

487 | November 1988

## SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Fernando Petey

### **Ermittlung der Kentersicherheit lecker Schiffe im Seegang aus Bewegungssimulation**

**TUHH**

*Technische Universität Hamburg-Harburg*

## **Ermittlung der Kentersicherheit leichter Schiffe im Seegang aus Bewegungssimulation**

Fernando Petey, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1988

© Technische Universität Hamburg-Harburg  
Schriftenreihe Schiffbau  
Schwarzenbergstraße 95c  
D-21073 Hamburg

<http://www.tuhh.de/vss>

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 487

**Ermittlung der Kentersicherheit lecker Schiffe im Seegang  
aus Bewegungssimulationen**

von

Fernando Petey

November 1988

ISBN 3 - 89220 - 487 - X

Copyright      Institut für Schiffbau  
                  Universität Hamburg  
                  Lämmersieth 90  
                  D-2000 Hamburg 60

## Inhaltsverzeichnis

I. Zusammenfassung	1
II. Symbolliste	2
III. Einleitung	4
IV. Koordinatensysteme	15
V. Flüssigkeitsbewegung in teilgefüllten Tanks und Leckräumen	
1. Flachwasser	
1.1. Gültigkeitsbereich der Flachwasser-Gleichungen	15
1.2. Flüssigkeitsbewegung in einem quaderförmigen Tank bei Anregung durch die Rollbewegung des Schiffes	16
1.2.1. Bewegungsgleichungen	16
1.2.2. Die Glimm-Methode	17
1.2.3. Numerische Ergebnisse	20
1.3. Flüssigkeitsbewegung in einem quaderförmigen Tank bei Anregung durch die Schiffsbewegungen ( 6 Freiheitsgrade )	22
1.3.1. Bewegungsgleichungen	22
1.3.2. Erweiterung der Berechnungsmethode	22
1.3.3. Numerische Ergebnisse	23
2. Tiefwasser	
2.1. Bewegungsgleichung	24
2.2. Numerische Simulation	25
2.3. Kräfte und Momente	26
2.4. Genauigkeit des Modells	26
2.5. Numerische Ergebnisse	28
VI. Ermittlung der Kentergefahr leerer Schiffe	
3.1. Berechnungsmethode	29
3.2. Numerische Integration der Bewegungsgleichung	34
3.3. Ermittlung der Kenterwahrscheinlichkeit	34
3.4. Schiff und Unterteilung	35
3.5. Bestimmungen zur Lecksicherheit in der Bauvorschrift 1033	39
3.6. Untersuchte Fälle	40
3.7. Rechenergebnisse	41
3.8. Maß für die Kentersicherheit	45
3.9. Einfluß von Einbauten in den Leckräumen	50
3.10. Bewertung der Ergebnisse	51
3.11. Datenvorbereitung und Rechenzeit	51
VII. Literatur	53

## I. Zusammenfassung

Es wird eine Berechnungsmethode vorgestellt, mit der die Rollbewegung eines leckgeschlagenen Schiffes in natürlichem Seegang simuliert und die Wahrscheinlichkeit des Kenterns während einer gegebenen Zeit bestimmt werden kann. Die Flüssigkeitsbewegung in Tanks und Leckräumen muß mit simuliert werden.

Die mittlere Fahrgeschwindigkeit und der mittlere Kurswinkel werden während der Simulation konstant angesetzt. Durch den Seegang schwanken aber Geschwindigkeit und Kurs, und das Schiff macht Tauch-, Stampf- und Querbewegungen. Die Tauch-, Stampf-, Quer- und Gierbewegung werden nur linearisiert, aber unter Ansatz hydrostatischer und hydrodynamischer Kräfte erfaßt. Nichtlineare Kopplungen zwischen Roll- und Längsbewegung werden berücksichtigt. Der stationäre, kurzkämmige Seegang wird aus einem vorgegebenen Spektrum als Überlagerung vieler regelmäßiger Wellen mit verschiedener Frequenz und Laufrichtung dargestellt. Für die Berechnung der aufrichtenden Hebelarme im Seegang wird das Grimsche Konzept der effektiven Welle angewendet.

Die Position des Schiffes wird in kleinen Zeitabständen bestimmt. Für jeden Zeitschritt werden die Kräfte und Momente, die die bewegte Flüssigkeit innerhalb von Tanks und Leckräumen auf das Schiff ausübt, zu denen infolge äußerer Einflüsse wie Wellen, Wind etc. addiert, so daß eine Lösung sowohl für die Schiffsbewegung wie auch für die Flüssigkeitsbewegung in den Räumen (unter Berücksichtigung des Zu- und Abflusses von Leckwasser durch vorhandene Öffnungen in der Schiffsaußenhaut) gefunden wird.

An einem Beispielschiff werden dann die Kriterien der Bauvorschrift 1033 der Bundesmarine für die Beurteilung der Lecksicherheit von Überwasserschiffen, bei denen der Seegang nur pauschal berücksichtigt wird, überprüft.

## II. Symbolliste

$b$  = Tankbreite

$C = \sqrt{g h_0}$  = Schwallgeschwindigkeit

$d_L$  = lineare Rolldämpfungs-konstante

$d_Q$  = quadratische Rolldämpfungs-konstante

$D = d_T/d_K$  = Dämpfungsmaß

$d_T$  = lineare Dämpfungs-konstante beim Tiefwasserverfahren

$d_K = 2 \sqrt{g/i}$  = kritische Dämpfung beim Tiefwasserverfahren

$f_x, f_y, f_z$  = Beschleunigungskomponenten in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung

$F_k(t)$  = Wahrscheinlichkeit, daß das Schiff während der Zeitspanne  $t$  bei konstanten Seegangparametern nicht kentert

$F'$  = Wahrscheinlichkeit, daß das Schiff während der Zeitspanne  $t'$  bei nicht konstanten Seegangparametern nicht kentert

$g$  = Erdbeschleunigung

$G$  = Schiffsschwerpunkt

$\overline{GM}$  = metazentrische Höhe

$h$  = Flüssigkeitstiefe

$h_S$  = aufrichtender Hebelarm im Seegang

$h_0$  = mittlere Füllhöhe im Tank

$H_{1/3}$  = kennzeichnende Wellenhöhe

$i$  = Tank- $\overline{GM}$

$I_{xx}$  = Trägheitsmoment um Längsachse durch den Schwerpunkt  $G$

$I_{xz}$  = Zentrifugalmoment bezogen auf den Schwerpunkt  $G$  des Schiffes

$\overline{KG}$  = Höhe des Schiffsschwerpunktes über Kiel

$l$  = Tanklänge

$m$  = Masse des Schiffes ohne hydrodynamische Anteile

$M_T$  = hydrodynamisches Massenmoment infolge der Rollbeschleunigung

$M_D$  = hydrodynamisches Dämpfungsmoment

$M_{W_{ind}}$  = Moment infolge des Winds

$M_{TL}$  = Moment infolge der Relativbewegung zwischen der bewegten Flüssigkeitsmasse innerhalb von Tanks bzw. Leckräumen und Schiff

$M_{QG}$  = Moment infolge Quer- und Gierbewegung

$M_{Wellen}$  = Moment infolge der Wellen

$M_R$  = Reaktionsmoment infolge des Zu- und Abflusses von Leckwasser  
 $P = T_S/T_K$  = Kenterwahrscheinlichkeit während einer mittleren Seegangperiode  
 $p(H_{1/3}, T_S, \mu)$  = Verteilungsdichte der Seegangparameter  $H_{1/3}$ ,  $T_S$  und  $\mu$  über der Zeit in einem bestimmten Seegebiet  
 $R$  = Drehpunkt Abstand bei der Drehbewegung des Tanks  
 $S$  = Schwerpunkt der Flüssigkeitsmasse im Tank  
 $t$  = Zeit  
 $t'$  = Seegangsdauer  
 $\Delta t$  = Zeitschritt  
 $T_0$  = Tankeigenperiode  
 $T$  = Erregerperiode  
 $T$  = 3x3-Transformationsmatrix  
 $T_S$  = kennzeichnende Seegangperiode  
 $T_K$  = mittlere Kenterperiode bei konstanten Seegangparametern  
 $T_{KL}$  = mittlere Kenterperiode bei nicht konstanten Seegangparametern  
 $T_R$  = Rollperiode des Schiffes in glattem Wasser  
 $u$  = Strömungsgeschwindigkeit in  $x$ -Richtung  
 $v$  = Strömungsgeschwindigkeit in  $y$ -Richtung  
 $V_F$  = mittlere Fahrgeschwindigkeit des Schiffes  
 $\underline{x} = (x, y, z)$  = Ortsvektor im schiffsfesten Koordinatensystem  
 $\varphi$  = Rollwinkel  
 $\varphi_0$  = Rollamplitude  
 $\dot{\varphi}$  = Rollgeschwindigkeit  
 $\ddot{\varphi}$  = Rollbeschleunigung  
 $\varphi_T$  = Neigung der Flüssigkeitsoberfläche im Tank (gegenüber der  $y$ -Achse) beim Tiefwasserverfahren  
 $\lambda$  = Wellenlänge  
 $\lambda_E$  = Länge der effektiven Welle  
 $\mu$  = Seegangsrichtung (  $\mu = 0$ , wenn Seegang genau von hinten )  
 $\omega$  = Wellenkreisfrequenz  
 $\psi$  = Gierwinkel  
 $\theta$  = Stampfwinkel  
 $\underline{\xi} = ( \xi, \eta, \zeta )$  = Ortsvektor im Inertialsystem  
 $\underline{\xi}_K$  = Ortsvektor des schiffsfesten Bezugspunktes  $K$

### III. Einleitung

Beim Schiffsentwurf spielt die Vermeidung von Gefahren für die Sicherheit des Schiffes im Seegang, für die Personen an Bord und für die transportierte Ladung eine zentrale Rolle. Dabei muß u.a. das Kenterrisiko für das Schiff sowohl im unverletzten als auch im beschädigten Zustand ausreichend klein gehalten werden. Mit dieser Sicherheitsfrage ist die der Wirtschaftlichkeit des Schiffes eng verbunden.

Schiffe können im Seegang auf sehr unterschiedliche Weise kentern: Durch reinen Stabilitätsverlust (negative Hebelarme auf dem Wellenberg), durch parametrisch erregte starke Rollschwingungen (Aufschaukeln), durch Rollresonanz, durch Wassereintrich, durch Querschlagen in Wellen von hinten, durch Brechereinwirkung (kleinere Schiffe können durch quereinkommende Brecher oft in Verbindung mit Querschlagen regelrecht umgeworfen werden), durch Wasser an Deck, durch verschobene und verlorene Ladungsteile etc.

Die Bemühungen, die Ketersicherheit zahlenmäßig zu beurteilen, haben Mitte des XVIII. Jahrhunderts mit der Einführung des Begriffs der metazentrischen Höhe angefangen. Ein Schiff mit einer positiven metazentrischen Höhe  $\overline{GM}$  ist in glattem Wasser allein unter Einwirkung von Gewicht und Auftrieb ketersicher. Ein negativer  $\overline{GM}$ -Wert führt jedoch unter diesen Bedingungen nicht unbedingt zu einer Kenterung, beispielsweise bei einem Schiff mit großem Freibord.

Ein wirklicher Fortschritt wurde mit einer Arbeit von Rahola im Jahre 1939 gemacht. Ihm ist es gelungen, durch systematische Auswertung von Stabilitätsunfällen zu Stabilitätskriterien /36/ zu kommen, die mit großem Erfolg bis heute z.B. in den IMO-Kriterien der Resolution A.167 fortleben. Diese IMO-Resolution (1968) basiert auf einer weltweit geführten Unfallstatistik, die nach ähnlichen Prinzipien, wie sie Rahola entwickelt hatte, ausgewertet wurde /37/. Diesen Kriterien wurde die Glattwasser-Hebelarmkurve zugrundegelegt. Der Seegangseinfluß ist ohne nähere Kenntnis pauschal mit einbezogen. Stellvertretend für Kriterien, die sich auf Unfallstatistiken gründen, seien hier die wichtigsten Stabilitätskriterien der IMO-Resolution A.167 genannt:

- $\overline{GM}$  korrigiert für freie Oberflächen muß mindestens 0.15 m betragen
- Der aufrichtende Hebelarm bei  $30^\circ$  Neigung muß mindestens 0.20 m betragen
- Die Fläche unter der Hebelarmkurve bis  $30^\circ$  Neigung muß mindestens 0.055 rad.m betragen
- Die Fläche unter der Hebelarmkurve bis  $40^\circ$  Neigung muß mindestens 0.090 rad.m betragen
- Die Fläche unter der Hebelarmkurve zwischen  $30$  und  $40^\circ$  Neigung muß mindestens 0.03 rad.m betragen

Die festgelegten Mindestwerte sind also von der Schiffsgröße unabhängig. Eine gravierende Schwäche der Rahola-Kriterien ist die ungenaue Kenntnis über die Kenterart, den tatsächlichen Beladungszustand, die Wetterverhältnisse etc. vor dem Kentern: Kenterunfälle lassen sich z.Z. nur nach z.T. recht ungenauen Angaben rekonstruieren.

