anordnung und η_0 der Propellerwirkungsgrad. Modellversuche der HSVA zeigten, dass ein Großteil der Wirkungsgradänderung auf einen veränderten Propulsionpunkt zurückzuführen ist, siehe Hong und Valanto (2014b). Da der Propellerwirkungsgrad eine Funktion der Fortschrittsziffer $J = \frac{v_a}{nD}$ ist, reduziert sich das Problem auf eine korrekte Bestimmung der Anströmgeschwindigkeit v_a . Diese lässt sich mit Hilfe der Nachstromziffer, welche derzeit für die Manöver im Wellen identisch zu der Glattwassernachstromziffer angenommen wird, bestimmen.

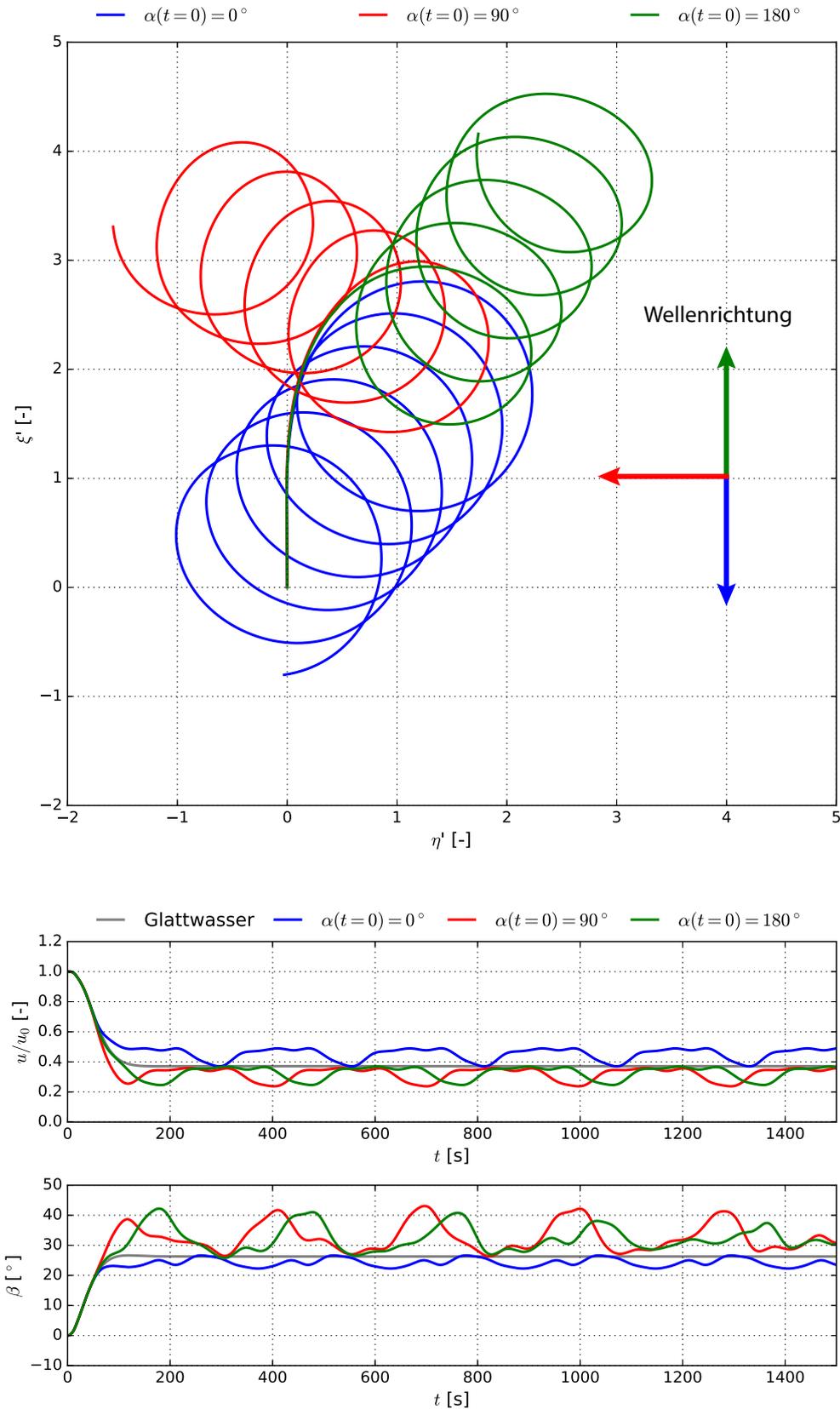
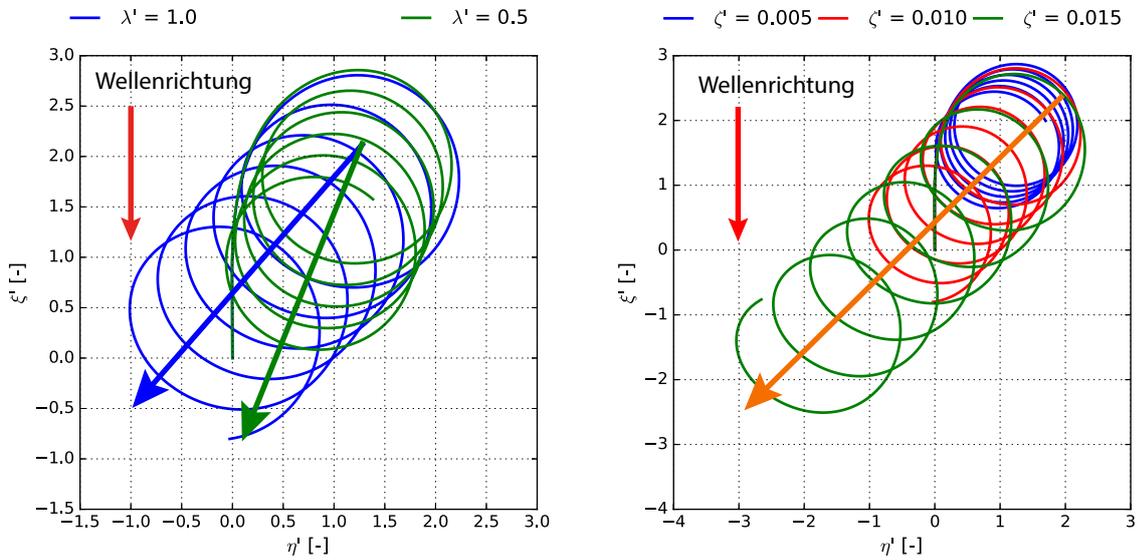


Abbildung 7.6: Simulierte Drehkreise in Wellen für drei verschiedene Ausgangsbedingungen



(a) Variation der Wellenlänge ($H/L = 0.02$)

(b) Variation der Wellenhöhe ($\lambda' = 1.0$)

Abbildung 7.7: Simulierte Drehkreise in Wellen

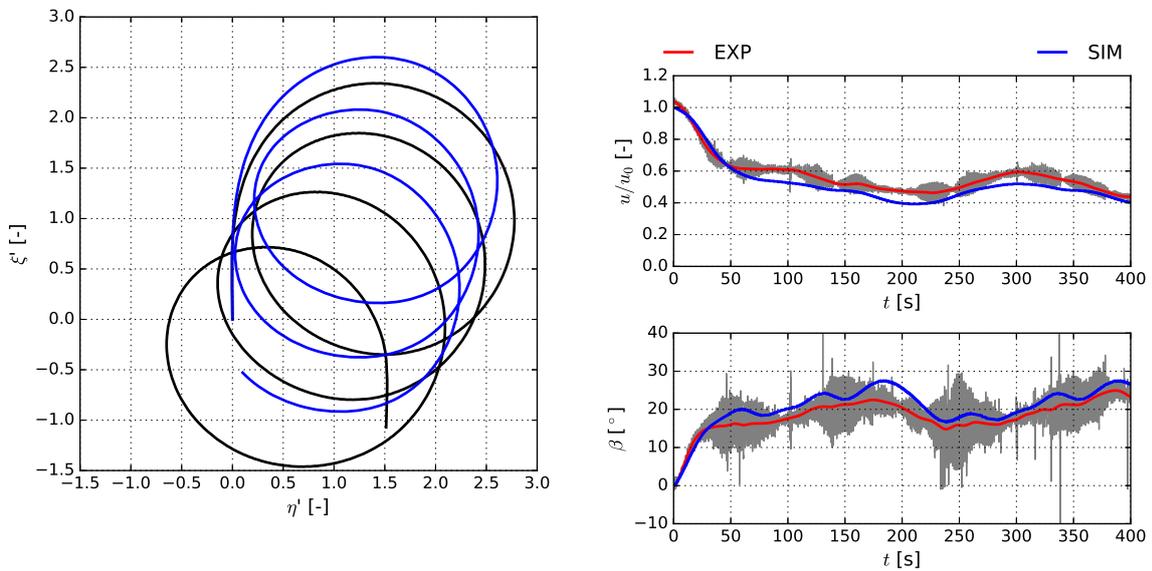


Abbildung 7.8: Simuliertes Drehkreismanöver für den DTC in Wellen im Vergleich mit Experimenten von MARINTEK

8 Fazit

Im Rahmen des Projektes PROMANSEE wurde der Einfluss von Wellen auf das Manövrierverhalten eines Schiffes untersucht. Hierfür wurden mittlere Seegangskräfte sowohl numerisch als auch experimentell bestimmt und ein mathematisches Modell zur schnellen Manöverprognose entwickelt.