Aufschlußreicher als die Auswertung von Unfallstatistiken sind Modellversuche. Darauf basieren Stabilitätskriterien für Trockenfrachtschiffe von Blume /38/. Nach Auswertung von Modellversuchen von Schiffen im Seegang schräg und genau von hinten wurden Hebelarmkurven an der Grenze zwischen sicheren und unsicheren Schwerpunkthöhen aufgestellt. Dabei ergaben sich große Unterschiede zwischen Schiffen gleicher Länge aber verschiedener Form. Blume konnte so zeigen, daß die Kentersicherheit von Schiffen, die die Kriterien der IMO-Resolution A.167 erfüllen, sehr stark von der Schiffsform und dem Beladungszustand abhängt. Er schlug modifizierte IMO-Kriterien vor, die zusätzlich einen Formfaktor  $C$  enthalten. Dieser Formfaktor  $C$  hängt vom Verhältnis zwischen Breite und Tiefgang, vom Verhältnis zwischen Breite und Seitenhöhe, vom Blockkoeffizienten, vom Völligkeitsgrad der Wasserlinienfläche etc. ab. Wie schon bei Rahola werden die für Glattwasser errechneten Hebelarmkurven benutzt. Die Kriterien sind:

- Der aufrichtende Hebelarm bei  $30^\circ$  Neigung muß mindestens  $0.04 \text{ m}/C$  betragen
- Die Fläche unter der Hebelarmkurve bis  $30^\circ$  Neigung muß mindestens  $0.012 \text{ rad.m}/C$  betragen
- Die Fläche unter der Hebelarmkurve bis  $40^\circ$  Neigung muß mindestens  $0.020 \text{ rad.m}/C$  betragen
- Die gesamte Fläche unter der Hebelarmkurve muß mindestens  $0.035 \text{ rad.m}/C$  betragen
- Die Fläche unter der Hebelarmkurve zwischen  $30$  und  $40^\circ$  Neigung muß mindestens  $0.007 \text{ rad.m}/C$  betragen
- Der Maximalhebel muß mindestens  $0.05 \text{ m}/C$  betragen

Diese Kriterien führen zu höheren Stabilitätsforderungen für Trockenfrachtschiffe mit einem großen Verhältnis zwischen Breite und Seitenhöhe /35/. Bei der Anwendung dieser Kriterien muß stets die Beschränkung auf Blumes Modellen ähnliche Schiffe beachtet werden.

Daneben gibt es die von Wendel (1958) vorgeschlagenen Momentenbilanzkriterien, die darauf basieren, aufrichtende und krängende Momente (infolge frei beweglicher Flüssigkeiten, Winddruck, Fliehkraft im Drehkreis etc.) gegenüberzustellen und zu prüfen, ob in dem praktisch interessierenden Winkelbereich die aufrichtenden Hebel überwiegen. Als Beispiel hierfür sei die Bauvorschrift 1033 der Bundesmarine genannt

/41/. Ein Bericht über die Ausarbeitung dieser Bauvorschrift (1965) findet sich in /15/. Momentenbilanzkriterien sind auch für unkonventionelle Schiffstypen anwendbar, für die keine Statistik der Kenterunfälle vorliegt. Ihre Hauptschwäche ist, daß dynamische Vorgänge nicht explizit berücksichtigt werden. In /15/ heißt es zur Begründung:

“Nach den bisherigen Kenntnissen geben Verlauf der Änderungen der Erregerkräfte und Dämpfungseigenschaften keinen Anlaß, ein wesentliches Überschwingen über die nach statischer Rechnung zu erwartenden Krängungswinkel zu berücksichtigen. Rollschwingungen, die durch die ständige regellose Änderung von Auftriebsrichtung und -verteilung hervorgerufen werden, können jedoch nicht explizit berechnet werden. Sie lassen sich nur statistisch erfassen und müssen zur Zeit noch durch eine zusätzliche Vergrößerung des Resthebelarmes berücksichtigt werden.”

Bei der Bauvorschrift 1033 wird die Berücksichtigung des Seegangs und der daraus resultierenden dynamischen Einflüsse dadurch erreicht, daß die aufrichtende Hebelarmkurve aus den Mittelwerten für das Schiff auf dem Wellenberg und im Wellental berechnet wird. Diese Kurve der aufrichtenden Hebelarme wird der Summe der krängenden Hebelarmkurven aus freibeweglicher Flüssigkeitsoberfläche und Winddruck gegenübergestellt /41/. Die aufrichtende Hebelarmkurve wird für eine Trochoidenwelle berechnet, deren Länge gleich der Lotlänge ist und deren Höhe abhängig von der Wellenlänge anzusetzen ist.

Ein weiteres Kriterium für die Kintersicherheit ist die IMO Resolution A.562 (weather criterion) /37/, die von der IMO zur Anwendung empfohlen wird. Dabei wird eine Fläche unter der Kurve der aufrichtenden Hebel mit der Fläche verglichen, die die Kurve der krängenden Winddruck-Hebel einschließt. Der Winkelbereich, in dem die Flächen verglichen werden, berücksichtigt einen Rollwinkel infolge Welleneinwirkung. Dieser ist abhängig von den Schiffsdaten (z.B. Schlingerkeile) zu bestimmen.

Eine Alternative zu Unfallstatistiken, die - wie schon erwähnt - naturgemäß mit Ungenauigkeiten behaftet sind, und zu Modellversuchen, die bekanntlich sehr zeitaufwendig und kostspielig sind, stellt die Berechnung der Schiffsbewegungen dar. Diese ist jedoch schwierig und nur mit Vereinfachungen der tatsächlichen komplizierten Vorgänge möglich.

Die Beurteilung der Kintersicherheit *lecker* Schiffe erfolgt zur Zeit mit einfachen Kriterien für die Hebelarmkurve. Die Überprüfung, ob diese erfüllt sind, erfordert jedoch eine Erfassung der Raumaufteilung des Schiffes. Diese muß so konzipiert werden, daß im Falle der Flutung eines Raumes bzw. einer Raumgruppe das Schiff kintersicher bleibt.

In der sogenannten SOLAS-Konvention der IMO ist für die Leckstabilität ein Mindest- $\overline{GM}$  von 5 cm bei symmetrischer Flutung vorgeschrieben. Dies wird oft als unzureichend angesehen. In der Bundesrepublik Deutschland ist es deshalb üblich, zusätzlich einen Resthebel von 3 cm über einem krängenden Hebel aus einem definierten Moment zu verlangen /40/.

Die bereits zitierte, auf dem Momentenbilanzkriterium basierende Bauvorschrift 1033 der Bundesmarine verlangt, daß das beschädigte Schiff bei symmetrischer Flutung ohne Windeinwirkung einen positiven  $\overline{GM}$ -Wert aufweisen muß, daß das Schottendeck bei unsymmetrischer Flutung nicht eintauchen darf etc. Ferner verlangt sie, daß unter Windeinwirkung (ca. Beaufort 9) keine Öffnungen unbeschädigter Räume zu Wasser kommen, daß ein Resthebel von mindestens 5 cm vorhanden sein muß, etc.

Der Ort und die Abmessungen des Lecks sind nicht voraussehbar. Sie können nur im statistischen Sinne beschrieben werden. Eine korrekte Beurteilung der Kentersicherheit lecker Schiffe muß daher dem Rechnung tragen /36,39/. Wie groß die Wahrscheinlichkeit des Überstehens von Verletzungen unter der Voraussetzung ist, daß nur Treffstelle und Lecklänge zufällig, alle anderen Einflußgrößen jedoch determiniert sind, wurde in einer Arbeit von Wendel im Jahre 1960 gezeigt. Die Vorgehensweise läßt sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Feststellung der Räume und der Gruppen von benachbarten Räumen, deren Flutung ertragbar ist.
- Berechnung der Wahrscheinlichkeit, daß ausschließlich Räume bzw. Raumgruppen geflutet werden, deren Flutung ertragbar ist.

Die von der IMO erlassenen "Equivalent International Regulations on Subdivision and Stability of Passenger Ships" (SOLAS-Äquivalent), die alternativ zu den herkömmlichen SOLAS-Unterteilungsvorschriften angewandt werden dürfen, basieren auf diesem Wahrscheinlichkeitskonzept. In der Praxis wird aber von ihnen kaum Gebrauch gemacht /42/.

Nach der Bauvorschrift 1033 der Bundesmarine sind ebenfalls Ausnahmegenehmigungen möglich, wenn eine Berechnung der Wahrscheinlichkeit des Überstehens von Verletzungen nach dem oben beschriebenen Konzept vorgelegt wird.

Die Anwendung dieses Konzepts erfordert Kriterien dafür, ob eine Flutung ertragbar ist oder nicht. Es liegt auf der Hand, daß dies von den Wetterverhältnissen abhängt. Stärke und Richtung sowohl des Seegangs als auch des Windes zum Zeitpunkt des Leckwerdens sind aber ebenfalls nicht voraussehbar und müssen daher statistisch berücksichtigt werden.

Zur Ermittlung der Kentersicherheit lecker Schiffe kommen - ähnlich wie bei der Beurteilung der Kentersicherheit intakter Schiffe - sowohl Modellversuche als auch die Berechnung der Bewegungen des Schiffes in Frage.

Ergebnisse von Modellversuchen sind von Middleton und Numata /30/, von Bird und Browne /31,32/ und von Stahlschmidt /33/ veröffentlicht worden. In diesen Arbeiten wurde hauptsächlich quereinkommender Seegang bzw. quereinkommende regelmäßige Wellen untersucht. Dabei spielen die Hebelarmschwankungen infolge Seegangs eine untergeordnete Rolle. Die Schlußfolgerungen aus diesen Versuchen sind:

- Die Rollbewegung lecker Schiffe ist sehr stark gedämpft. Obwohl die Versuche bei Fahrgeschwindigkeit Null durchgeführt wurden, kann man die Rolleigenperiode des lecken Schiffes in glattem Wasser nicht messen, weil man nicht genügend Schwingungen erhält.
- Die Kentergefahr hängt stark von der Wellenfrequenz ab.
- Rollresonanz spielt wegen der starken Rolldämpfung und wohl auch wegen der langen Rolleigenperioden lecker Schiffe (bei kleinen  $\overline{GM}$ -Werten) keine große Rolle. Das Kentern tritt vor allem durch allmähliches Wasserschöpfen ein.
- Lecke Schiffe, bei denen die Hebelarmkurve sehr klein ist (z.B. Maximalhebel von ca. 5 cm und Hebelarmumfang von ca.  $8^\circ$ ), können selbst in extrem schwerem Seegang kentersicher sein.
- Eine Erhöhung des  $\overline{GM}$ -Wertes hat nicht immer mehr Kentersicherheit zur Folge. Viel effektiver scheint die Vergrößerung des Stabilitätsumfangs zu sein.
- Die Kentergefahr ist in einigen Fällen größer, wenn das Leck den Wellen zugewandt ist ("Leck in Luv"); in anderen Fällen gilt das Gegenteil. Dabei spielen Einbauten im Leckraum eine wichtige Rolle.

Interessant ist hier die Frage, ob sich diese Schlußfolgerungen auch auf Seegänge übertragen lassen, bei denen kräftige Hebelarmschwankungen den Hauptanteil an der Erregung von Rollschwingungen bilden. Das Ziel dieser Arbeit ist, eine Berechnungsmethode zu entwickeln, mit der die Bewegungen eines leckgeschlagenen Schiffes in natürlichem Seegang simuliert und die Wahrscheinlichkeit des Kenterns während einer gegebenen Zeit bestimmt werden kann.

Bei der Berechnung von Stampf-, Tauch-, Gier- und Querbewegungen von Schiffen im Seegang wird vielfach eine Linearisierung bezüglich der Wellenhöhe vorgenommen. Dies erlaubt es, den natürlichen Seegang als Summe von harmonischen Elementarwellen verschiedener Frequenz, Laufrichtung und Amplitude darzustellen und die Schiffsbewegungen aus den Antworten auf diese Elementarwellen zu superponieren.

Die Rollbewegung eines Schiffes ist aber hochgradig nichtlinear. Die Annahme eines vom Rollwinkel und von der Schwimmlage des Schiffes in den Wellen unabhängigen  $\overline{GM}$ -Wertes ist nicht zulässig; denn der Verlauf der Hebelarmkurve bei großen Winkeln spielt - nach herrschender Meinung - eine große Rolle für die Kentersicherheit. Außerdem schwanken die Hebelarmkurven zeitlich im Seegang gemäß der Seegangskonkur am Schiff (Stabilitätserhöhung im Wellental und Stabilitätsverringern auf dem Wellenberg) und infolge der anderen Schiffsbewegungen. Ohne Beachtung dieser zeitlichen Hebelarmschwankungen ergeben sich viel zu kleine Rollbewegungen. Andere Nichtlinearitäten kommen hinzu: infolge der Rolldämpfung, infolge Wassers an Deck, infolge der Flüssigkeitsbewegung in Tanks und Leckräumen, infolge des Zu- und Abflusses von

Leckwasser durch vorhandene Öffnungen etc. Das Kentern intakter und lecker Schiffe kann demnach nicht mit einer linearisierten Bewegungsgleichung behandelt werden.

Die Berechnung von Schiffsbewegungen ist in den letzten Jahren - u.a. durch den Einsatz leistungsfähiger Rechner - wesentlich verbessert worden. Im Folgenden sollen nur einige Simulationsmethoden genannt werden. Unter Simulation ist hier das numerische Lösen der Bewegungsgleichungen sowohl für das Schiff als auch für die Flüssigkeiten in Tanks und Leckräumen über der Zeit zu verstehen.

Daß regelmäßige längslaufende Wellen unter Umständen eine große Gefährdung für ein intaktes Schiff darstellen können, ist sowohl experimentell als auch theoretisch von Grim /49/ nachgewiesen worden. In seinem mathematischen Modell werden die Schwankungen des aufrichtenden Moments infolge Änderungen der Wellenkontur am Schiff durch eine periodische Änderung der metazentrischen Höhe  $\overline{GM}$  berücksichtigt und daraus Stabilitätsbereiche für die Rollbewegung abgeleitet.

Um dies auf einen genau achterlichen, langkämmigen, unregelmäßigen Seegang anwenden zu können, entwickelte Abicht /50/ ein Verfahren, bei dem die Hebelarmschwankungen im Seegang mit Hilfe des von Grim /12/ vorgeschlagenen Prinzips der effektiven Welle berücksichtigt werden. Durch numerische Integration einer vereinfachten Rollbewegungsgleichung (bestehend nur aus einem Trägheits- und einem Rückstellglied, also ohne Dämpfung) läßt sich dann das Rollverhalten des Schiffes (einschließlich Kenterung) systematisch untersuchen.