Das weiterentwickelte RANS-Verfahren zeigte eine sehr gute Übereinstimmung in den vorhergesagten Bewegungen sowie den Gesamtkräften mit Messungen der HSVA und der TUB. Eine große Schwierigkeit stellt jedoch weiterhin die Bestimmung von sehr kleinen Seegangszusatzwiderständen dar, da diese stark abhängig von der Wahl des Mittelungsintervalls sind, da die welleninduzierten Kräfte auch nach vielen gemessenen oder berechneten Perioden weiterhin leicht im Mittelwert schwanken. Darüber hinaus ist der dimensionslose Zusatzwiderstand stark abhängig von der Wellenamplitude, da diese bei der Normierung quadratisch eingeht. Diese Herausforderungen betreffen sowohl die numerische als auch die experimentelle Bestimmung. Sie sind bekannt und wurden beispielsweise beim CFD-Workshop „Tokyo2015“ thematisiert. Durch die Implementierung eines geeigneten numerischen Strandes konnte die Abhängigkeit von der Wahl des Mittelungsintervalls jedoch deutlich reduziert werden. Trotz aller noch bestehenden Herausforderungen hat dieses Projekt gezeigt, dass das gewählte RANS-Verfahren (*Neptuno*) sehr gut zur Bestimmung der mittleren Kräfte geeignet ist.

Dank der neu entwickelten Messvorrichtung war es im Rahmen dieses Projektes möglich, den Einfluss der Bewegungen auf die Bestimmung mittlerer Kräfte zu untersuchen. Es konnte gezeigt werden, dass in bestimmten Konstellationen die nicht hydrodynamischen Trägheitskräfte einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss haben. Erstmals war es somit möglich, bereinigte Messdaten mit numerischen Ergebnissen zu vergleichen. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die Längsbewegung des Schiffes keinen merklichen Einfluss auf die mittlere Längskraft in Wellen von vorne hat, jedoch die Zeitreihen natürlich beeinflusst werden.

Das mathematische Modell der mittleren Wellenkräfte zeigt eine sehr gute Rekonstruktion der Verläufe über einen großen Bereich von Wellenlängen und Einfallswinkeln. Im Gegensatz zur direkten Manöversimulation in Wellen erlaubt es die sehr schnelle Prognose von Manövern in Sekundenbruchteilen. Die Validierung des Verfahrens erfolgte über den Vergleich von Drehkreismanövern eines anderen Schiffes, für welches Messungen zur Verfügung standen und lieferte sehr zufriedenstellende Ergebnisse.

Danksagung

Unser herzlicher Dank gilt dem DNV-GL für die Bereitstellung der Software *GL-Rankine* und der HSVA für die sehr freundliche Zusammenarbeit bei den Modellversuchen. Ferner gilt ein großes Dankeschön all jenen Mitarbeitern des Fachgebietes Dynamik Maritimer Systeme, die das Projekt unterstützt haben.

Sehr herzlich danken wir auch dem Projektträger Jülich für die organisatorische Begleitung und dem Bundesministerium für Wirtschaft und Energie für die Bereitstellung der Finanzmittel.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Sequentielle Drehung des schiffsfesten Koordinatensystems	5
2.2	Sequentielle Drehung des schiffsfesten Koordinatensystems	6
3.1	Seegangsbecken (links) und Wellengenerator (rechts)	13
3.2	Grundlegendes Konzept der Schlittenkonstruktion	15
3.3	Übertragungsfunktion für Schnellen - Einflüsse des Messrahmens (WAMIT)	17
3.4	Verbaute Kugellagereinheit (links), Linearführungswelle auf Montageschiene (mittig) und beispielhaftes Systemprofil (rechts) <i>Quelle: Dreckshage Katalog - Führungswellen</i>	18
3.5	Konstruktionsansicht der Messvorrichtung	19
3.6	Anhänger des Schleppwagens - Konstruktionsansicht	20
3.7	Messrahmen auf dem Anhänger des Schleppwagens	21
3.8	Federn der Messplattform	22
3.9	Schiffsmodell - Rohbau und fertiges Modell	24
3.10	Modell inkl. Bodenplatten auf RESONIC Messvorrichtung	25
3.11	Kraftmessdose in CAD Ansicht - Befestigung im Modell	26
3.12	Endgültiger Messaufbau - Test mit $\lambda/LPP=1,5$	26
3.13	Position der Kraftmessdosen im Modell	27
3.14	Position der zehn Wegsensoren auf der Messplattform	29
3.15	Modellverschiebung bei Gierbewegung	29
3.16	Modell und Messplattform mit Koordinatensystemen	30
3.17	Prüfung der Bewegungsmessung	33
3.18	Verhältnis der Inertialanteile zur mittleren gemessenen Kraft in R03	38
3.19	Versuch R03-V08 – Kraftanteile bei geeignetem Mittelungsintervall	39
3.20	Gleitender Mittelwert der Inertialkraftanteile (Versuch R03-V08)	40
3.21	Einzelne Anteile der Trägheitskraft in x-Richtung (ausgewählte Versuche)	40
3.22	Einzelne Anteile der Inertialkraft in x-Richtung für V08	41
3.23	Graphische Oberfläche der Messsoftware	42
3.24	Koordinatensysteme und Position der LEDs am Modell	45
3.25	Rollwinkelverlauf bei den Rollauschwingversuchen	45
3.26	Position der Wellenpegel bei Wellenaufmessung	47
3.27	Wellenaufmessung	48
3.28	Messsignal mit Oberschwingungen	49

3.29	Prinzipskizze des Reibungseinflusses	50
3.30	Messaufbau der Reibungsmessung - CAD Ansicht	50
3.31	Drehmotor (links) und Kraftmessdose (rechts) im Detail	51
3.32	Typisches Ergebnis einer Reibungsmessung – Versuch Nr. 5	51
3.33	Fourierspektrum des gemessenen Kraftsignals F_x bei fixiertem Modell in Glattwasser mit $v=1,273\text{m/s}$	55
3.34	Spezifikation der eingesetzten STS Dämpfer, Typ STH 64	56
3.35	Aufhängung des Messrahmens mit dämpfender Kupplung	57
3.36	Zusatzwiderstand bei 21 kn für $\mu = 180^\circ$ für das freie und fixierte Modell	59
3.37	Zusatzwiderstand bei $\mu = 180^\circ$ und Variation der Federsteifigkeit	60
3.38	Zusatzwiderstand bei Variation der Wellenamplitude	61
3.39	Zusatzwiderstand bei Geschwindigkeitsvariation	61
3.40	Schrägschleppversuche - Längskraft	62
3.41	Schrägschleppversuche - Querkraft	63
3.42	Schrägschleppversuche - Giermoment	64
3.43	R03 - Dimensionslose Längskraft	64
3.44	R03 - Dimensionslose Querkraft	65
3.45	R03 - Dimensionsloses Giermoment	65
3.46	Längskraft bei Höhenänderung der KMD, $V=0$, $\mu = 180^\circ$	66
3.47	Längskraft bei Höhenänderung der KMD, $V=21\text{ kn}$, $\mu = 180^\circ$	67
3.48	Längskraft bei Höhenänderung der KMD, $V=0\text{ kn}$, $\mu = 120^\circ$	67
3.49	Längskraftbeiwert bei Einschränkung einzelner FHG, $V=21\text{ kn}$, $\mu = 180^\circ$	68
3.50	Beiwerte bei Einschränkung einzelner FHG, $V=0\text{ kn}$, $\mu = 150^\circ$	69
3.51	Kombinierter Kraftmessschrieb des Versuchs R06-V03, $V=21\text{ kn}$, $\omega_p = 4,8691/s$, $H_{1/3} = 0,052\text{m}$	70
3.52	Wellenpegel bei Versuch R06-V11, Wellenüberlagerung W3+W4	70
3.53	Abweichung der mittleren Kräfte für bei Wellenüberlagerung	71
4.1	Aufweitung der Zellen für die Auflösung der freien Oberfläche (FO)	77
4.2	Numerischer Strand	79
4.3	Verbesserte Konvergenz durch Strand	80
4.4	Skizze des numerischen Federsystems	80
4.5	Zellverteilung in der FO-Ebene	83
4.6	Gitter im Bug- und Heckbereich	84
4.7	Altes Gitter mit allen Anhängen	84
4.8	Konvergenz der stationären Berechnung für das festgehaltene Schiff	85
4.9	Konvergenz, dynamische Tiefertauchung und Trim der stationären Berechnung mit freigegebenem Schiff	86
4.10	Wellenbild der stationären Berechnung	86

4.11 Schnappschüsse der Wellenerhebung, fix, $\alpha = 0^\circ$	87
4.12 Untersuchung der Wellenqualität, $\alpha = 0^\circ$, fix	88
4.13 Zeitreihe und Fouriertransformation der Längskraft, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$, fix .	89
4.14 Vergleich der Längskraft mit TUB-Messung R01-V13, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$, fix	89
4.15 Schnappschüsse der Wellenerhebung, $\lambda' = 0.5$, $\zeta' = 0.005$, fix	90
4.16 Berechnete Kräfte, $\lambda' = 0.5$, $\zeta' = 0.005$, $\alpha = -135^\circ$, fix	91
4.17 Vergleich der Längskraft mit Messungen, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 180^\circ$, fix	92
4.18 Untersuchung der Wellenqualität, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 180^\circ$, fix	92
4.19 Komponenten der Bewegungsgleichung in Längsrichtung, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$, 0kn, free	93
4.20 Vergleich der Längskraft mit korrigiertem Zeitverzug und Schlittenmassen mit TUB- Messung R03-V29, $\lambda' = 1.25$, $\zeta' = 0.0125$, $\alpha = -150^\circ$, 0kn, free	95
4.21 Vergleich der Kräfte und Bewegungen mit TUB-Messung R03-V29, $\lambda' = 1.25$, $\zeta' =$ 0.0125 , $\alpha = -150^\circ$, 0kn, free	96
4.22 Vergleich der Wellenfelder bei unterdrückter / freigelassener Bewegung, $\lambda' = 1$, $\zeta' =$ 0.01 , $\alpha = 0^\circ$	97
4.23 Vergleich der Fouriertransformation der FO zwischen festgehalten und losgelassen . .	98
4.24 Schnappschüsse der Wellenerhebung, $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, free	98
4.25 Vergleich mit TUB-Messung R01-V02, $\lambda' = 0.75$, $\zeta' = 0.0075$, $\alpha = 0^\circ$, free	99
4.26 Vergleich mit HSVA-Messung (Run 24), $\lambda' = 0.79$, $\zeta' = 0.0082$, $\alpha = 0^\circ$, free	100
4.27 Vergleich mit TUB-Messung R01-V05, $\lambda' = 1.5$, $\zeta' = 0.015$, $\alpha = 0^\circ$, free	101
4.28 Vergleich mit HSVA-Messung (Run 117) $\lambda' = 0.89$, $\zeta' = 0.0082$, $\alpha = -30^\circ$, free . . .	102
4.29 Mittlere Driftbewegung in Wellen	103
4.30 Gitterabhängigkeit	105
4.31 Zeitschrittabhängigkeit	105
5.1 Ergebnisse fix, 21kn, head wave (links) und following wave (rechts)	108
5.2 Vergleich mit <i>GL-Rankine</i> fix, 21kn	109
5.3 Vergleich mit <i>GL-Rankine</i> free, 0kn	111
5.4 Einfluss der mittleren nicht hydrodynamischen Trägheitskräfte (oben) und der mitt- leren Driftkraft (unten) auf die mittleren Kräfte	112
5.5 Vergleich mit HSVA-Messungen free, 21kn, von vorne einlaufende Wellen	113
5.6 Vergleich mit HSVA-Messungen free, 21kn, von hinten einlaufende Wellen	114
5.7 Vergleich der mittleren Kräfte festgehalten und losgelassen für $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, 21kn	115
5.8 Vergleich der mittleren Kräfte mit Experimenten der TUB für $\lambda' = 1.0$, $\zeta' = 0.01$, 21kn	115
5.9 Vergleich mit <i>GL-Rankine</i> free, 21kn	116
5.10 Polardarstellung der mittleren Kräfte und Momente	117

5.11	Berechneter Zusatzwiderstand für verschiedene Federsteifigkeiten	118
5.12	Zeitreihen für verschiedene Federsteifigkeiten c_x . Spalten von links nach rechts: Längskraft (blau) und Federkraft (rot), Längsgeschwindigkeit, Federauslenkung	119
6.1	Rekonstruktion der simulierten Punkte für die Wellenlänge $\lambda' = 1.0$	122
6.3	Rekonstruktion der simulierten Punkte	123
6.2	Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten von der Wellenlänge	124
6.4	Superposition von Driftbewegung und einlaufender Welle	127
7.1	CPMC-A Versuche zur Bestimmung eines hydrodynamischen Koeffizientensatzes in der HSVA	129
7.2	Simulierter Drehkreis mit $\delta = 35^\circ$ im Glattwasser	133
7.3	Simulierter $10^\circ/10^\circ$ -Z-Test im Glattwasser	134
7.4	Simulierter $20^\circ/20^\circ$ -Z-Test im Glattwasser	134
7.5	Simulierter $10^\circ/10^\circ$ -Z-Test im Vergleich mit der HSVA-Messung	134
7.6	Simulierte Drehkreise in Wellen für drei verschiedene Ausgangsbedingungen	137
7.7	Simulierte Drehkreise in Wellen	138
7.8	Simuliertes Drehkreismanöver für den DTC in Wellen im Vergleich mit Experimenten von MARINTEK	138
A.1	Übertragungsfunktionen von x, z, ϑ bei Steifigkeitsvariation (R01-V01-V05+V21-V24)	xii
A.2	Übertragungsfunktionen von x, z, ϑ bei Variation KMD Höhe ($\mu = 180^\circ, V=0$)	xii
A.3	Übertragungsfunktionen von x, z, ϑ bei Variation KMD Höhe ($\mu = 180^\circ, V=21\text{kn}$)	xiii
A.4	Übertragungsfunktionen von x, y, z bei Variation KMD Höhe ($\mu = 120^\circ, V=0\text{kn}$)	xiii
A.5	Übertragungsfunktionen von φ, ϑ, ψ bei Variation KMD Höhe ($\mu = 120^\circ, V=0\text{kn}$)	xiv

Tabellenverzeichnis

3.1	Schlittengewichte und Zusatzmassen pro Bewegungsrichtung	19
3.2	Spezifikation der Federn	21
3.3	Verwendete Federkonstellationen	22
3.4	Daten des Kreuzfahrtschiffsmodells	23
3.5	Wegsensoranordnung	28
3.6	Messdaten - Bewegungsvalidierung	33
3.7	Trimmzustand bei Krängungsversuch	43
3.8	Mittelung der Ergebnisse des Krängungsversuchs	44
3.9	Ergebnisse des Rollausschwingversuchs	46
3.10	Parameter der Versuchswellen	47
3.11	Reibungswerte für den vorderen Δx -Schlitten	52
3.12	Reibungswerte für den hinteren Δx -Schlitten	53
3.13	Reibungswerte für den vorderen Δy -Schlitten	53
3.14	Reibungswerte für den hinteren Δy -Schlitten	54
3.15	Versuchsreihen	58
3.16	Mittlerer Widerstand in den untersuchten Seegängen	70
4.1	Ergebnisse der stationären Berechnung	85
4.2	Mittelwerte der Komponenten der Bewegungsgleichung in Längsrichtung	94
4.3	Ergebnisse der Gitterabhängigkeitsstudie	106
5.1	Dimensionsbehaftete Ergebnisse, fix, 21kn, head wave	108
6.1	Hydrodynamische Koeffizienten der mittleren Kräfte	125
6.2	Vergleich zwischen Modellierung und direkter Berechnung der mittleren Kräfte	126
7.1	Koeffizientensatz für Glattwasser	130
7.2	Drehkreisparameter für verschiedene Ruderwinkel	132
7.3	Drehkreisparameter für verschiedene Ruderwinkel	135
A.1	Versuchsreihe R01	v
A.2	Versuchsreihe R02	vi
A.3	Versuchsreihe R03 - Teil 1	vii