Ein Verfahren zur Abschätzung extremer Rollwinkel im seitlichen Seegang wird von Blume in /22/ vorgestellt. Die Schwankung der Hebelarmkurve infolge der wechselnden Wellenkontur am Schiff wird dabei nicht beachtet. Es wird lediglich der Fall untersucht, daß ein Rollmoment mit einer Frequenz gleich der Rolleigenfrequenz (Resonanz) auf das Schiff einwirkt. Da die Rollbewegung intakter Schiffe - verglichen z.B. mit der Tauch- und der Stampfbewegung - relativ schwach gedämpft ist, können im Resonanzfall große Rollwinkel auftreten. Unter diesen Umständen kommt der Energiedissipation durch Dämpfung eine Schlüsselrolle zu. In dieser Arbeit stellt Blume aus Modellversuchen gewonnene Kurven vor, mit denen man das Dämpfungsmoment abschätzen kann. Das erregende Moment im Seegang wird über eine Ersatzwellenschräge, die mit Hilfe der Grimschen effektiven Welle bestimmt wird, abgeschätzt. Durch Gleichsetzen der vom erregenden Moment und vom Dämpfungsmoment geleisteten Arbeit erhält man die gesuchte Rollamplitude.

Arbeiten, in denen versucht wird, das Dämpfungsmoment auf theoretischem Wege zu berechnen, sind beispielsweise von Zhou /51/ bekannt, der u.a. die oben zitierten empirischen Ergebnisse von Blume mit denen, die sich nach einem halbempirischen Programm von Ikeda ergeben, verglichen hat. Darin wird aber die Genauigkeit der berechneten Ergebnisse als noch unbefriedigend bezeichnet.

Für regelmäßige Wellen, die genau von hinten kommen, schlagen Blume und Hattendorff /48/ ein anderes Simulationsverfahren vor. Die Quer- und Gierbewegung sind hier-

bei vernachlässigbar. Die Roll- und die Längsbewegung werden teilweise gekoppelt behandelt: Während der Einfluß der Längsbewegung auf die Rollbewegung berücksichtigt wird, vernachlässigt man umgekehrt den Einfluß der Roll- auf die Längsbewegung (wie z.B. eine Abhängigkeit des Widerstandes vom Rollwinkel). Es wird angenommen, daß sich der Widerstand in glattem Wasser quadratisch mit der Schiffsgeschwindigkeit ändert. Die Längskraft infolge der Welle wird aus der einfachen Annahme berechnet, daß die Auftriebskraft an jedem Spantquerschnitt normal zu Flächen gleichen Druckes steht. Daraus ergibt sich zunächst eine vom Rollwinkel unabhängige Bewegungsgleichung des Schiffes in Längsrichtung, die numerisch über der Zeit gelöst wird. Die Lage des Schiffes zur Welle ist damit zu jedem Zeitpunkt bekannt, so daß bei der Rollsimulation der augenblickliche Hebelarm aus einem gespeicherten, hydrostatisch berechneten Datensatz für diese Lage interpoliert werden kann. Bei der Bestimmung der Hebelarme werden nicht die hydrostatisch sich einstellenden Trimmwinkel gewählt, sondern Winkel, die sich aufgrund der Berechnung nach der Streifenmethode ergeben.

Ein Simulationsverfahren von Böttcher /26/ berücksichtigt alle Einflüsse, die zu berechnen zur Zeit möglich erscheint und von denen man nicht mit Sicherheit weiß, ob sie vernachlässigbar sind /18/. Die Schiffsbewegungen werden in allen 6 Freiheitsgraden simuliert, um Nichtlinearitäten erfassen zu können. Sie werden durch Integration aus den für beliebig große Verdrehungen gültigen Bewegungsgleichungen berechnet. Die in diesen Gleichungen auftretenden Kräfte und Momente werden aus folgenden Anteilen zusammengesetzt: Schiffsgewicht, Froude-Kriloff-Kräfte, Radiationskräfte, Diffraktionskräfte, Ruderkraft, Propellerkraft und Windkraft. Diffraktions- und Radiationskräfte werden als Funktionen der Relativbewegung zwischen Schiffsquerschnitten und der ungestörten Strömung der Welle angesehen. Da man in natürlichem Seegang, wo gleichzeitig verschiedene Frequenzen überlagert sind, eine Beziehung zwischen Relativbewegung und hydrodynamischer Kraft benötigt, die nicht von der Bewegungsfrequenz abhängt, wird ein Zusammenhang zwischen den Bewegungen und den Kräften eines Schiffsquerschnitts in Form einer linearen Differentialgleichung höherer als 2. Ordnung mit zeitabhängigen Koeffizienten angesetzt. Das Verfahren ist relativ rechenintensiv und erfordert viel manuelle Vorbereitungszeit. Es erfaßt dafür praktisch alle Kenterarten mit Ausnahme des Kenterns in seitlichen, brechenden Wellen.

Ein Verfahren zur Simulation der Rollbewegungen, das von Söding /16,1/ zuerst angegeben und von Kröger /29/ weiterentwickelt wurde, ist einfach einsetzbar und rechnet relativ schnell. Die mittlere Schiffsgeschwindigkeit und der mittlere Kurswinkel werden dabei während der Simulation konstant angesetzt. Durch den Seegang schwanken aber Geschwindigkeit und Kurs, und das Schiff macht Tauch-, Stampf- und Querbewegungen. Da diese mit der Rollbewegung gekoppelt sind, werden alle 6 Freiheitsgrade der Schiffsbewegung erfaßt. Die Tauch-, Stampf-, Quer- und Gierbewegung werden nur linearisiert, aber unter Ansatz hydrostatischer und hydrodynamischer Kräfte erfaßt. Der stationäre, kurzkämmige Seegang wird aus einem vorgegebenen Spektrum als Überlagerung vieler regelmäßiger Wellen mit verschiedener Frequenz und Laufrichtung dargestellt. Sich

überschlagende Wellen, die vor allem kleinen Schiffen in seitlichem Seegang gefährlich werden können, werden also vom Verfahren nicht erfaßt. Das Moment infolge der Quer- und Gierbewegung und das erregende Rollmoment durch die Wellen werden nach der Streifenmethode abgeschätzt. Die durch den Seegang verursachte Längsbewegung des Schiffes, die der mittleren Fahrgeschwindigkeit überlagert ist, kann in der Berechnungsmethode näherungsweise nach /48/ berücksichtigt werden. Das hydrodynamische Dämpfungsmoment wird nach Blume /22/ abgeschätzt. Für die Berechnung der aufrichtenden Hebelarme im Seegang wird das Grimsche Konzept der effektiven Welle in einer von Söding abgewandelten Form /1/ angewendet. Auf diese Weise erfaßt das Verfahren die durch den Seegang hervorgerufenen Hebelarmschwankungen, die durch reinen Stabilitätsverlust auf dem Wellenberg oder durch parametrisch erregte Rollschwingungen (Aufschaukeln) zum Kentern des Schiffes führen können. Das Verfahren kann das Kentern von Schiffen infolge des Querschlagens in Wellen von hinten nicht erfassen, weil die Gierbewegung und ihre Kopplung mit der Rollbewegung nur linearisiert berechnet werden. Fraglich erscheint auch, ob man mit einem linearen Ansatz die erregenden Momente infolge der Wellen und infolge der Quer- und Gierbewegung auch bei großen Krängungen genau genug erfassen kann. Kommt der Seegang genau oder schräg von hinten oder vorn, überwiegt der Einfluß der hydrostatischen Hebelarmschwankungen, so daß eine relativ grobe Abschätzung der erregenden Momente genügt. Im Falle seitlichen Seegangs, bei dem die Hebelarmschwankungen eher eine untergeordnete Rolle spielen, sind die Ergebnisse aber fragwürdig, denn die Momente infolge der Wellen und infolge der Quer- und Gierbewegung bilden dann den Hauptanteil der Erregung.

Die Methoden zur Berechnung der Flüssigkeitsbewegung in Tanks sind in den letzten Jahren ebenfalls wesentlich verbessert worden. Es sollen hier nur die wichtigsten Arbeiten genannt werden:

Für geringe Tankfüllungen kann man zur Vereinfachung des Problems die sogenannten Flachwassergleichungen /4,3/ heranziehen. Das sind hyperbolische Differentialgleichungen. Sie beschreiben die Strömung einer idealen Flüssigkeit mit freier Oberfläche, wenn die Bewegung der Flüssigkeitsteilchen praktisch parallel zum Tankboden erfolgt, so daß die zum Tankboden senkrechte Geschwindigkeitskomponente vernachlässigt und die Strömungsgeschwindigkeit unabhängig von der Höhe angesetzt werden kann.

Zur Integration der Flachwassergleichungen über der Zeit kann man ein gewöhnliches Differenzenverfahren benutzen. Testrechnungen für den Spezialfall, daß der Tank um einen festen Punkt mit harmonischer Zeitabhängigkeit Drehschwingungen ausführt, ergaben aber, daß die Simulation nur konvergiert, solange der Tankboden nicht austaucht und die Erregerfrequenz deutlich unterhalb der untersten Tankeigenfrequenz lag /1/. Fallen Erreger- und Tankeigenfrequenz genau oder fast zusammen, so tritt ein Wassersprung auf, der sich periodisch im Tank hin und her bewegt /8/.

Verhagen und Wijngaarden /8/ benutzen eine Perturbationsmethode, um eine analytische Lösung auch im Falle des Auftretens eines Wassersprungs in einem quaderförmigen Tank, der kleine harmonische Bewegungen ausführt, anzugeben. Die Methode versagt

aber bei größeren Tankbewegungen.

Daher erscheint die sogenannte Glimm-Methode (random-choice method) zur Zeit als am besten geeignet zur Lösung der Flachwassergleichungen. Die für andere hyperbolische Differentialgleichungen geeignete Methode wurde zuerst in gasdynamischen Berechnungen angewandt. In schiffbaulichen Untersuchungen wurde sie zum ersten Mal von Dillingham /3/ benutzt, um die Bewegung eines Schiffes mit Wasser an Deck in quereinkommenden regelmäßigen Wellen zu simulieren. Koh /47/ benutzte sie, um die Wasserbewegungen in Schlingerdämpfungstanks infolge der Rollbewegungen eines Schiffes zu untersuchen. Für den Fall einer zweidimensionalen Strömung wird die Tankbreite - ähnlich wie in Differenzenverfahren - in Abschnitte zerlegt. Die Höhe der Flüssigkeitsoberfläche über dem Tankboden und die Geschwindigkeit parallel zum Tankboden werden in einem Zeitpunkt konstant innerhalb jedes Abschnitts angenommen. An den Grenzen benachbarter Abschnitte sind also Unstetigkeiten sowohl in der Höhe der Flüssigkeit als auch in der Geschwindigkeit vorhanden. Die von den Abschnittsgrenzen ausgehenden Störströmungen (entsprechend der Flüssigkeitsbewegung beim Bruch eines Staudamms) werden analytisch für einen so kleinen Zeitbereich berechnet, daß sich die von verschiedenen Abschnittsgrenzen ausgehenden Störungen noch nicht treffen. Die so erhaltene Lösung zu einem späteren Zeitpunkt wird wieder durch eine abschnittsweise konstante Lösung approximiert, um das Verfahren fortsetzen zu können. Die Glimm-Methode ist auch für Fälle geeignet, in denen der Tankboden stellenweise austaucht oder Wassersprünge auftreten. Sie wurde von Chorin /9/ auf dreidimensionale Strömungen erweitert.

Für größere Tankfüllungen sind die Flachwassergleichungen nicht mehr gültig. In diesem Fall können Kollokationsverfahren benutzt werden. Solch ein Verfahren wird von Söding /43/ vorgeschlagen:  $N$  Quellpunkte unbekannter Quellstärke werden außerhalb des Flüssigkeitsbereiches angeordnet, und der gesamte Flüssigkeitsrand wird mit  $N$  Kollokationspunkten bestückt. Man erhält aus den Randbedingungen an den Tankwänden und an der freien Oberfläche für jeden der  $N$  Kollokationspunkte eine, insgesamt  $N$  Gleichungen, in denen die  $N$  Quellstärken als Unbekannte vorkommen. Dabei wird die nicht-lineare Oberflächenbedingung exakt erfüllt. Das Gleichungssystem wird dann gelöst und das Potential durch Überlagerung der Potentiale der einzelnen Quellen bestimmt. Will man den eingeschwungenen Zustand bei periodischer Tankbewegung erhalten, so muß man die Flüssigkeitsbewegung, z.B. durch Annahme eines geringen Überdrucks an der Flüssigkeitsoberfläche bei nach oben gerichteter Geschwindigkeit, so dämpfen, daß die Anfahrwellen allmählich verschwinden. Ein ähnliches Berechnungsverfahren ist das von Faltinsen /44/. Der Hauptunterschied ist, daß Faltinsen statt Punktquellen Linienquellen benutzt. Diese Verfahren können instabil werden, wenn bei periodischer Bewegung die Erreger- und die Tankeigenperiode genau oder fast zusammenfallen (Resonanz). Sie sind außerdem sehr rechenintensiv und deswegen für lange Simulationsdauern kaum geeignet.

Daneben gibt es Methoden, bei denen die Navier-Stokes-Gleichungen über der Zeit

numerisch integriert werden. Die Gleichungen werden in einem Rechteckgitter unter Beachtung der Randbedingungen an den Wänden, an Hindernissen im Tank und an der freien Oberfläche nach einem Differenzenverfahren gelöst. Nähere Einzelheiten geben z.B. /45,46/. Da der Rechenaufwand enorm ist, sind auch diese Verfahren für lange Simulationsdauern kaum geeignet.