A.4	Versuchsreihe R03 - Teil 2	viii
A.5	Versuchsreihe R04	viii
A.6	Versuchsreihe R05	ix
A.7	Versuchsreihe R06	ix
A.8	Trimmtabelle	xi

Literaturverzeichnis

Abkowitz 1964

ABKOWITZ, M. A.: Lecture Notes on Ship Hydrodynamics - Steering and Manoeuvrability. In: *Tech. report hy-5, Hydro and Aerodynamics Laboratory*. Lyngby, Denmark, 1964

Boese 1970

BOESE, P.: Eine einfache Methode zur Berechnung der Widerstandserhöhung eines Schiffes im Seegang. In: *Schriftenreihe Schiffbau TUHH (Nr. 258)* (1970)

Cura Hochbaum 1994

CURA HOCHBAUM, A.: Ein Finite-Volumen-Verfahren zur Berechnung turbulenter Schiffsumströmungen. In: *Schriftenreihe Schiffbau TUHH (Nr. 540)* (1994)

Cura Hochbaum 1999

CURA HOCHBAUM, A.: *Berechnung des Gesamtwiderstands eines Schiffes*. 1999. – BMFT Forschungsvorhaben 18 S 0102 A

Cura Hochbaum 2006

CURA HOCHBAUM, A.: Virtual PMM tests for manoeuvring prediction. In: *Proceedings of the 26th ONR Symposium on Naval Hydrodynamics*. Rome, Italy, 2006

Cura Hochbaum 2011

CURA HOCHBAUM, A.: On the numerical prediction of the ship's manoeuvring behaviour. In: *Ship Science & Technology* 5 (2011)

Cura Hochbaum u. a. 2015

CURA HOCHBAUM, A. ; KOOPMANN, L. ; SCHWARZ-BEUTEL, J.: *Abschlussbericht des Teilvorhabens CAPTIVMAN – Verbesserung der Vorhersage des Manövrierhaltens von Schiffen auf Basis von virtuellen gefesselten Versuchen im Rahmen des BMWi-Verbund-Forschungsvorhabens PREMAN – Maßstabeffekte und Umwelteinflüsse bei der Vorhersage des Manövrierhaltens seegehender Schiffe*. 2015. – BMWi Forschungsprojekt 03SX324A

Cura Hochbaum und Pierzynski 2005

CURA HOCHBAUM, A. ; PIERZYNSKI, M.: Flow Simulation for a Combatant in Head Waves. In: *Proceedings of the CFD Workshop Tokyo 2005*, 2005

Cura Hochbaum und Uharek 2014

CURA HOCHBAUM, A. ; UHAREK, S.: Prediction of the manoeuvring behaviour of the KCS based on virtual captive tests. In: *Proceedings of SIMMAN Workshop*. Copenhagen, Denmark, 2014

Cura Hochbaum und Uharek 2016

CURA HOCHBAUM, A. ; UHAREK, S.: Prediction of Ship Manoeuvrability in Waves Based on RANS Simulations. In: *Proceedings of the 31st ONR Symposium on Naval Hydrodynamics*. Monterey, USA, 2016

Cura Hochbaum und Vogt 2002a

CURA HOCHBAUM, A. ; VOGT, M.: *Numerische Simulation der Schiffsbewegung in Wellen von vorne mit einem RANSE-Verfahren*. 2002. – BMFT Forschungsvorhaben 18 S 0171

Cura Hochbaum und Vogt 2002b

CURA HOCHBAUM, A. ; VOGT, M.: Towards the simulation of seakeeping and maneuvering based on the computation of the free surface viscous ship flow. In: *Proceedings of the 24th ONR Symposium on Naval Hydrodynamics*. Fukuoka, Japan, 2002

Cura Hochbaum u. a. 2008

CURA HOCHBAUM, A. ; VOGT, M. ; GATCHELL, S.: Maneuvering prediction for two tankers based on RANS simulations. In: *Proceedings of SIMMAN Workshop*. Copenhagen, Denmark, 2008, S. F22

El Moctar u. a. 2010

EL MOCTAR, O. ; KAUFMANN, J. ; LEY, J. ; OBERHAGEMANN, J. ; SHIGUNOV, V. ; ZORN, T.: Prediction of Ship resistance and ship motions using RANSE. In: *Proceedings of the Gothenburg Workshop 2010*, 2010

El Moctar u. a. 2006

EL MOCTAR, O. ; SCHELLIN, T. ; PRIEBE, T.: CFD and FE Methods to Predict Wave Loads and Ship Structure Response. In: *26th Symposium of Naval Hydrodynamics (ONR)*. Rome, Italy, 2006

Faltinsen 1990

FALTINSEN, O. M.: *Sea Loads on Ship and Offshore Structures*. Cambridge University Press, 1990

Faltinsen u. a. 1980

FALTINSEN, O.M. ; MINSAAAS, K. J. ; LIAPIS, N. ; SKORDAL, S. O.: Prediction of Resistance and Propulsion of a Ship in Seaway. In: *Proceedings of the 13th Symposium on Naval Hydrodynamics*. Tokyo, Japan, 1980

Ferziger und Peric 2002

FERZIGER, J. H. ; PERIC, M.: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer, 2002

Grim u. a. 1976

GRIM, O. ; OLTMANN, P. ; SHARMA, S. D. ; WOLFF, K.: CPMC - A Novel Facility for Planar Motion Testing of Ship Models. In: *Schriftenreihe Schiffbau TUHH (Nr. 345)* (1976)

Hong und Valanto 2014a

HONG, Y. ; VALANTO, P.: *PerSee – Experimental Investigation on the Added Resistance of a Cruise Ship Model in Regular Head, Oblique, Beam and Following Wave*. 2014

Hong und Valanto 2014b

HONG, Y. ; VALANTO, P.: *PerSee – Propulsion Tests of a Cruise Ship Model in Regular Head and Oblique Waves*. (2014), Nr. HSVA-Bericht Nr. S 693/14

Kloeppeper 2009

KLOEPPER, R.: *A Measurement System for Rigid Body Properties Enabled by Gravity-Dependent Suspension Modeling*, Tokyo Institute of Technology, Diss., 2009

Löhrmann und Cura Hochbaum 2015

LÖHRMANN, J. ; CURA HOCHBAUM, A.: Simulation of Seakeeping Tests using OpenFoam. In: *17th Numerical Towing Tank Symposium* Bd. 59. Marstrand, Sweden, 2015, S. 240–273

Osher und Sethian 1988

OSHER, S. ; SETHIAN, J. A.: Fronts Propagating with Curvature-Dependent Speed: Algorithms Based on Hamilton-Jacobi Formulations. In: *Journal of Computational Physics* 79 (1988), S. 12–49

Patankar und Spalding 1972

PATANKAR, S. V. ; SPALDING, D. B.: A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15 (1972)

Pinkster 1980

PINKSTER, J. A.: *Low Frequency Second Order Wave Exciting Forces on Floating Structures*, TU Delft, Diss., 1980

Schumann 2015

SCHUMANN, C.: *Modellierung von Wellen mit einem Finite-Volumen-Verfahren*. 2015. – private Kommunikation

Seo und Kim 2011

SEO, M.-G. ; KIM, Y.: Numerical analysis on ship maneuvering coupled with ship motion in waves. In: *Journal of Ocean Engineering* 38 (2011), S. 1934–1945

Spurk 1996

SPURK, J. H.: *Stömungslehre*. 4. Auflage. Springer, 1996

Sussman u. a. 1994

SUSSMAN, M. ; SMEREKA, P. ; OSHER, S.: A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. In: *Journal of Computational Physics* 114 (1994), Nr. 1, S. 146–159

Söding 1982

SÖDING, H.: *Bewegungen und Belastungen der Schiffe im Seegang*. 1982

Söding u. a. 2014

SÖDING, H. ; SHIGUNOV, V. ; SCHELLIN, T. ; EL MOCTAR, O.: A Rankine Panel Method for Added Resistance of Ships in Waves. In: *Journal of Offshore Mechanics and Arctic* (2014)