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellte Berechnungsmethode zur Beurteilung der Kentersicherheit lecker Schiffe im Seegang basiert auch auf Bewegungssimulationen. Die Position des Schiffes wird dabei in kleinen Zeitabständen bestimmt. Für jeden Zeitschritt werden die Kräfte und Momente, die die bewegte Flüssigkeit innerhalb von Tanks und Leckräumen auf das Schiff ausübt, zu denen infolge äußerer Einflüsse wie Wellen, Wind etc. addiert, so daß eine Lösung sowohl für die Schiffsbewegung wie auch für die Flüssigkeitsbewegung in den Räumen (unter Berücksichtigung des Zu- und Abflusses von Leckwasser durch vorhandene Öffnungen in der Schiffsaußenhaut) gefunden wird.

Normalerweise müssen zur Beurteilung der Kentersicherheit Simulationen für verschiedene Seegänge, Beladungszustände und Leckkonfigurationen durchgeführt werden. Simulationsverfahren sind aber relativ rechenintensiv. Damit der damit verbundene Rechenaufwand nicht unrealistisch groß wird, wurde eine Berechnungsmethode gewählt, die einen Kompromiß zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand darstellt.

Die Simulation der Schiffsbewegung erfolgt nach der oben beschriebenen Methode von Kröger /29/ mit den in /17/ beschriebenen Verbesserungen. Für diese Arbeit wurde sie vom Verfasser neu programmiert.

Die Simulation der Flüssigkeitsbewegung in Tanks und Leckräumen basiert auf folgendem Gedanken: Ein mit Flüssigkeit gefüllter Tank stellt ein schwingungsfähiges System dar. Die längste Eigenperiode  $T_0$  z.B. eines quaderförmigen Tanks der Breite  $b$  und der mittleren Füllhöhe  $h_0$  für Querbewegungen der Flüssigkeit ist

$$T_0 = 2 \sqrt{\frac{\pi b}{g \tanh(\pi h_0/b)}},$$

wobei  $g$  die Erdbeschleunigung ist. Vorausgesetzt ist hierbei eine geringe Amplitude der Flüssigkeitsbewegung.

Es werden zwei Fälle unterschieden:

- Für die meisten Tanks und Leckräume ist diese Eigenperiode  $T_0$  wesentlich kürzer als die Rollperiode oder selbst die Tauch- und Stampfperiode des Schiffes, siehe Abb. 1, so daß man in diesem Fall voraussetzen kann, daß die Flüssigkeitsoberfläche näherungsweise eben bleibt. Es wird daher ein von Söding /1/ vorgeschlagenes

Modell angewandt, das die Flüssigkeitsmasse durch einen einzigen Massenpunkt im Schwerpunkt der Flüssigkeit ersetzt. Dabei wird die Flüssigkeitsoberfläche als Ebene mit zeitlich veränderlicher Neigung vorausgesetzt.

- In den Fällen, in denen die Eigenperiode des Tanks im Rollperiodenbereich des Schiffes liegt, ist die Füllhöhe wesentlich kleiner als die horizontale Erstreckung des Raumes (Abb.1). Die Flachwasser-Gleichungen werden dann benutzt und nach der Glimm-Methode numerisch gelöst. Die Strömung kann im Programm zwei- oder dreidimensional behandelt werden.

Es sei angemerkt, daß es hier bei der Simulation der Flüssigkeitsbewegung in den Tanks nicht auf lokale, kurzzeitige Druckspitzen ankommt, die für die Dimensionierung der Tankbauteile wichtig sind: hier kommt es nur auf die großräumige Bewegung des Tankinhalts an. Dies erleichtert die Berechnungen und verkürzt die Rechenzeiten erheblich.

Ein weiteres Problem bei der Ermittlung der Kentersicherheit von Schiffen im Seegang durch Bewegungssimulationen stellt die Tatsache dar, daß meistens Fälle interessieren, in denen das Schiff im Mittel einmal in einem Zeitraum von Jahren kentert. Selbstverständlich kommen Simulationsdauern in der Größenordnung von Jahren nicht in Frage. Deshalb schlägt Söding vor, die Schiffsbewegungen in einem steileren Seegang, aber bei gleichem Ladezustand, gleicher kennzeichnender Seegangsperiode, gleicher Seegangsrichtung und gleichen Windverhältnissen wie im interessierenden Seegang zu simulieren. In /20/ zeigten Söding und Tonguc, wie sich die im steileren Seegang ermittelten Ergebnisse auf den wirklich interessierenden, schwächeren Seegang übertragen lassen.

#### IV. Koordinatensysteme

Es werden zwei kartesische Koordinatensysteme benutzt:

1. Ein Inertialsystem  $\xi, \eta, \zeta$ , das sich relativ zu dem vom Schiff ungestörten wellenfrei gedachten Wasser nicht bewegt. Die Achsen des Koordinatensystems zeigen in die folgenden raumfesten Richtungen:
  - $\xi$  : Horizontal in Richtung der mittleren Fahrgeschwindigkeit des Schiffes nach vorn, im Abstand des mittleren Tiefgangs unter der mittleren Wasseroberfläche
  - $\eta$ : Horizontal um  $90^\circ$  im Uhrzeigersinn gegenüber  $\xi$  gedreht, d.h. etwa nach Steuerbord zeigend
  - $\zeta$ : Vertikal nach unten
2. Ein mit dem starr angenommenen Schiffskörper mitbewegtes Koordinatensystem  $x, y, z$ . Sein Nullpunkt ist der Kielpunkt, der am Hauptspant im Bereich des Kiels liegt. Die Achsen sind wie folgt gerichtet:
  - $x$ : Parallel zum Kiel nach vorn
  - $y$ : Parallel zu Decks nach Steuerbord
  - $z$ : Senkrecht zu den Decks nach unten

#### V. Flüssigkeitsbewegung in teilgefüllten Tanks und Leckräumen

Es werden zwei Fälle unterschieden:

- Flachwasser, wenn die Füllhöhe wesentlich kleiner als die horizontale Streckung des Raumes ist.
- Tiefwasser, sonst.

##### 1. Flachwasser

###### 1.1. Gültigkeitsbereich der Flachwasser-Gleichungen

Die Phasengeschwindigkeit einer Welle geringer Steilheit ist

$$C' = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \tanh(2\pi h/\lambda)}, \quad (1)$$

wobei

- $h =$  Flüssigkeitstiefe,
- $\lambda =$  Wellenlänge,
- $g =$  Erdbeschleunigung

sind. Auf sehr flachem Wasser ( $h/\lambda \rightarrow 0$ ) erhält man daraus

$$C = \sqrt{gh} \text{ (Schwallgeschwindigkeit)}. \quad (2)$$

Die Schwallgeschwindigkeit ist also von der Wellenlänge  $\lambda$  unabhängig.

Mit (1) und (2) läßt sich schreiben

$$\frac{C'}{C} = \sqrt{\frac{\tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right)}{\frac{2\pi h}{\lambda}}}.$$

Die längste Eigenperiode eines quaderförmigen Tanks für Querbewegung der Flüssigkeit ist dadurch gekennzeichnet, daß die Wellenlänge  $\lambda$  das Doppelte der Tankbreite  $b$  beträgt /1,8/:

$$\frac{C'}{C} = \sqrt{\frac{\tanh\left(\frac{\pi h}{b}\right)}{\frac{\pi h}{b}}}.$$

Um mit der Formel (2) berechnen zu können, muß nun die rechte Seite der obigen Formel  $\approx 1$  sein. Die folgende Tabelle veranschaulicht dies.

$h/b$	$1 - C'/C$
0.1	1.6%
0.2	5.9 %
0.3	11.6%
0.4	17.7%
0.5	23.6%

Tabelle 1

Meistens werden die Flachwasser-Gleichungen benutzt, wenn die Flüssigkeitstiefe  $h$  kleiner ist als  $0.2 b / 5$ .

## 1.2. Flüssigkeitsbewegung in einem quaderförmigen Tank bei Anregung nur durch Rollbewegung des Schiffes

### 1.2.1. Bewegungsgleichungen

Abb. 2 zeigt einen quaderförmigen Tank, der Drehbewegungen um eine feste horizontale Achse, die durch den Punkt K läuft, ausführt. Es wird vorausgesetzt, daß die Bewegung der Flüssigkeitsteilchen nur in der  $yz$ -Ebene erfolgt. Da die  $z$ -Komponente der Geschwindigkeit vernachlässigt wird, hat man es mit einer eindimensionalen Strömung zu tun.

Zur Beschreibung dieser Strömung sind nur die Funktionen  $v(y, t)$  (Geschwindigkeit in  $y$ -Richtung relativ zur Bewegung des Schiffes und damit den Tankwänden) und  $h(y, t)$  (Höhe der Flüssigkeitsoberfläche, gemessen in  $z$ -Richtung, über dem Tankboden) nötig.

Die nichtlinearen Flachwasser-Gleichungen für diesen Fall lauten /4/:

a) Impulssatz

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f_z \frac{\partial h}{\partial y} = f_y \quad (3)$$

b) Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial h}{\partial t} + v \frac{\partial h}{\partial y} + h \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

wobei

$$f_z = g \cos \varphi - \dot{\varphi}^2 R + \ddot{\varphi} y + 2\dot{\varphi} v \quad (5)$$

$$f_y = g \sin \varphi - \ddot{\varphi} R + \dot{\varphi}^2 y \quad (6)$$

$g =$  Erdbeschleunigung

Die Randbedingung lautet:

$$v(y, t) = 0 \text{ bei } y = \pm b/2 .$$

Der letzte Term der Gleichung (5) ist die Coriolis-Beschleunigung.

Der Energiesatz wird dabei nicht verwendet!

### 1.2.2. Die Glimm-Methode

In /1/ wurde ein kleines Simulationsprogramm zur Lösung der Bewegungsgleichungen (3) und (4) nach einem Differenzenverfahren für den Spezialfall erstellt, daß der Tank um einen festen Punkt mit harmonischer Zeitabhängigkeit Drehschwingungen ausführt. Dabei zeigte sich, daß die Rechnung nur solange stabil blieb, als

- der Tankboden nicht austauchte,

- die Erregerperiode deutlich oberhalb der längsten Tankeigenperiode  $2b/\sqrt{gh_0}$  lag.

Fallen Erreger- und Tankeigenperiode genau oder fast zusammen, tritt ein Wassersprung (ein plötzlicher Sprung der Wassertiefe  $h$  und der Geschwindigkeit  $v$ ) auf, der sich periodisch im Tank hin und her bewegt /8/. Diese unstetige Zustandsänderung ist mit Energiedissipation verbunden /3,4/, die eine sehr wichtige Rolle bei der Bewegung leerer Schiffe spielt.

Deshalb wird in der vorliegenden Arbeit das Problem durch Anwendung der sogenannten Glimm-Methode (random-choice-method) gelöst. Zur Erläuterung der Methode wird auf /3,6,9/ hingewiesen. An dieser Stelle soll sie nur kurz beschrieben werden.

Die zu untersuchende Strömung gehorcht den Gleichungen (3) und (4). Die Flüssigkeitsteilchen sind dabei Beschleunigungen sowohl in  $y$ - als auch in  $z$ -Richtung ausgesetzt. Man zerlegt das Problem, indem man für jeden Zeitschritt zuerst annimmt, daß nur die  $z$ -Komponente  $f_z$  der Beschleunigung wirkt ( $f_y=0$ , so daß das System homogen wird), und eine Zwischenlösung - es handelt sich dabei um das sogenannte Riemann-Problem - für  $h$  und  $v$  findet. Sodann werden die Teilchen in Querrichtung ( $y$ -Richtung) durch  $f_y$  zusätzlich beschleunigt, d.h.  $v$  entsprechend - z.B. nach der Euler-Formel - korrigiert /3/.

Man zerlegt in jedem untersuchten Zeitpunkt  $t$  die Tankbreite  $b$  in Abschnitte der Länge  $\Delta y$  und setzt für jeden Abschnitt  $i$  konstante Werte von  $h$  und  $v$  an. Die Flüssigkeitsoberfläche und das Geschwindigkeitsfeld, siehe Abb. 3, werden dadurch "stufenförmig" diskretisiert.

An den Grenzen der Abschnitte sind also Unstetigkeiten in  $h$  und  $v$  vorhanden, von denen im weiteren Zeitverlauf Veränderungen von  $h$  und  $v$  ausgehen. So ergebe sich im Zeitpunkt  $t + \Delta t$  der im Abb. 4 gestrichelt gezeichnete Verlauf von  $h$ . Der Zeitschritt  $\Delta t$  wird so klein gewählt, daß sich die von benachbarten Sprungstellen ausgehende Störungen noch nicht begegnen. Dadurch wird es möglich, analytische Lösungen für  $h$  und  $v$  zum Zeitpunkt  $t + \Delta t$  /3,10/ in der Umgebung jeder Sprungstelle anzugeben. Um die schrittweise Berechnung fortsetzen zu können, muß die so für  $t + \Delta t$  bestimmte Lösung wieder in eine abschnittsweise konstante Lösung umgewandelt werden. Dazu wird folgendermaßen vorgegangen:

- Die Einteilung des Tanks in Abschnitte wird bei jedem Zeitschritt um eine halbe Abschnittslänge  $\Delta y/2$  versetzt; jeder 2. Zeitschritt benutzt also wieder dieselbe Einteilung.
- In jedem Abschnitt der neuen Einteilung werden die konstant anzusetzende Werte von  $h$  und  $v$  gleich denen der analytischen Lösung an einem Punkt A gewählt.
- Der Punkt A wird in einem Abschnitt zufällig, gleichverteilt über die Abschnittslänge  $\Delta y$  gewählt.

- In allen anderen Abschnitten werden die Punkte A in Abständen entsprechend den Abschnittslängen voneinander entfernt angeordnet /9/.

Die Zufälligkeit der Wahl von A hat zur Folge, daß man nur Ergebnisse erwarten kann, die im Mittel korrekt sind. Simuliert man z.B. mit zwei verschiedenen Reihen von Zufallszahlen dasselbe Problem, so erhält man Ergebnisse, die zwar voneinander abweichen, die aber um denselben Verlauf schwanken.