Söding u. a. 2012

SÖDING, H. ; VON GRAEFE, A. ; EL MOCTAR, O. ; SHIGUNOV, V.: Rankine Source Method for Seakeeping Predictions. In: *Proceedings of 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. Rio de Janeiro, Brazil, 2012

Ueno u. a. 2003

UENO, M. ; NIMURA, T. ; MIYAZAKI, H.: Experimental study on manoeuvring motion of a ship in waves. In: *Proceedings of MARSIM*. Tokyo, Japan, 2003

Uharek und Cura Hochbaum 2015

UHAREK, S. ; CURA HOCHBAUM, A.: Modelling Mean Forces and Moments Due to Waves Based on RANS Simulations. In: *International Society of Offshore and Polar Engineers* Bd. 3. Kona, Hawaii, 2015, S. 46–51

Valanto und Hong 2015

VALANTO, P. ; HONG, Y.: Experimental Investigation on Ship Wave Added Resistance in Regular Head, Oblique, Beam, and Following Waves. In: *International Society of Offshore and Polar Engineers* Bd. 3. Kona, Hawaii, 2015, S. 19–26

Weede 2000

WEEDE, H.: Systemidentifikation manövrierender Schiffsmodelle. In: *Schiff und Hafen* (2000)

Wilcox 1988

WILCOX, D. C.: Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. In: *AIAA Journal* 26 (1988), S. 1299–1310

Wilcox 1993

WILCOX, D. C.: *Turbulence Modeling for CFD*. 1st. DCW Industries, Inc, 1993

Xu u. a. 2007

XU, Y. ; KINOSHITA, T. ; ITAKURA, H.: A PMM Experimental Research on Ship Maneuverability in Waves. In: *Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, OMAE*, 2007

Yasukawa und Nakayama 2009

YASUKAWA, H. ; NAKAYAMA, Y.: 6-DOF motion simulations of a turning ship in regular waves. In: *Proceedings of MARSIM*. Panama City, Panama, 2009

Zhou 1987

ZHOU, Y.: *Die Berechnung der Rolldämpfung von Schiffen*. 1987. – Nr. 474

A Anhang

A.1 Spezifikation der Kraftmessdosen



Mehrachsen-Kraft-Momentensensor K6D40



Messbereiche	Fx /N	Fy /N	Fz /N	Mx /Nm	My /Nm	Mz /Nm
K6D40 200N/5Nm	200	200	500	5	5	10
K6D40 500N/20Nm	500	500	2000	20	20	40

Beschreibung

Der Mehrkomponenten-Sensor K6D40 eignet sich für die Kraft- und Drehmomentmessung in drei zueinander senkrechten Achsen.

Aufgrund des geringen Gewichts des Mehrachsensensors von nur 160g (K6D40 200N/5Nm) bzw. 450g (K6D40 500N/20Nm) eignet er sich hervorragend für Anwendungen in der Robotik, wie z.B.

1. Kollisionserkennung
2. "Teach-In"
3. Anwesenheits- bzw. Fehlererkennung
4. Kraft- bzw. Momentengesteuerte Bedienung
5. Belastungsmessung in der Medizintechnik / Prothetik / Orthopädietechnik / Ganganalyse
6. Messungen in der Sportmedizin
7. Komfortmessungen / Ergonomiemessungen

Die Auswertung der Kraft- und Momentenbelastung erfolgt z.B. mit einem Messverstärker GSV-1A8USB. Die Berechnung der 6 Lastgrößen ist z.B. über eine Windows-DLL oder über Labview möglich mit Hilfe eines bereitgestellten digitalen Kalibrierdokuments. Das Kalibrierdokument enthält die individuellen Kalibrierfaktoren und Fehlerkorrekturen des Sensors.

Der Sensor K6D40 200N/5Nm ist aus einer Aluminium Legierung mit einem Edelstahl-Gehäuse gefertigt. Der Sensor K6D40 500N/20Nm ist komplett aus Edelstahl gefertigt.

**Technische Daten**

Maße / Material		
Bauform		Messplattform
Material		Al.Leg.:200N, Edilst.: 500N
Abmessungen	mm x mm	Ø60 x 40
Krafteinleitung		6x M5
mechanische Daten		
Nennkräfte (FS) Fx, Fy, Fz	N	200 ... 500
Nennmomente (FS) Mx, My, Mz	Nm	5 ... 20
Gebrauchslast	%FS	150
Bruchlast	%FS	300
Messweg bei FS 1)	mm	ca. 0,1(0,03)
Verdrillung bei FS 1)	rad	ca. 0,01 (0,003)
elektrische Daten		
Nennwert 2)	mV/V @ FS	ca. 0,4
Nullsignal	mV/V	<2
max. Speisespannung	V	5
Eingangswiderstand	Ohm	350 ±10
Ausgangswiderstand	Ohm	350 ±10
Isolationswiderstand	Ohm	>2 10 ⁹
Anschluss 24 Leiter	m	5
Genauigkeit		
rel. Spannweite 3)	%FS	0,5
rel. Linearitätsabweichung	%FS	<0,1
rel. Umkehrspanne	%FS	<0,1
Temperatureinfluss auf das Nullsignal	%FS/K	<0,1
Temperatureinfluss auf den Kennwert	%RD/K	<0,05
rel. Kriechen (30 min)	%FS	<0,1
Temperatur / Umwelt		
Nenntemperaturbereich	°C	-10... +70
Gebrauchstemperaturbereich	°C	-10 ... +85
Lagertemperaturbereich	°C	-10 ... +85
Schutzart		IP67

Abkürzungen: RD: Istwert („Reading“); FS: Endwert („Full Scale“);

Werte in () für K6D40 500N/20Nm aus Edelstahl;

1) Messweg bei einachsiger Belastung Fx oder Fy oder Fz;

2) Vergleichswert bei einachsiger Belastung Fz;

3) Wiederholbarkeit bei gleicher Einbaulage und mehrachsiger Belastung;

Die Kalibrierung der einzelnen Achsen sowie das Übersprechen werden für den Sensor individuell ermittelt und in einer Kalibriermatrix dokumentiert.

A.2 Spezifikation der Wegsensoren

Functional Principle, Technical Data

2.3 Technical Data MK30

Model		WPS-50 MK30	WPS-150 MK30	WPS-250 MK30	WPS-500 MK30	WPS-750 MK30
Output type		C	W	H	H/E ¹⁾	H/E ¹⁾
Measuring range	mm	50	150	250	500	750
Linearity (FSO)	C	±0.5 %	0.25 mm	-	-	-
	W	±0.25 %	-	0.375 mm	0.625 mm	1.25 mm
	H	±0.1 %	-	-	0.25 mm	0.5 mm
	E	±0.05 %	-	-	-	0.25 mm
Resolution	W	-	0.1 mm	0.1 mm	0.15 mm	0.2 mm
	C/H	quasi infinite				
Sensor element	conductive plastic- / wire- / hybrid potentiometer or incremental encoder					
Operating temperature	°C/ °F	-20 ... +80 (-4 ... +176 °F)				
Material	Housing	Plastics				
	Wire	stainless steel with polyamid sheath (wire)				
Wire diameter	mm	0.36				
Wire mounting	wire clip					
Sensor mounting	mounting holes and mounting grooves on the sensor housing					
Wire retraction force (min)	N	approx. 1				
Wire extension force (max)	N	approx. 2.5				
Protection class	P	IP 20				
DIN EN60529	E	depends on sensor design				
Electrical connection	P	soldering tags				
	E	depends on sensor design				
Weight	P	45 g				
	E	80 g				

C = conductive plastic potentiometer E = incremental encoder W = wire potentiometer
H = hybrid potentiometer FSO = Full Scale Output

¹⁾ Specifications for output E/E830, see Chap. 2.8.

CAUTION

Uncontrolled retraction of the measuring wire is incorrect!

> Danger of injury from whiplash effect of the wire with assembly bolts/clips

> Destruction of wire and/or of sensor.

wireSENSOR, WPS

Page 10

Installation and Assembly

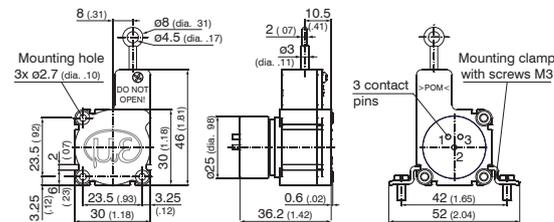


Fig. 3 Dimensional drawing WPS-...-50MK30 with potentiometer or encoder, dimensions in mm (inches), not to scale

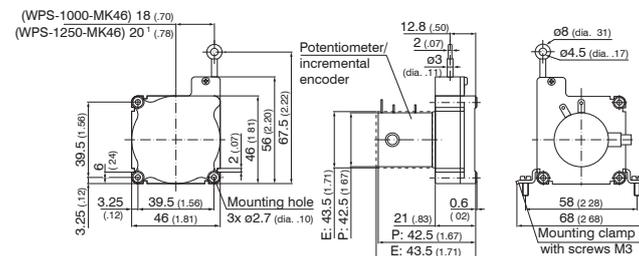


Fig. 4 Dimensional drawing WPS-...-MK46, with potentiometer or encoder, dimensions in mm (inches), not to scale

¹⁾ 18 (0.71) for WPS-1000-MK46-Pxx

wireSENSOR, WPS

Page 24

A.3 Liste der Modellversuche

Tabelle A.1: Versuchsreihe R01

Bez.	Welle	mu (deg)	Steifigk.	v
R01-V00	-	180	3	21kn
R01-V01	W1	180	3	21kn
R01-V02	W2	180	3	21kn
R01-V03	W3	180	3	21kn
R01-V04	W4	180	3	21kn
R01-V05	W5	180	3	21kn
R01-V06a	-	0	3	21kn
R01-V06	W1	0	3	21kn
R01-V07	W2	0	3	21kn
R01-V08	W3	0	3	21kn
R01-V09	W4	0	3	21kn
R01-V10	W5	0	3	21kn
R01-V11a	-	180	inf	21kn
R01-V11	W1	180	inf	21kn
R01-V12	W2	180	inf	21kn
R01-V13	W3	180	inf	21kn
R01-V14	W4	180	inf	21kn
R01-V15	W5	180	inf	21kn
R01-V16a	-	0	inf	21kn
R01-V16	W1	0	inf	21kn
R01-V17	W2	0	inf	21kn
R01-V18	W3	0	inf	21kn
R01-V19	W4	0	inf	21kn
R01-V20	W5	0	inf	21kn
R01-V21	W2	180	2	21kn
R01-V22	W3	180	2	21kn
R01-V23	W2	180	4	21kn
R01-V24	W3	180	4	21kn
R01-V25	W21	180	3	21kn
R01-V26	W22	180	3	21kn
R01-V27	W31	180	3	21kn
R01-V28	W32	180	3	21kn
R01-V29a	-	180	3	15kn
R01-V29	W2	180	3	15kn
R01-V30	W3	180	3	15kn
R01-V31a	-	180	3	24kn
R01-V31	W2	180	3	24kn
R01-V32	W3	180	3	24kn

Bitte beachten: die Aufschlüsselung der Wellen findet sich in Tabelle 3.10 in Abschnitt 3.4.3 und die Federsteifigkeiten in Tabelle 3.3 in Abschnitt 3.1.4. Alle Geschwindigkeiten sind für die Großausführung angegeben.

Tabelle A.2: Versuchsreihe R02

Bez.	Welle	mu (deg)	Steifigk.	v	Bemerkung
R02-V00	-	170	4	21kn	roll fix
R02-V01	W1	170	4	21kn	roll fix
R02-V02	W2	170	4	21kn	roll fix
R02-V03	W3	170	4	21kn	roll fix
R02-V06a	-	165	4	21kn	roll fix
R02-V06	W1	165	4	21kn	roll fix
R02-V07	W2	165	4	21kn	roll fix
R02-V08	W3	165	4	21kn	roll fix
R02-V11a	-	160	4	21kn	roll fix
R02-V11	W1	160	4	21kn	roll fix
R02-V12	W2	160	4	21kn	roll fix
R02-V13	W3	160	4	21kn	roll fix
R02-V16a	-	170	inf	21kn	
R02-V16	W1	170	inf	21kn	
R02-V17	W2	170	inf	21kn	
R02-V18	W3	170	inf	21kn	
R02-V19	W4	170	inf	21kn	
R02-V20	W5	170	inf	21kn	

Tabelle A.3: Versuchsreihe R03 - Teil 1

Bez.	Welle	mu (deg)	Steifigk.	v
R03-V01	W1	180	3	0kn
R03-V02	W2	180	3	0kn
R03-V03	W3	180	3	0kn
R03-V04	W4	180	3	0kn
R03-V05	W5	180	3	0kn
R03-V06	W1	150	3	0kn
R03-V07	W2	150	3	0kn
R03-V08	W3	150	3	0kn
R03-V09	W4	150	3	0kn
R03-V10	W5	150	3	0kn
R03-V11	W1	120	3	0kn
R03-V12	W2	120	3	0kn
R03-V13	W3	120	3	0kn
R03-V14	W4	120	3	0kn
R03-V15	W5	120	3	0kn
R03-V16	W1	90	3	0kn
R03-V17	W2	90	3	0kn
R03-V18	W3	90	3	0kn
R03-V19	W4	90	3	0kn
R03-V20	W5	90	3	0kn
R03-V21	W1	60	3	0kn
R03-V22	W2	60	3	0kn
R03-V23	W3	60	3	0kn
R03-V24	W4	60	3	0kn
R03-V25	W5	60	3	0kn
R03-V26	W1	30	3	0kn
R03-V27	W2	30	3	0kn
R03-V28	W3	30	3	0kn
R03-V29	W4	30	3	0kn
R03-V30	W5	30	3	0kn
R03-V31	W1	0	3	0kn
R03-V32	W2	0	3	0kn
R03-V33	W3	0	3	0kn
R03-V34	W4	0	3	0kn
R03-V35	W5	0	3	0kn

Tabelle A.4: Versuchsreihe R03 - Teil 2

Bez.	Welle	mu (deg)	Steifigk.	v
R03-V36	W2	30	1	0kn
R03-V37	W3	30	1	0kn
R03-V37a	W4	30	1	0kn
R03-V38	W2	30	2	0kn
R03-V39	W3	30	2	0kn
R03-V40	W2	30	4	0kn
R03-V41	W3	30	4	0kn
R03-V42	W2	90	1	0kn
R03-V43	W3	90	1	0kn
R03-V44	W2	90	2	0kn
R03-V45	W3	90	2	0kn
R03-V46	W2	90	4	0kn
R03-V47	W3	90	4	0kn
R03-V47a	W5	90	4	0kn
R03-V48	W2	30	inf	0kn
R03-V49	W3	30	inf	0kn
R03-V50	W2	90	inf	0kn
R03-V51	W3	90	inf	0kn
R03-V52	W2	180	inf	0kn
R03-V53	W3	180	inf	0kn
R03-V53a	W4	180	inf	0kn
R03-V54	W2	0	inf	0kn
R03-V55	W3	0	inf	0kn
R03-V56	W4	0	inf	0kn
R03-V57	W2	45	inf	0kn
R03-V58	W3	45	inf	0kn
R03-V59	W2	135	inf	0kn
R03-V60	W3	135	inf	0kn
R03-V61	W2	157,5	inf	0kn
R03-V62	W3	157,5	inf	0kn

Tabelle A.5: Versuchsreihe R04

Bez.	Welle	mu (deg)	Steifigk.	v	KMD pos.
R04-V01	W2	180	3	0kn	mitte
R04-V02	W3	180	3	0kn	mitte
R04-V03	W2	180	3	0kn	unten
R04-V04	W3	180	3	0kn	unten
R04-V05	W2	120	3	0kn	mitte
R04-V06	W3	120	3	0kn	mitte
R04-V07	W2	120	3	0kn	unten
R04-V08	W3	120	3	0kn	unten
R04-V09a	-	180	3	21kn	mitte
R04-V09	W2	180	3	21kn	mitte
R04-V10	W3	180	3	21kn	mitte
R04-V11	W2	180	3	21kn	unten
R04-V12	W3	180	3	21kn	unten