An einem einfachen Beispiel aus /6/ soll die Notwendigkeit der konstanten Dichte der Zufallszahlen kurz veranschaulicht werden. Dazu wird angenommen, daß sich die in Abb. 5 gezeigte Stoßwelle mit konstanter Geschwindigkeit  $s$  nach rechts bewegt. Bei  $t = 0$  befinde sie sich im Ursprung O.

Zum Zeitpunkt  $t = \Delta t$  hat sie eine Strecke  $s \Delta t$  zurückgelegt (Abb. 5a gestrichelt). Es werden zwei Fälle unterschieden:

- Die den Punkt A bestimmende Zufallszahl  $Z$  ist größer als  $s \Delta t$  (Abb. 6, Punkt  $\alpha$ ), so daß der Stoß rechnerisch gegenüber seiner Lage bei  $t = 0$  um eine halbe Abschnittslänge  $\Delta y/2$  nach links verschoben wird (Abb. 5b).
- Die Zufallszahl  $Z$  ist kleiner als  $s \Delta t$  (Abb. 6, Punkt  $\beta$ ), so daß der Stoß rechnerisch um eine halbe Abschnittslänge  $\Delta y/2$  nach rechts verschoben wird (Abb. 5c).

Da die Zufallszahlen  $Z$  im Intervall  $\pm \Delta y/2$  gleichverteilt sind, ist die Wahrscheinlichkeit  $W_1$ , daß die Verschiebung  $-\Delta y/2$  ist,

$$W_1 = \frac{L_2}{L_1 + L_2} = \frac{\Delta y/2 - s \Delta t}{\Delta y} .$$

Die Wahrscheinlichkeit  $W_2$ , daß die Verschiebung  $+\Delta y/2$  ist, beträgt

$$W_2 = 1 - W_1 .$$

Der Erwartungswert  $\bar{s}$  der Geschwindigkeit der Stoßwelle ist demnach

$$\bar{s} = \frac{(-\Delta y/2) W_1 + (+\Delta y/2) W_2}{\Delta t} .$$

Setzt man hier die obigen Ausdrücke für  $W_1$  und  $W_2$  ein, so ergibt sich

$$\bar{s} = s .$$

Der Mittelwert der berechneten Geschwindigkeit ist also gleich der wirklichen Geschwindigkeit der Stoßwelle.

### 1.2.3. Numerische Ergebnisse

Das Testen der programmierten Methode erfolgte durch:

- a) Vergleich mit Meßergebnissen aus /8/
- b) Vergleich mit der geschlossenen Lösung aus /8/
- c) Vergleich mit Differenzenverfahren
- d) Simulation von Dammbuchproblemen

a) Meßergebnisse liegen aus /8/ vor. Dort wurde u.a. der Wassersprung untersucht, der bei der harmonischen Rollbewegung eines quaderförmigen Tanks mit folgenden Daten entsteht:

$$\begin{aligned} b &= \text{Tankbreite} && = 120 \text{ cm} \\ h_0 &= \text{mittlere Füllhöhe} && = 9 \text{ cm} \\ R &= \text{Drehpunktastand} && = 0 \\ \varphi_0 &= \text{Rollamplitude} && = 2^\circ \\ T &= \text{Rollperiode} && = 2.55 \text{ s (Tankeigenperiode)} \end{aligned}$$

Dieser Fall wurde numerisch mit der Glimm-Methode untersucht. Abb. 7 zeigt die Entstehung des Wassersprunges (2 Perioden). Daraus ist ersichtlich, daß das Moment, das die bewegte Flüssigkeit auf den Tank ausübt, und der Rollwinkel  $\varphi$  einen Phasenunterschied - hier von ca.  $90^\circ$  - haben. Mit anderen Worten: die Rollbewegung wird durch die Flüssigkeitsbewegung im Tank gedämpft.

In Abb. 8 und 9 ist die Wasserspiegelschwankung  $\Delta h = h - h_0$  relativ zur mittleren Wassertiefe bei  $y = 0$  bzw.  $y = -b/2$  aus Messung und Rechnung über eine dimensionslos gemachte Zeit dargestellt. Dabei ist zu beachten, daß die Vermischung von Wasser und Luft, die im Experiment am Wassersprung auftritt, mit der vorliegenden Methode nicht erfaßt wird.

b) Der Fall, daß sich der Tank um einen festen Punkt K (Abb. 2) harmonisch mit einer Periode deutlich oberhalb der längsten Tankeigenperiode mit kleiner Amplitude dreht, kann für linearisierte Flachwassergleichungen geschlossen gelöst werden, wie in /8/ erläutert ist. Man findet, daß sich eine sinusförmige, ungedämpfte Welle ausbildet. Die Berechnungen wurden für folgenden Fall ausgeführt:

$b =$	Tankbreite	$= 7.90$ m
$l =$	Tanklänge	$= 1.00$ m
$h_0 =$	mittlere Füllhöhe	$= b/5$
$R =$	Drehpunktstand	$= 0$
$\varphi_0 =$	Rollamplitude	$= 5^\circ$
$T =$	Rollperiode	$= 9.66$ s
$T_0 =$	Tankeigenperiode	$= 4.00$ s

In Abb. 10 werden sowohl das numerische Ergebnis als auch die exakte Lösung dargestellt (4 Perioden). Es wurde dabei nicht vom Stillstand aus, sondern von der theoretischen Lösung aus simuliert, so daß keine Anfahrwellen vorhanden sind. Wie schon erwähnt, schwankt die numerisch ermittelte Kurve etwas um den exakten Verlauf wegen der in der Glimm-Methode enthaltenen Zufälligkeit.

Derselbe Fall wurde ein zweites Mal simuliert. Während in Abb. 10 die Zufallszahlen nach der sogenannten van-der-Corput-Methode /3,7/ erzeugt worden sind, wurde in der in Abb. 11 gezeigten Simulation eine Zufallsfunktion aus der Fortran-Bibliothek des Rechners benutzt. Die Ergebnisse bestätigen die theoretischen Überlegungen: die Streuung der Ergebnisse, die mit der auf die Glimm-Methode zugeschnittenen van-der-Corput-Reihe von Zufallszahlen berechnet wurden, ist geringer.

c) Für größere Rollamplituden ist die geschlossene, linearisierte Lösung aus /8/ nicht mehr gültig. Für einen solchen Fall wurden die Ergebnisse der Glimm-Methode deshalb mit denen verglichen, die sich aus einem in /1/ dargestellten Programm mit dem Differenzenverfahren verglichen. Es wurde derselbe Tank untersucht wie unter b) mit einer Erregerperiode  $T = 20.0$  s und einer Rollamplitude  $\varphi_0$  von  $15^\circ$ . Dabei ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung (Abb. 12).

d) Abb. 14 zeigt die numerische Simulation des in Abb. 13 gezeigten Dammbrech-problem. Wie aus der Theorie /4/ bekannt, entstehen in diesem Fall eine Stoßwelle, die sich mit konstanter Geschwindigkeit (ca. 66.4 cm/s) nach rechts bewegt, und eine Verdünnungswelle, die sich nach links mit der Schwallgeschwindigkeit  $C = \sqrt{gh_2} = 70$  cm/s fortpflanzt. In Abb. 14 ist die Oberfläche zwischen  $t = 0$  und  $t = 1.2$  s nach dem Dammbrech in Zeitabständen  $\Delta t$  von ca. 0.1 s dargestellt. Die beiden Störungen bewegen sich nicht mit konstanter Geschwindigkeit, ihre mittleren Geschwindigkeiten sind aber korrekt berechnet. Man kann hier wieder gut den Einfluß der Zufälligkeit der Glimm-Methode erkennen.

### 1.3. Flüssigkeitsbewegung in einem Tank bei Anregung durch die Schiffsbewegung ( 6 Freiheitsgrade )

#### 1.3.1. Bewegungsgleichungen

Sollen außer der Rollbewegung auch die anderen 5 Freiheitsgrade der Schiffsbewegung berücksichtigt werden, muß die Bewegung der Flüssigkeit in zwei Richtungen - statt wie bisher in einer - simuliert werden. Zu den gesuchten Funktionen  $h$  und  $v$  kommt die  $x$ -Komponente der Geschwindigkeit,  $u$ , hinzu. Die Flachwasser-Gleichungen lauten nunmehr:

a) Impulssatz in  $x$ -Richtung

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + f_z \frac{\partial h}{\partial x} = f_x$$

b) Impulssatz in  $y$ -Richtung

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f_z \frac{\partial h}{\partial y} = f_y$$

c) Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uh) + \frac{\partial}{\partial y}(vh) = 0$$

Die Randbedingungen lauten für einen quaderförmigen Tank der Länge  $l$  und der Breite  $b$ :

$$u(x, y) = 0 \text{ bei } x = \pm l/2 ,$$

$$v(x, y) = 0 \text{ bei } y = \pm b/2 .$$

Die Beschleunigungskomponenten  $f_x, f_y$  und  $f_z$  sind von  $u(x, y), v(x, y), h(x, y)$ , den Schiffsbewegungen und der Position des Tanks im Schiff abhängig und werden daher für jeden Zeitschritt neu berechnet /1,3/.

Der Energiesatz wird dabei nicht verwendet!

#### 1.3.2. Erweiterung der Berechnungsmethode

Eine Erweiterung der Glimm-Methode wurde von Chorin /9/ vorgeschlagen. Eine eingehende Untersuchung hierüber findet sich in /7/.

Die Funktionen  $h, u$  und  $v$  werden in einem Rechteckgitter mit Knoten bei  $x = i\Delta x, y = j\Delta y$  bestimmt. Für jeden Zeitschritt  $\Delta t$  werden in einer ersten Phase ohne Beachtung von  $v$  bei  $j = \textit{konstant}$  voneinander unabhängige eindimensionale Strömungen

berechnet, wodurch sich eine Zwischenlösung  $h'$  und  $u'$  ergibt. In der zweiten Phase wird dieselbe Prozedur in  $y$ -Richtung wiederholt: mit  $h'$  und  $v$  ohne Beachtung von  $u'$  werden eindimensionale Strömungen berechnet, wodurch sich wiederum neue Werte  $h''$  und  $v'$  ergeben. Die Werte  $h''$ ,  $u'$  und  $v'$  sind die Näherungslösung zum Zeitpunkt  $t + \Delta t$ . Das Verfahren wird dann fortgesetzt.

Dieses einfache Verfahren liefert trotz einer gewissen Abhängigkeit der Lösung von den Achsenrichtungen gute Ergebnisse /7/. Eine Anwendung auf Schiffe mit Wasser an Deck findet sich in /11/.

### 1.3.3. Numerische Ergebnisse

Um die programmierte 2D-Methode zu testen, wurde folgender "Dammbruch" simuliert: in einem quadratischen Tank wird ein wasserdichtes Schott auf der Diagonalen angebracht (Abb. 15). Die Füllhöhen in den zwei Tankhälften seien unterschiedlich und klein im Verhältnis zu den Tankabmessungen ( $h_2 = 5$  cm und  $h_0 = 1$  cm). Bei  $t = 0$  wird das Schott (der Damm) plötzlich entfernt, so daß, abgesehen von der Strömung in den Ecken, der im Abschnitt 1.2.3(d) simulierte Fall eintritt. Die Stoßfront bildet dabei einen Winkel von  $45^\circ$  mit den  $x$ - und  $y$ -Achsen.

Abb. 16 und Abb. 17 zeigen die Oberfläche kurz nach dem Bruch des Dammes bzw. einige Zeit später. Man kann gut erkennen, wie die Verdünnung und die Stoßwelle entstehen.

Abb. 18 zeigt den Schnitt A-A. Die Wasseroberfläche ist zwischen  $t = 0.2$  und  $2.0$  s nach dem "Dammbruch" in Zeitabständen  $\Delta t$  von ca.  $0.2$  s dargestellt. Der Stoß wird hier - im Gegensatz zu Abb. 14 - über ca. 3 Netzschrittweiten verschmiert.

Tankwände, die nicht parallel zu den Koordinatenachsen liegen, können nach einer Methode von Chorin /9/ behandelt werden, bei der die exakte Randbedingung, daß die Tankwand nicht durchströmt werden darf, erfüllt wird. Man kann aber schon gute Ergebnisse erhalten, wenn solche Wände - bei ausreichend feiner Einteilung - im Rechteckgitter "stufenförmig" dargestellt werden. Als Beispiel hierzu wird ein Tank mit kreisförmigem Grundriß behandelt, in dessen Mitte an der Oberfläche eine kleine Störung angebracht wird. Ist diese kleine Anfangstörung kreisförmig, so hat man es mit einem drehsymmetrischen Problem zu tun: Die Störung breitet sich - ähnlich der Schallausbreitung in der Luft - mit der Schwallgeschwindigkeit ringförmig aus, wird an der Tankwand reflektiert und vereinigt sich wieder im Ursprung.

Die numerischen Ergebnisse werden in Abb. 19 bis 22 - Maßstab in vertikaler Richtung stark vergrößert - gezeigt. Die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit ist korrekt berechnet. Die ringförmige Wellenfront ist aber entlang der Koordinatenachsen etwas steiler.

## 2. Tiefwasser

### 2.1. Bewegungsgleichung

Bei größeren Füllungen wird ein Modell angewendet, das die Flüssigkeitsmasse durch einen einzigen Massenpunkt im Schwerpunkt  $S$  der Flüssigkeit ersetzt. Dabei wird die Flüssigkeitsoberfläche als Ebene mit zeitlich veränderlicher Neigung vorausgesetzt. Dies gilt nur, wenn die Erregerperiode (vor allem die Rollperiode) wesentlich länger ist als die längste Eigenperiode der Tankflüssigkeit.

Dieses Modell ist ausführlich in /1/ erläutert. Vernachlässigt man die Neigung der Flüssigkeitsoberfläche gegenüber der  $x$ -Achse, so braucht man neben dem Flüssigkeitsvolumen nur eine Variable, den Winkel  $\varphi_T$  gegenüber der  $y$ -Achse, zur Beschreibung der Bewegung des Tankinhalts (Abb.23).