Tabelle A.6: Versuchsreihe R05

Bez.	Welle	mu (deg)	Steifigk.	v	x	y	z	phi	theta	psi
R05-V01	W2	180	3	21kn	frei	frei	fix	frei	fix	frei
R05-V02	W3	180	3	21kn	frei	frei	fix	frei	fix	frei
R05-V03	W4	180	3	21kn	frei	frei	fix	frei	fix	frei
R05-V04	W2	150	3	0kn	frei	frei	fix	frei	fix	frei
R05-V05	W3	150	3	0kn	frei	frei	fix	frei	fix	frei
R05-V06	W4	150	3	0kn	frei	frei	fix	frei	fix	frei
R05-V07	W2	150	3	0kn	fix	frei	frei	frei	frei	fix
R05-V08	W3	150	3	0kn	fix	frei	frei	frei	frei	fix
R05-V09	W4	150	3	0kn	fix	frei	frei	frei	frei	fix
R05-V10	W2	180	3	21kn	fix	frei	frei	frei	frei	fix
R05-V11	W3	180	3	21kn	fix	frei	frei	frei	frei	fix
R05-V12	W4	180	3	21kn	fix	frei	frei	frei	frei	fix

Tabelle A.7: Versuchsreihe R06

Bez.	sign WH	omegaPeak	mu (deg)	Steifigk.	v
R06-V01	0,052	4,869	180	3	0 kn
R06-V02	0,0612	4,489	180	3	0 kn
R06-V03	0,052	4,869	180	3	21kn
R06-V04	0,0612	4,489	180	3	21kn
R06-V05	0,052	4,869	0	3	0kn
R06-V06	0,0612	4,489	0	3	0kn
R06-V08	0,0612	4,489	0	3	21kn
R06-V09	DW2+3	W2+W3	180	3	0 kn
R06-V10	DW2+4	W2+W4	180	3	0 kn
R06-V11	DW3+4	W3+W4	180	3	0 kn
R06-V12	DW1+3	W1+W3	180	3	0 kn
R06-V13	DW2+3	W2+W3	150	3	0 kn
R06-V14	DW2+4	W2+W4	150	3	0 kn
R06-V15	DW2+3	W2+W3	180	3	21kn
R06-V16	DW2+4	W2+W4	180	3	21kn
R06-V17	DW2+3	W2+W3	0	3	0 kn
R06-V18	DW2+4	W2+W4	0	3	0 kn

A.4 Trimmtablelle Kreuzfahrtschiffentwurf

Tabelle A.8: Trimmtable

Beschreibung Einheit	m [kg]	x [m]	y [m]	z [m]	I_{zz} Objekt [kg m ²]	I_{zz} Steiner [kg m ²]	I_{xx} Objekt [kg m ²]	I_{xx} Steiner [kg m ²]	I_{yy} Objekt [kg m ²]	I_{yy} Steiner [kg m ²]	I_{xz} [kg m ²]	I_{xy} [kg m ²]	I_{yz} [kg m ²]
Leermodell	42.000	-0.082	0.004	0.128	32.356	0.012	1.654	0.278	32.140	0.288	0.238	0.156	0.031
Einbauten und Ballast													
KMD vorn	2.438	0.620	0.000	0.126	0.003	1.257	0.001	0.017	0.003	1.274	-0.190	0.000	0.000
Welle vorn	3.825	0.620	0.000	0.201	0.001	1.974	0.000	0.000	0.000	1.974	-0.477	0.000	0.000
KMD hinten	2.438	-0.630	0.000	0.126	0.003	0.689	0.001	0.017	0.003	0.706	0.193	0.000	0.000
Welle hinten	3.825	-0.630	0.000	0.201	0.001	1.081	0.000	0.000	0.000	1.081	0.484	0.000	0.000
10kg-Gewicht	10.020	-0.830	0.000	0.170	0.029	5.367	0.016	0.016	0.024	5.383	1.410	0.000	0.000
1. 8kg-Gewicht	7.615	0.410	-0.167	0.443	0.022	2.179	0.012	0.629	0.018	2.382	-1.383	0.521	0.563
2. 8kg-Gewicht	7.615	0.410	0.167	0.443	0.022	2.178	0.012	0.629	0.018	2.382	-1.383	-0.521	-0.563
4kg-Gewicht	4.000	-0.978	-0.040	0.406	0.022	3.103	0.012	0.161	0.018	3.252	1.588	-0.156	0.065
1kg-Gewicht	0.725	1.370	0.000	0.244		1.563		0.001		3.637	-0.242	0.000	0.000
2kg-Gewicht	1.680	1.370	0.000	0.307		3.621		0.016		0.112	-0.707	0.000	0.000
Brett vorne	0.415	0.400	0.000	0.353		0.103		0.009		0.124	-0.059	0.000	0.000
Brett hinten	0.188	-0.900	0.000	0.343		0.121		0.003		0.058	0.058	0.000	0.000
Welle BB	0.635	-1.120	-0.084	0.046	0.026	0.668	0.000	0.021	0.026	0.680	0.033	-0.060	0.002
Welle StB	0.635	-1.120	0.084	0.046	0.026	0.668	0.000	0.021	0.026	0.680	0.033	0.060	-0.002
Stevenrohr BB	0.290	-1.086	-0.084	0.045	0.002	0.285	0.000	0.010	0.002	0.291	0.014	-0.026	0.001
Stevenrohr StB	0.290	-1.086	0.084	0.045	0.002	0.285	0.000	0.010	0.002	0.291	0.014	0.026	-0.001
Ruder BB	0.174	-1.400	0.091	0.095	0.000	0.296	0.001	0.004	0.001	0.297	0.023	0.022	-0.002
Ruder StB	0.170	-1.400	-0.091	0.095	0.000	0.290	0.001	0.004	0.001	0.290	0.023	-0.022	0.001
Summe	46.977	-0.113	-0.003	0.282	0.137	25.875	0.045	1.891	0.125	25.251	-0.568	-0.156	0.065
vollständig ausgerüstetes Modell													
SOLL	89.027	-0.098	0.000	0.209	I_{zz} gesamt 57.911		I_{xx} gesamt 3.596		I_{yy} gesamt 57.911				
IST	88.977	-0.098	0.000	0.209	58.368		3.591		57.516		-0.330	0.000	0.096

A.5 Bewegungsübertragungsfunktionen ausgewählter Versuche

Versuche aus der Reihe: R01

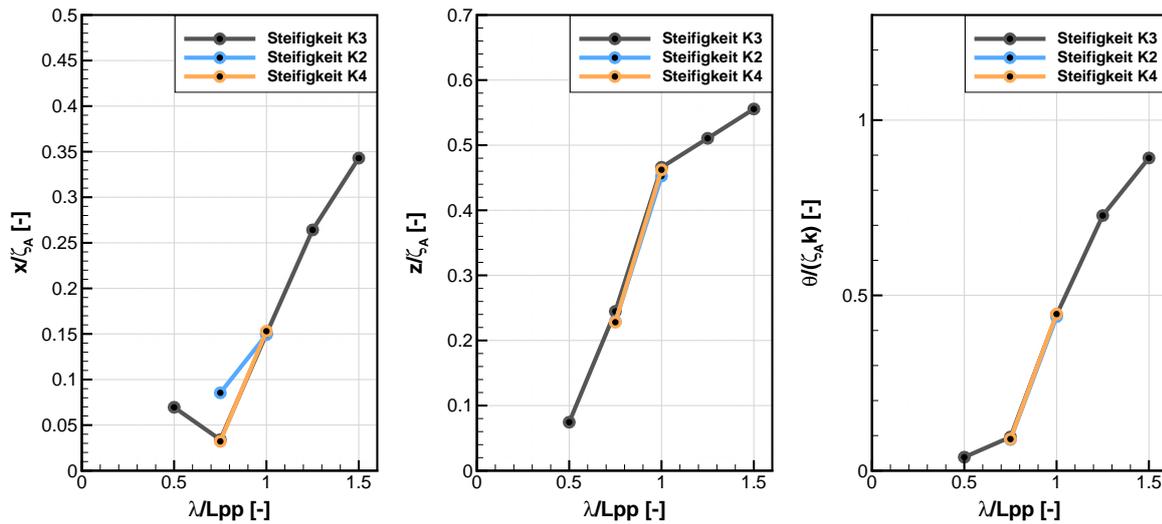


Abbildung A.1: Übertragungsfunktionen von x , z , ϑ bei Steifigkeitsvariation (R01-V01-V05+V21-V24)

Versuche aus der Reihe: R04

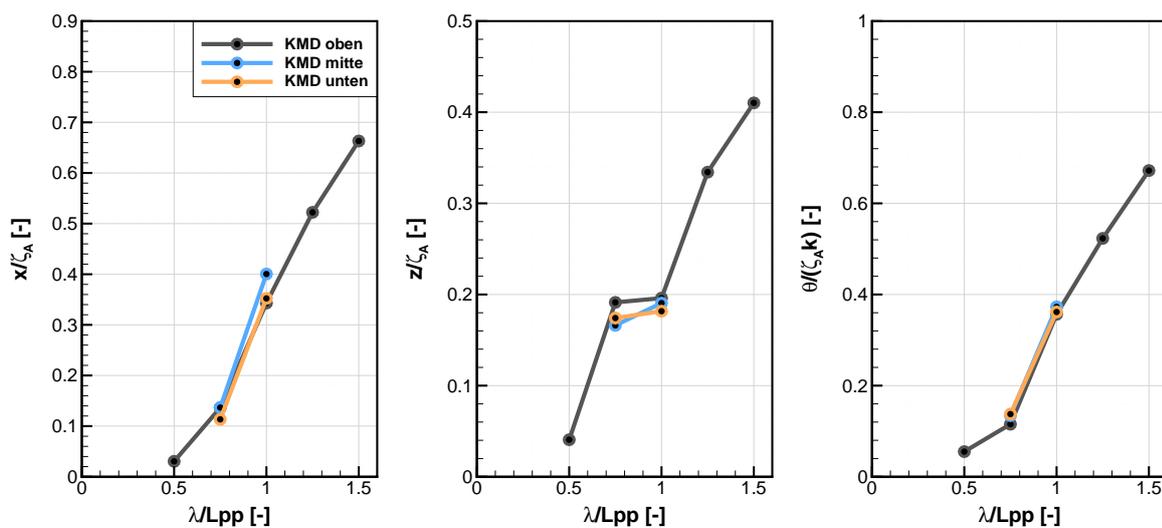


Abbildung A.2: Übertragungsfunktionen von x , z , ϑ bei Variation KMD Höhe ($\mu = 180^\circ$, $V=0$)

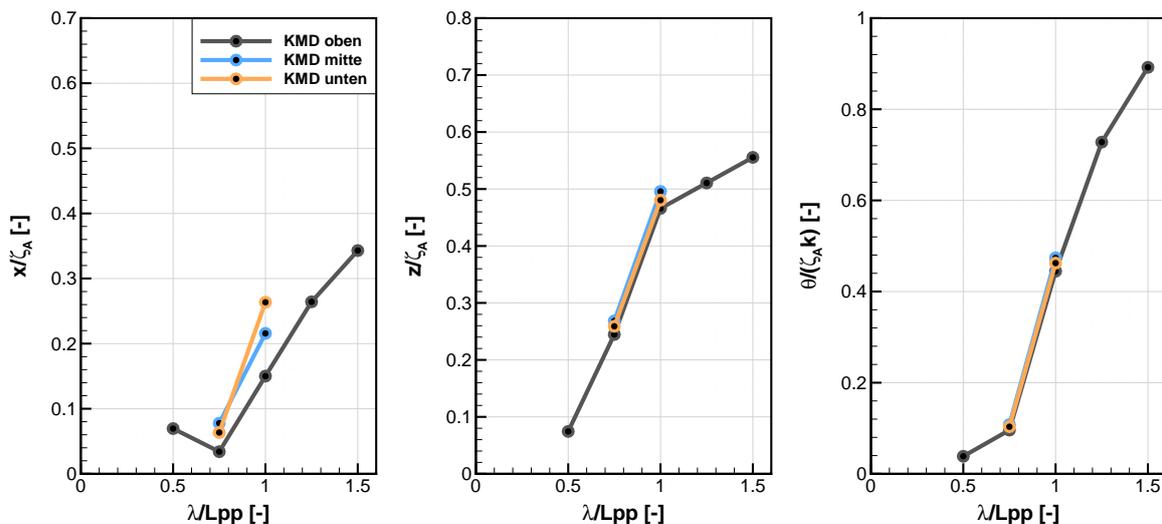


Abbildung A.3: Übertragungsfunktionen von x , z , ϑ bei Variation KMD Höhe ($\mu = 180^\circ$, $V=21\text{kn}$)

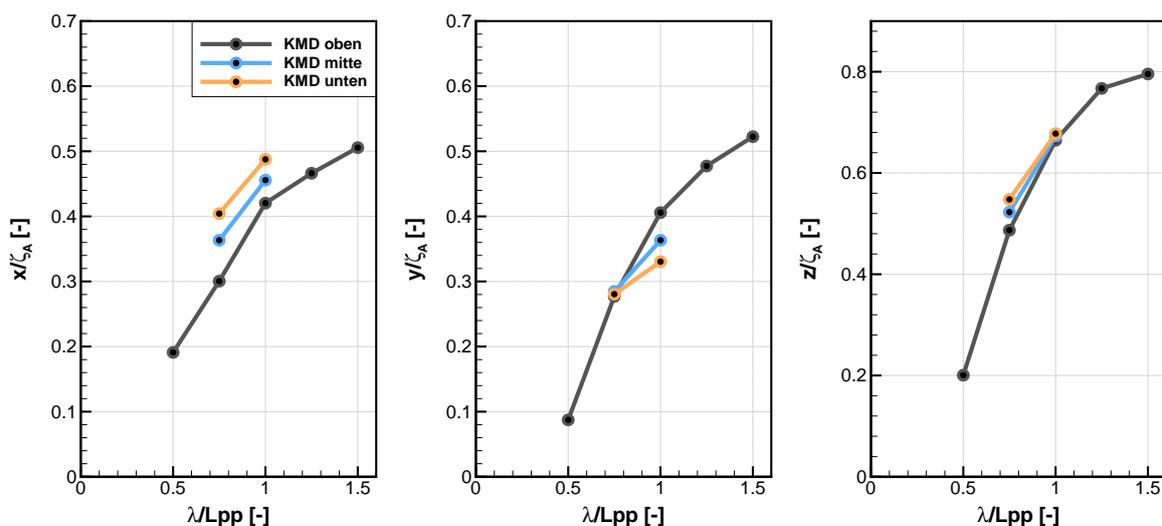


Abbildung A.4: Übertragungsfunktionen von x , y , z bei Variation KMD Höhe ($\mu = 120^\circ$, $V=0\text{kn}$)

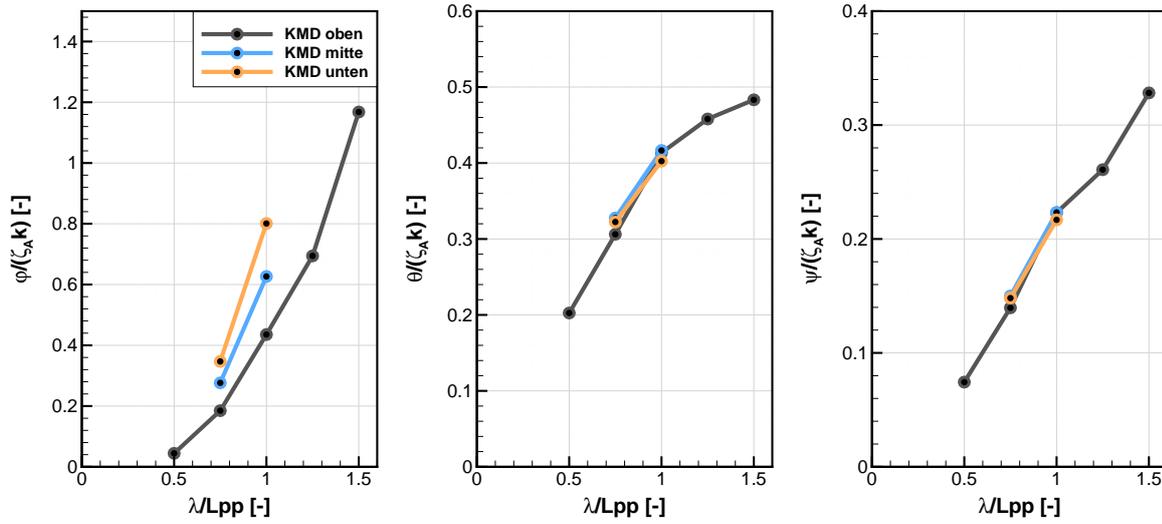


Abbildung A.5: Übertragungsfunktionen von φ , ϑ , ψ bei Variation KMD Höhe ($\mu = 120^\circ$, $V=0\text{kn}$)