Im Folgenden werden Vektoren durch kleine unterstrichene Buchstaben gekennzeichnet. Ein Punkt  $\dot{\phantom{x}}$  bezeichnet die partielle Ableitung nach der Zeit, und ein Strich  $\prime$  die partielle Ableitung nach der Oberflächenneigung  $\varphi_T$ . Die Transponierte einer Matrix  $M$  bezeichnet man mit  $M^T$ .

Ein Punkt werde im Inertialsystem durch den Ortsvektor

$$\underline{\xi} = (\xi, \eta, \zeta)^T$$

bezeichnet (Abb.23); derselbe Punkt habe in dem schiffsfesten System den Ortsvektor

$$\underline{x} = (x, y, z)^T .$$

Zwischen  $\underline{\xi}$  und  $\underline{x}$  besteht die Matrizenbeziehung

$$\underline{\xi} = T \underline{x} + \underline{\xi}_K ,$$

wobei

$\underline{\xi}_K$  = Ortsvektor des schiffsfesten Bezugspunktes  $K$

$T$  = 3x3-Transformationsmatrix =

$$\begin{vmatrix} \cos\psi \cos\theta & \sin\varphi \cos\psi \sin\theta - \cos\varphi \sin\psi & \cos\varphi \cos\psi \sin\theta + \sin\varphi \sin\psi \\ \sin\psi \cos\theta & \sin\varphi \sin\psi \sin\theta + \cos\varphi \cos\psi & \cos\varphi \sin\psi \sin\theta - \sin\varphi \cos\psi \\ -\sin\theta & \sin\varphi \cos\theta & \cos\varphi \cos\theta \end{vmatrix}$$

$\varphi$  = Rollwinkel

$\theta$  = Stampfwinkel

$\psi$  = Gierwinkel

Die Bewegungsgleichung lautet /1/:

$$\ddot{\varphi}_T = - \frac{\underline{x}'_S{}^T T^{-1} [\ddot{T} \underline{x}_S - \underline{g} + \ddot{\xi}_K + 2\dot{\varphi}_T \dot{T} \underline{x}'_S + \dot{\varphi}_T^2 T \underline{x}''_S]}{(\underline{x}'_S)^2}, \quad (7)$$

wobei

$$\underline{g} = \text{Erdbeschleunigung ausgedrückt im Inertialsystem} = (0, 0, g)^T$$

$$\underline{x}_S = \text{Ortsvektor des Flüssigkeitsschwerpunktes } S = (x_S, y_S, z_S)^T$$

Die zwei letzten Terme in den Klammern in Gleichung (7) spielen nur eine sehr untergeordnete Rolle und werden deshalb vernachlässigt. Man kann also schreiben

$$\ddot{\varphi}_T = - \frac{\underline{x}'_S{}^T T^{-1} [\ddot{T} \underline{x}_S - \underline{g} + \ddot{\xi}_K]}{(\underline{x}'_S)^2}. \quad (8)$$

Die obige Gleichung gilt auch dann, wenn die Flüssigkeitsoberfläche die Tankdecke berührt oder der Tankboden austaucht. Die Verschiebung  $x'_S$  des Schwerpunktes  $S$  in Längsrichtung ist für die meisten Fälle sehr klein und wird hier vernachlässigt.

Man kann die Gleichung (8) ergänzen, um der Energiedissipation im Tank zumindest näherungsweise Rechnung zu tragen. Für diesen Zweck wird ein der Winkelgeschwindigkeit proportionales Dämpfungsglied eingeführt:

$$\ddot{\varphi}_T = - \frac{\underline{x}'_S{}^T T^{-1} [\ddot{T} \underline{x}_S - \underline{g} + \ddot{\xi}_K]}{(\underline{x}'_S)^2} - d_T \dot{\varphi}_T. \quad (9)$$

Die Dämpfungskonstante  $d_T$  ist klein gegenüber der kritischen Dämpfung

$$d_K = 2\sqrt{g/i},$$

wobei

$$i = \sqrt{(y'_S)^2 + (z'_S)^2}$$

ist. Das vom Programmbenutzer festgelegte Dämpfungsmaß  $D = d_T/d_K$  wird konstant angesetzt.  $D$  hängt davon ab, welche Strömungshindernisse wie Steifen, Rahmenspannen, Schlagschotte etc. im Raum vorhanden sind.

## 2.2. Numerische Simulation

Die Bewegung des Tankinhalts wird durch das folgende System gewöhnlicher Differentialgleichungen 1. Ordnung beschrieben:

$$\frac{\partial \varphi_T}{\partial t} = \dot{\varphi}_T \quad (10)$$

$$\frac{\partial \dot{\varphi}_T}{\partial t} = - \frac{x'_S{}^T T^{-1} [\ddot{T} x_S - \underline{g} + \underline{\xi}_K]}{(x'_S)^2} - D d_K \dot{\varphi}_T \quad (11)$$

Die Integration erfolgt nach dem Runge-Kutta-Verfahren mit fester Schrittweite.

Für einen quaderförmigen Tank kann man während der Simulation die Werte  $y_S$  und  $z_S$  im Programm analytisch abhängig von  $\varphi_T$  bestimmen. Für nicht quaderförmige Tanks geht man folgendermaßen vor: Die Lage des Flüssigkeitsschwerpunkts  $S$  wird mit dem Programm Archimedes vor der Simulation für verschiedene Oberflächenneigungen  $\varphi_T$  und für verschiedene Volumina (Stützpunkte) berechnet und gespeichert. Während der Simulation wird die Schwerpunktposition  $(y_S, z_S)$  dann interpoliert, und sowohl  $y'_S$  wie auch  $z'_S$  werden numerisch berechnet /2/.

### 2.3. Kräfte und Momente

Die Kraft  $\underline{K}$ , die die bewegte Flüssigkeit auf das Schiff ausübt, ist im schiffsfesten Koordinatensystem gleich

$$\underline{K} = m_T [ T^{-1} \underline{g} - \underline{b} ] ,$$

wobei

$\underline{K}$  = Kraftvektor

$m_T$  = Flüssigkeitsmasse im Tank

$\underline{g}$  = Erdbeschleunigungsvektor ausgedrückt im Inertialsystem

$\underline{b}$  = (absolute, nicht relative) Beschleunigung des Flüssigkeitsschwerpunktes  $S$  im schiffsfesten Koordinatensystem

$T$  = Transformationsmatrix

Das auf einen Punkt  $\underline{x}$  bezogene Moment lautet

$$\underline{M} = (\underline{x}_S - \underline{x}) \times \underline{K} .$$

### 2.4. Genauigkeit des Modells

Wenn das Schiff ohne Vertrimmung langsame Rollbewegungen um den Mittelpunkt des Tankbodens ausführt, spielt nur die Erdbeschleunigung  $\underline{g}$  eine wichtige Rolle. Aus (9) erhält man dann für  $d_T = 0$

$$\ddot{\varphi}_T = -\frac{g}{i} \sin(\varphi + \varphi_T) . \quad (12)$$

Für kleine Rollamplituden, kann man die obige Gleichung linearisieren

$$\ddot{\varphi}_T + \frac{g}{i} \varphi_T = -\frac{g}{i} \varphi, \quad (13)$$

wobei  $i$  konstant ist. Für einen quaderförmigen Tank ist

$$i = \text{Tank-}\overline{GM} = b^2/12h_0,$$

wobei

$$\begin{aligned} b &= \text{Tankbreite} \\ h_0 &= \text{mittlere Füllhöhe} \end{aligned}$$

sind. Ist die Rollbewegung eine harmonische Funktion der Zeit  $\varphi = \varphi_0 \sin(2\pi t/T)$ , dann kann die Gleichung (13) analytisch gelöst werden:

$$\varphi_T = -\frac{\varphi}{1 - (T_0/T)^2},$$

wobei

$$T_0 = 2\pi\sqrt{i/g} = 1.81b/\sqrt{gh_0}$$

ist.

Die Flüssigkeitserhebung  $\Delta h = h - h_0$  an der Seitenwand des Tanks ist

$$\Delta h = \frac{1}{2} b \varphi_0 f(T_0/T) \sin(2\pi t/T), \quad (14)$$

wobei

$$f(T_0/T) = \frac{1}{1 - (T_0/T)^2} \quad (15)$$

ist. Der Wert  $f(T_0/T)$  in den Gleichungen (14) und (15) ist das Verhältnis zwischen dem "dynamischen" und dem "statischen" ( $T \rightarrow \infty, \varphi_T \rightarrow -\varphi$ ) Fall.

Man kann eine Vorstellung von dem Fehler gewinnen, den man durch die Anwendung dieses Modells macht, indem man den Wert  $\Delta h$  mit der analytischen Lösung  $\Delta h_a$  für den Flachwasser-Fall aus /8/ vergleicht:

$$\Delta h_a = \frac{1}{2} b \varphi_0 \bar{f}(\bar{T}_0/T) \sin(2\pi t/T),$$

wobei

$$\begin{aligned} \bar{f}(\bar{T}_0/T) &= \tan(\pi\bar{T}_0/2T)/(\pi\bar{T}_0/2T) \\ \bar{T}_0 &= \text{längste Tankeigenperiode} = 2b/\sqrt{gh_0} \end{aligned}$$

Die folgende Tabelle zeigt  $f$  und  $\bar{f}$ .

$T/T_0$	$f$	$f$	Fehler [%]
1.5	157.6	165.4	-4.7
2.0	125.9	127.3	-1.1
3.0	110.1	110.2	-0.1
4.0	105.4	105.5	-

Tabelle 2

## 2.5. Numerische Ergebnisse

Abb. 24 bis Abb. 27 zeigen verschiedene Vergleiche zwischen der Glimm-Methode und dem Tiefwasserverfahren für folgenden Fall:

$b =$	Tankbreite	$= 8.0$ m
$l =$	Tanklänge	$= 1.0$ m
$h_0 =$	mittlere Füllhöhe	$= 0.2 b$
$R =$	Drehpunktastand	$= 0$
$D =$	Dämpfungsmaß	$= 0$
$\theta =$	Stampfwinkel	$= 0$
$\varphi =$	Rollwinkel	$= \varphi_0 \sin(2\pi t/T)$
$T =$	Erregerperiode	$= 10.0$ s

Die gewählte Füllhöhe  $h_0 = 0.2 b$  ist die Grenze zwischen beiden Verfahren.

Abb. 28 zeigt einen Vergleich zwischen dem Tiefwasserverfahren mit einem angenommenen Dämpfungsmaß  $D$  von 1 % und dem "statischen" Ergebnis, das sich bei Annahme einer Flüssigkeitsoberfläche parallel zum Horizont ergibt. Hier wurde die Füllung  $h_0 = 0.625 b = 5$  m angesetzt. Die längste Tankeigenperiode  $T_0$  ist für diese Füllung nur 21 % der Erregerperiode. Dies erklärt die gute Übereinstimmung der Ergebnisse.

## VI. Ermittlung der Kentergefahr lecker Schiffe

### 3.1. Berechnungsmethode

Die Simulation der Schiffsbewegung erfolgt nach einer Methode, die von Söding /16,1/ für das unbeschädigte Schiff zuerst angegeben und von Kröger /29/ weiterentwickelt wurde. Für diese Arbeit wurde sie vom Verfasser neu programmiert und auf lecke Schiffe erweitert. Hier wird nur ein kurzer Überblick über die Berechnungsmethode gegeben; nähere Einzelheiten und eine Anwendung auf unbeschädigte Schiffe finden sich in /17,18/.

Zur Ermittlung der Rollbewegung wird die folgende nichtlineare Bewegungsgleichung benutzt:

$$\ddot{\varphi} = \{-M_T - M_D - m(g - \ddot{\zeta})h_S - I_{xz}[(\ddot{\theta} + \theta\dot{\varphi}^2)\sin\varphi - (\ddot{\psi} + \psi\dot{\varphi}^2)\cos\varphi] + M_{Wind} + M_{TL} + M_{QG} + M_{Wellen} + M_R\} / \{I_{xx} - I_{xz}(\psi\sin\varphi + \theta\cos\varphi)\} \quad (16)$$

Darin bedeuten:

$\dot{\quad}$  = Ableitung nach der Zeit

$\varphi$  = Rollwinkel (positiv nach Steuerbord)

$\theta$  = Stampfwinkel (positiv, wenn das Heck tiefer taucht)

$\psi$  = Gierwinkel (positiv, wenn sich der Schiffsbug nach Steuerbord bewegt hat)

$\zeta$  = Tauchung (positiv, wenn das Schiff tiefer taucht)

$m$  = Schiffsmasse einschliesslich der Flüssigkeitsmasse in teilgefüllten Tanks und Leckräumen

$g$  = Erdbeschleunigung

$h_S$  = aufrichtender Hebelarm im natürlichen Seegang

$M_T$  = hydrodynamisches Massenmoment infolge der Rollbeschleunigung

$M_D$  = hydrodynamisches Dämpfungsmoment

$M_{Wind}$  = Moment infolge des Winds

$M_{TL}$  = Moment infolge der Relativbewegung zwischen der bewegten Flüssigkeitsmasse innerhalb von Tanks bzw. Leckräumen und Schiff

$M_{QG}$  = Moment infolge Quer- und Gierbewegung

$M_{Wellen}$  = Moment infolge der Wellen

$M_R$  = Reaktionsmoment infolge des Zu- und Abflusses von Leckwasser

$I_{xx}$  = Trägheitsmoment um die Längsachse durch den Schwerpunkt  $G = (x_G, y_G, z_G)$  des Schiffes

$$= \int [(y - y_G)^2 + (z - z_G)^2] dm$$

$I_{xz}$  = Zentrifugalmoment bezogen auf den Schwerpunkt G des Schiffes

$$= \int (x - x_G)(z - z_G) dm$$

Dieser Gleichung liegt der Drallsatz zugrunde. Alle Momente sind auf eine Achse parallel zur  $x$ -Achse durch den Schwerpunkt des Schiffes (ohne hydrodynamische Massen) bezogen. Die Schiffsmasse  $m$ , ihr Schwerpunkt  $G$  und die Trägheitsmomente  $I_{xx}$  und  $I_{xz}$  enthalten auch die Tankinhalte in ihrer Ruhelage.

Die mittlere Fahrgeschwindigkeit  $V_F$  und der mittlere Kurswinkel werden während jeder Simulation konstant angesetzt. Durch den Seegang schwanken aber Geschwindigkeit und Kurs, und das Schiff macht Tauch-, Stampf- und Querbewegungen. Da diese mit der Rollbewegung gekoppelt sind, werden alle 6 Freiheitsgrade der Schiffsbewegung erfaßt. Die Tauch-, Stampf-, Quer- und Gierbewegung werden nur linearisiert, aber unter Ansatz hydrostatischer und hydrodynamischer Kräfte erfaßt.

Der stationäre, kurzkämmige Seegang wird aus einem vorgegebenen Spektrum (Jonswap, Wallops oder Pierson-Moskowitz) als Überlagerung vieler regelmäßiger Wellen mit verschiedener Frequenz  $\omega_i$  und Laufrichtung  $\mu_i$  dargestellt. Die Phasenwinkel dieser Wellen werden gleichverteilt im Intervall von 0 bis  $2\pi$  mit Hilfe von im Rechner erzeugten Reihen von Zufallszahlen gewählt. Durch die Wahl verschiedener Anfangswerte für die Zufallsreihen kann der Programm benutzer in verschiedenen Läufen verschiedene Seegänge mit den gleichen statistischen Eigenschaften erzeugen. Der Seegang wird als Gaußprozeß beschrieben; die Abweichung des wirklichen Seegangs von einem Gaußprozeß wird vernachlässigt. Sich überschlagende Wellen, die vor allem kleinen Schiffen in seitlichem Seegang gefährlich werden können, werden also vom Programm nicht erfaßt. Die den Seegang bestimmenden Parameter sind die Seegangsrichtung  $\mu$ , die kennzeichnende Wellenhöhe  $H_{1/3}$  und die kennzeichnende Seegangsperiode  $T_S$ . Im Folgenden bedeuten  $\mu = 0$  Seegang genau von hinten,  $\mu = 90^\circ$  Seegang von Steuerbord.

Die durch den Seegang verursachte Längsbewegung des Schiffes, die der mittleren Fahrgeschwindigkeit  $V_F$  überlagert ist, kann in der Berechnungsmethode näherungsweise berücksichtigt werden /18/.

Im Folgenden werden die verschiedenen Terme der Gleichung (16) kurz erläutert:

—Das hydrodynamische Massenmoment  $M_T$  infolge der Rollbeschleunigung ist

$$M_T = \bar{I}_{xx} \ddot{\varphi} ,$$

wobei  $\bar{I}_{xx}$  das hydrodynamische Trägheitsmoment um die Längsachse durch den Schiffsschwerpunkt  $G$  ist.

—Das hydrodynamische Dämpfungsmoment  $M_D$  wird angesetzt als

$$M_D = d_L \dot{\varphi} + d_Q \dot{\varphi} |\dot{\varphi}| ,$$

wobei  $d_L$  und  $d_Q$  von der Froudezahl abhängige Koeffizienten sind, die in der vorliegenden Arbeit nach Blume /22/ abgeschätzt werden; der Einfluß der Schlingerkiele wird nach Gadd /23/ und Martin /24/ angenähert.

Zu überprüfen wäre, inwieweit der obige Ansatz auch bei sehr großen Rollwinkeln - vor allem, wenn das Hauptdeck eingetaucht ist - seine Gültigkeit behält.

—Statischer Wasserdruck und Vertikalbeschleunigung.

Für die Berechnung der aufrichtenden Hebelarme  $h_S$  im Seegang wird das Grimsche Konzept der effektiven Welle /12/ in einer von Söding abgewandelten Form /1/ angewendet. Die Höhe  $Z$  der Wasseroberfläche des Seegangs entlang der Mittschiffsebene wird dabei durch eine Funktion der Form

$$Z(x, t) = a(t) + b(t) x + c(t) \cos(2\pi x / \lambda_E)$$

im Bereich der Schiffslänge nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angenähert. Dabei ist  $\lambda_E$  die Länge der effektiven Welle; in der vorliegenden Arbeit wird  $\lambda_E$  gleich der Lotlänge angesetzt. Für  $a(t)$ ,  $b(t)$  und  $c(t)$  lassen sich leicht Übertragungsfunktionen bestimmen, die es erlauben, die Zeitfunktionen aus dem Seegangsspektrum zu berechnen.

Vor der Rollsimulation werden die Hebelarme unter Annahme einer hydrostatischen Druckzunahme unter der Wasseroberfläche in Abhängigkeit von der Tauchung, der Vertrimmung, der Höhe der effektiven Welle und dem Krängungswinkel mit dem Programm Archimedes /13/ berechnet und gespeichert. In jedem Simulationszeitschritt wird die Position des Schiffes relativ zur Wasseroberfläche aus  $a(t)$ ,  $b(t)$ ,  $c(t)$  und der Tauch- und Stampfbewegung des Schiffes bestimmt. Damit kann dann der augenblickliche Hebelarm aus den gespeicherten Hebelarmkurven interpoliert werden. Auf diese Weise erfaßt die Berechnungsmethode die durch den Seegang hervorgerufenen Hebelarmschwankungen, die durch reinen Stabilitätsverlust auf dem Wellenberg oder durch parametrisch erregte Rollschwingungen (Aufschaukeln) zum Kentern des Schiffes führen können.

Bei der Bestimmung der aufrichtenden Hebelarme bleibt das Fahrtwellensystem unberücksichtigt. Dies ist für Schiffe mit kleineren Froudezahlen vertretbar /48,52/.

—Das krängende Moment  $M_{Wind}$  durch Seitenwind wird abhängig vom Rollwinkel  $\varphi$  angesetzt:

$$M_{Wind} = M_0 (0.25 + 0.75 \cos^3 \varphi) ,$$

wobei  $M_0$  das Windmoment bei aufrechter Schiffslage ist, das in der vorliegenden Arbeit aus /25/ bestimmt wird. Der Einfluß des Fahrtwindes auf die Windgeschwindigkeit und -richtung ist zu beachten. Fraglich an diesem Ansatz erscheint, daß  $M_{Wind}$  eine gerade Funktion des Krängungswinkels  $\varphi$  ist: Wenn der Wind z.B. von Steuerbord kommt, ist die obige, empirische Beziehung für den Fall gedacht, daß das Schiff nach Backbord, nicht nach Steuerbord krängt.

Die Windkraft oberhalb der Schwimmwasserlinie wird im Wasser durch Abdrift ausgeglichen, so daß ein reines Moment unabhängig vom Bezugspunkt verbleibt. Die Gegenkraft am Unterwasserschiff wurde auf 60 % des Tiefgangs über dem Kiel angesetzt.

—Das Moment  $M_{TL}$  infolge der Flüssigkeitsbewegung in Tanks bzw. Leckräumen.

Da der Tankinhalt bereits bei der Berechnung der Trägheitsmomente und des Schwerpunkts berücksichtigt wurde, ist hier nur der Einfluß der Relativbewegung zwischen Tank- bzw. Leckwasser und Schiff anzusetzen. Ist z.B. ein Tank 100 % voll, so ist für diesen Tank  $M_{TL} = 0$ .

Wie bereits erläutert, erfolgt die Simulation der Flüssigkeitsbewegung in den Tanks und Leckräumen entweder nach der Glimm-Methode oder nach dem Tiefwasserverfahren. Die bei der Aufstellung der Flachwassergleichungen wichtige Annahme, daß die zum Tankboden senkrechte Geschwindigkeitskomponente der Strömung vernachlässigt werden kann, gilt aber nur, solange der Betrag des Krängungswinkels  $\varphi$  nicht sehr groß wird. Deshalb erfolgt im Programm automatisch eine Umstellung von der Glimm-Methode auf das Tiefwasserverfahren (in der vorliegenden Arbeit mit Dämpfungsmaß  $D = 2.5\%$ ) und umgekehrt, wenn  $|\varphi|$  für einen Flachwasser-Tank während der Simulation eine vom Benutzer festgelegte Schranke (in der vorliegenden Arbeit  $15^\circ$ ) über- bzw. unterschreitet. Diese Umstellung wird so vorgenommen, daß das Flüssigkeitsvolumen im Tank bzw. Leckraum, die mittlere Neigung der Oberfläche und der Impuls in Querrichtung konstant bleiben.

Bei der Glimm-Methode können Fälle, in denen die freie Flüssigkeitsoberfläche die Tankdecke berührt, nicht erfaßt werden. Deshalb erfolgt auch in diesem Fall ein automatischer Wechsel zum Tiefwasserverfahren. Dies geschieht jedoch selten, weil die Glimm-Methode ohnehin bei geringen Tankfüllungen und kleinen Rollwinkeln benutzt wird.

—Das Moment  $M_{QG}$  infolge der Quer- und Gierbewegung.

Es umfaßt lineare hydrodynamische Massen- und Dämpfungsanteile.

—Das erregende Rollmoment  $M_{Wellen}$  durch die Wellen.

Dieses enthält die Momentenanteile infolge der Wellenschräge in den Spantebenen und infolge der Diffraktion der Wellen durch das Schiff.

Die Übertragungsfunktionen für  $M_{Wellen}$  und  $M_{QG}$  werden vor Beginn der Simulation nach der Streifenmethode berechnet. Daraus lassen sich  $M_{Wellen}$  und  $M_{QG}$  in jedem Simulationszeitpunkt durch Überlagerung bestimmen.

Fraglich erscheint insbesondere, ob man mit diesem linearen Ansatz das erregende Moment auch bei großen Krängungen - die Übertragungsfunktionen werden ja bei aufrechter Schiffslage berechnet - genau genug erfassen kann. Kommt der Seegang genau oder schräg von hinten oder vorne, so spielen  $M_{Wellen}$  und  $M_{QG}$  gegenüber den hydrostatischen Hebelarmschwankungen nur eine sehr untergeordnete Rolle, so daß eine relativ grobe Abschätzung genügt. Im Falle seitlichen Seegangs bilden  $M_{Wellen}$  und  $M_{QG}$  aber den Hauptanteil der Erregungsmomente. In diesem Fall sind die Ergebnisse deshalb in steilen oder brechenden Wellen fragwürdig; in flacheren Wellen ergeben sich jedoch erfahrungsgemäß nur kleine Rollwinkel.

—Das reaktive Moment  $M_R$  infolge des Zu- und Abflusses von Leckwasser.

Dieses Moment spielt eine sehr untergeordnete Rolle und wird vernachlässigt.

Die Berechnungsmethode berücksichtigt näherungsweise den Zu- und Abfluß von Leckwasser durch vorhandene Öffnungen in der Außenhaut (z.B. Lecks) oder in Querschotten (z.B. Schotttüren). In jedem Simulationszeitschritt kann für jede Öffnung die Höhendifferenz zwischen dem Wasserspiegel im Leckraum und dem außerhalb des Schiffes bzw. dem in kommunizierenden Räumen bestimmt werden. Mit dieser Höhendifferenz kann über eine einfache, auf dem Torricellischen Theorem basierende Formel das Durchflußvolumen pro Zeiteinheit berechnet /1/ und das Flüssigkeitsvolumen in jedem Leckraum korrigiert werden.

Die Berechnungsmethode vernachlässigt die Veränderungen der Verdrängung des Schiffes infolge des Zu- und Abflusses von Leckwasser oder infolge von Wasser an Deck. Die Übertragungsfunktionen werden bei jeder Leckkonfiguration für den Tiefgang und die Vertrimmung, die das Schiff nach dem Leckwerden hat und die mit Hilfe des Programms Archimedes /13/ bestimmt werden, vor Beginn der Rollsimulation berechnet und gespeichert. Das ist eine Vereinfachung gegenüber der Wirklichkeit, denn das mittlere Flüssigkeitsvolumen in einem beschädigten Raum während eines Simulationslaufes hängt von der Schwere des Seegangs ab.

Die vorliegende Berechnungsmethode kann das Kentern von Schiffen infolge des Querschlagens in Wellen von hinten nicht erfassen, weil die Gierbewegung und ihre Kopplung mit der Rollbewegung nur linearisiert berechnet werden. Ist man an dieser Kenterursache interessiert, so kann man das Verfahren von Böttcher /26/ benutzen, das

allerdings viel größeren Aufwand erfordert.

### 3.2. Numerische Integration der Bewegungsgleichung

Die Position des Schiffes wird in Zeitpunkten konstanter Schrittweite  $\Delta t$  bestimmt. Am Anfang eines Simulationszeitschrittes zu einem Zeitpunkt  $t$  sind sowohl die Position des Schiffes wie auch das Moment  $M_{TL}$  infolge der Flüssigkeitsbewegung in den Tanks und Leckräumen bekannt. Mit der Position des Schiffes und der effektiven Welle werden die Durchflußmengen pro Zeiteinheit durch alle vorhandenen Lecks und Öffnungen bestimmt, so daß das Flüssigkeitsvolumen in jedem Leckraum korrigiert werden kann. Die Position des Schiffes zum Zeitpunkt  $t + \Delta t$  wird dann folgendermaßen ermittelt:

a) Die Gleichung (16) für die Rollbewegung wird nach Runge-Kutta vom Zeitpunkt  $t$  bis  $t + \Delta t$  integriert. Das Tankmoment  $M_{TL}$  wird dabei konstant über der Zeit angenommen (Prädiktorschritt).

b) Zu der so abgeschätzten, zwischen  $t$  und  $t + \Delta t$  interpolierten Schiffsbewegung wird nach der Glimm-Methode bzw. nach dem Tiefwasserverfahren die Flüssigkeitsbewegung in den Tanks und Leckräumen berechnet. Hierfür sind in der Regel kleinere Zeitschritte als für die Bestimmung der Schiffsbewegung nötig.

c) Mit dem Anfangsmoment  $M_{TL}$  bei  $t$  und dem unter b) ermittelten Moment bei  $t + \Delta t$  wird die Schiffsbewegungsgleichung nach Runge-Kutta erneut integriert (Korrektorschritt). Dabei werden die benötigten Zwischenwerte von  $M_{TL}$  linear interpoliert.

### 3.3. Ermittlung der Kenterwahrscheinlichkeit in stationärem Seegang

Die Wahrscheinlichkeit  $W(t)$ , daß ein Schiff in einem bestimmten Seegang während der Zeitspanne von 0 bis  $t$  mindestens einmal kentert, ist

$$W(t) = 1 - \exp(-t/T_K) , \quad (17)$$

wobei  $T_K$  die mittlere Kenterperiode in diesem Seegang ist.

Für gegebene Seezustände und Ladefälle muß also  $T_K$  bestimmt werden. Das kann grundsätzlich durch Simulation geschehen: Man läßt bei konstantem Seegang, Ladefall und Wind das Schiff während einer Zeit  $t$  fahren und richtet es nach jeder Kenterung wieder auf. Wenn das Schiff während der Simulationsdauer  $t_d$   $n$  Male gekentert ist, so ist ein guter Näherungswert für die mittlere Kenterperiode

$$T_K = \frac{t_d}{n} .$$

In der Praxis ist dieses Vorgehen leider nicht anwendbar, weil man an sehr langen mittleren Kenterperioden  $T_K$  interessiert ist und deshalb noch längere Simulationszeiten  $t_d$  benötigte. Deshalb schlägt Söding vor, daß  $T_K$  in einem steileren Seegang, aber bei gleichem Ladezustand, gleicher kennzeichnender Seegangsperiode  $T_S$ , gleicher Seegangsrichtung  $\mu$  und gleichen Windverhältnissen wie im interessierenden Fall bestimmt wird. In /20/ zeigten Söding und Tonguc, wie die im steilen Seegang ermittelte mittlere Kenterperiode auf den wirklich interessierenden, schwächeren Seegang extrapoliert werden kann: Wenn eine Rayleigh-Verteilung für die Wellenhöhen vorausgesetzt werden kann, gilt näherungsweise die folgende Beziehung zwischen der Kenterwahrscheinlichkeit  $P$ , z.B. während einer mittleren Seegangsperiode  $T_S$ , und der kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3}$ :

$$-\ln(P) = A + B H_{1/3}^{-2}, \quad (18)$$

solange  $H_{1/3}$  nicht übermäßig groß und demnach  $P = T_S/T_K \ll 1$  ist. Trägt man also in einem Diagramm den Wert  $-\ln(P)$  über  $H_{1/3}^{-2}$  auf, so erhält man Geraden, aus deren Verlauf  $A$  und  $B$  ermittelt werden können. Da - wie später gezeigt wird - der Wert  $A$  nur wenig schwankt gilt: Je steiler die Geraden sind, desto sicherer ist das Schiff. Aus dieser Beziehung folgt die gesuchte mittlere Kenterperiode  $T_K$ :

$$T_K = T_S \exp(A + B H_{1/3}^{-2}). \quad (19)$$

Praktisch kann man also die Konstanten  $A$  und  $B$  aus Simulationen in steileren Seegängen, die die gleiche Periode wie der wirklich interessierende Seegang haben, bestimmen;  $T_K$  wird dann für andere, kleinere kennzeichnende Wellenhöhen nach der obigen Formel berechnet.

### 3.4. Schiff und Unterteilung

Im Folgenden werden Ergebnisse für das Roll-on/Roll-off-Frachtschiff "Transfinlandia" (Tabelle 3 und Abb. 29) vorgestellt. Eine ausführliche Beschreibung dieses Schiffes findet sich in /28/. Es wurde nur ein Ladefall untersucht: Ende der Reise, Schiff beladen mit Trailern.

Länge über alles	157.80 m
Länge zwischen den Loten	146.00 m
Breite	24.60 m
Seitenhöhe bis Deck 1	21.60 m
Seitenhöhe bis Deck 2	16.30 m
Seitenhöhe bis Deck 3	9.00 m
Schwimmlage vor dem Leckwerden:	
Tiefgang	8.17 m
Trimm vorlastig	0.23 m
Verdrängung	19019 m <sup>3</sup>

Tabelle 3. Hauptdaten des Schiffes

Raumnummer	Länge [m]	$X_V$ [m]	$X_H$ [m]	$H_B$ [m]	$H_D$ [m]	$F_V$ [%]
9	12.00	75.50	63.50	0.0	16.3	98.0
10	14.00	63.50	49.50	9.0	16.3	50.0
11	15.25	49.50	34.25	9.0	16.3	50.0
12	18.75	34.25	15.50	9.0	16.3	50.0
13	18.75	15.50	-3.25	9.0	16.3	50.0
14	18.75	-3.25	-22.00	9.0	16.3	50.0
15	20.25	-22.00	-42.25	9.0	16.3	50.0
16	18.75	-42.25	-61.00	9.0	16.3	50.0
17	16.80	-61.00	-77.80	9.0	16.3	50.0
20	14.00	63.50	49.50	0.0	9.0	85.0
21	15.25	49.50	34.25	1.5	9.0	50.0
22	18.75	34.25	15.50	1.5	9.0	50.0
23	18.75	15.50	-3.25	1.5	9.0	50.0
24	18.75	-3.25	-22.00	1.5	9.0	50.0
25	20.25	-22.00	-42.25	2.0	9.0	85.0
26	18.75	-42.25	-61.00	0.0	9.0	85.0
27	16.80	-61.00	-77.80	0.0	9.0	98.0

wobei

$X_V$  =  $x$ -Koordinate des vorderen Schottes

$X_H$  =  $x$ -Koordinate des hinteren Schottes

$H_B$  = Höhe über Kiel des Bodens

$H_D$  = Höhe über Kiel der Decke

$F_V$  = Volumenflutbarkeit des Raumes

Merke:  $x$ -Koordinate des Hauptspantes = 0

Tabelle 4. Schiffsunterteilung

Fall	Leckräume	$\overline{KG}_V$ [m]	$\overline{KG}_N$ [m]	$\overline{GM}$ [m]	Maximalhebel [m]
1 a	keine	11.91	-	0.42	0.51
b		11.71	-	0.62	0.63
c		11.51	-	0.82	0.76
d		11.98	-	0.35	0.46
2 a	16,17,26,27	11.76	11.94	0.00	0.30
3 a	13,14 ans Heck versetzt	11.91	11.91	0.42	0.22
b		11.71	11.71	0.62	0.34
c		11.51	11.51	0.82	0.47
4 a	13,14,23,24	12.22	11.15	0.00	0.12
b		11.98	10.95	0.20	0.26
c		11.76	10.75	0.40	0.39
5 a	13,14	11.91	11.91	0.42	0.22
b		11.71	11.71	0.62	0.34
c		11.51	11.51	0.82	0.47

wobei

$\overline{KG}_V = \overline{KG}$  vor dem Leckwerden

$\overline{KG}_N = \overline{KG}$  nach dem Leckwerden im System "hinzukommendes Gewicht"

$\overline{GM} =$  metazentrische Höhe im System "hinzukommendes Gewicht"

Tabelle 5. Untersuchte Leckfälle

$\mu$ [°]	Kennz. Seegangperiode $T_S$ [s]				
	8.5	9.5	10.5	11.5	12.5
0.0	21	20	11	3	3
22.5	11	17	14	6	4
45.0	19	8	4	1	1

Tabelle 7a. Anzahl der Kenterungen in 100 Minuten  
Simulationszeit ohne Längsbewegung.  
Leckfall 5b bei  $H_{1/3} = 10.0$  m

$\mu$ [°]	Kennz. Seegangperiode $T_S$ [s]				
	8.5	9.5	10.5	11.5	12.5
0.0	12	19	8	6	10
22.5	20	12	11	5	6
45.0	7	5	3	3	0

Tabelle 7b. Anzahl der Kenterungen in 100 Minuten  
 Simulationszeit ohne Längsbewegung.  
 Leckfall 4a bei  $H_{1/3} = 14.0$  m

$\mu$ [°]	Kennzeichnende Seegangperiode $T_S$ [s]						
	7.5	8.5	9.5	10.5	11.5	12.5	15.0
0.0	7	21	21	12	8	9	2
22.5	12	11	20	10	8	4	1
45.0	4		7	10		1	0
67.5			1	1			

Tabelle 7c. Anzahl der Kenterungen in 100 Minuten  
 Simulationszeit ohne Längsbewegung.  
 Leckfall 4b bei  $H_{1/3} = 14.0$  m

$\mu$ [°]	Kennzeichnende Seegangperiode $T_S$ [s]						
	7.5	8.5	9.5	10.5	11.5	12.5	15.0
0.0	5		14	15		2	
22.5	12		14	13		3	

Tabelle 7d. Anzahl der Kenterungen in 100 Minuten  
 Simulationszeit *mit* Längsbewegung.  
 Leckfall 4b bei  $H_{1/3} = 14.0$  m

$\mu$ [°]	Kennzeichnende Seegangperiode $T_S$ [s]						
	7.5	8.5	9.5	10.5	11.5	12.5	15.0
0.0	8		27	24		2	
22.5			25	11			

Tabelle 7e. Anzahl der Kenterungen in 100 Minuten  
 Simulationszeit ohne Längsbewegung. *Leck in Luv.*  
 Leckfall 4b bei  $H_{1/3} = 14.0$  m

Die Schiffsform zeichnet sich durch ein sehr kurzes paralleles Mittelschiff und stark ausfallende Spanten im Vor- und Hinterschiff aus. Die Aufbauten oberhalb des Wetterdecks (Deck 2) werden als undicht angesehen und nicht in die Hebelarmberechnungen einbezogen.

In der vorliegenden Arbeit soll die Leckstabilität dieses Schiffes nach den Kriterien der Bauvorschrift 1033 für Schiffe der Bundesmarine /14/ - im Folgenden BV 1033 genannt - beurteilt werden. Da dies mit der vorhandenen Raumunterteilung unmöglich ist, weil wasserdichte Querschotte zwischen den Decks 2 und 3 fehlen, wurden die Querschotte, die in Wirklichkeit nur bis zum Deck 3 reichen, bis zum Wetterdeck (Deck 2) hochgeführt. Abb. 30 und Tabelle 4 zeigen die so abgeänderte Unterteilung, die Raumnúmerierung sowie die angesetzte Volumen-Flutbarkeit der Räume. Das Schiff hat keine Längsschotte; nur der Doppelboden ist in Breitenrichtung unterteilt. Die Räume 13 bis 17 (zwischen Decks 1 und 2) sind quaderförmig.

Die Simulation der Rollbewegung des Schiffes kann bei beliebiger Fahrgeschwindigkeit  $V_F$  erfolgen. Da es sich bei der vorliegenden Arbeit um eine Leckstabilitätsuntersuchung handelt, wurde in allen Simulationsläufen  $V_F = 5$  Knoten (Froudezahl = 0.068) angesetzt, denn der Kapitän eines leckgeschlagenen, kentergefährdeten Schiffes wird versuchen, sein Schiff bei reduzierter Fahrgeschwindigkeit noch steuerbar zu halten. Die reduzierte Fahrgeschwindigkeit  $V_F$  hat allerdings ein kleines Rolldämpfungsmoment  $M_D$  zur Folge.

### 3.5. Bestimmungen zur Leckstabilität in der Bauvorschrift 1033

Ein Bericht über die Ausarbeitung der BV 1033 findet sich in /15/. Die Vorschrift enthält Konstruktionsvorschriften, z.B. für Querschotte, für das Schottendeck etc. Im Hinblick auf die Leckstabilität von Überwasserschiffen enthält die BV 1033 Angaben zu Abteilungslängen, zu der zu wählenden Leckausdehnung (Länge, Eindringtiefe und Höhe) sowie zur Volumen- und Flächenflutbarkeit der Räume.

Ein beschädigtes Schiff gilt als ausreichend sicher, wenn nach der Flutung folgende Forderungen erfüllt sind:

- Ohne Winddruck:
  - a) Das Schiff darf bei symmetrischer Flutung keine Krängung haben; der  $\overline{GM}$ -Wert muß also positiv sein.
  - b) Das Schottendeck (Deck 2 für das untersuchte Schiff) darf bei unsymmetrischer Flutung in der Endschwimmlage infolge Krängung und Trimm nicht eintauchen.
  - c) In Zwischenzuständen der Flutung wird als größte statische Krängung  $25^\circ$  zugelassen; dabei muß ein Resthebel von mindestens 0.05 m vorhanden sein.

- Mit Winddruck von  $0.3 \text{ kN/m}^2$  (entspricht etwa Beaufort 9):
  - a) Öffnungen unbeschädigter Räume dürfen nicht zu Wasser kommen.
  - b) Die statische Krängung darf auch bei unsymmetrischer Flutung in der Endschwimmlage nicht größer als  $25^\circ$  sein. Ein Resthebel von mindestens  $0.05 \text{ m}$  der Endschwimmlage muß vorhanden sein.

Für die Stabilität beschädigter Schiffe werden die aufrichtenden Hebel nach der Methode "fortfallender Auftrieb" für Glattwasser zugrunde gelegt. Der Einfluß des Seegangs wird demnach außer Acht gelassen.

Für das hier untersuchte Schiff beträgt die maximal anzusetzende Lecklänge  $18 \text{ m}$ .

### 3.6. Untersuchte Leckfälle

Zuerst wurde mit Hilfe des Programms Archimedes /13/ die Schwerpunktposition  $\overline{KG}$  des unbeschädigten Schiffes der Höhe nach so bestimmt, daß für die gewählte Schiffssunterteilung die Forderungen der BV 1033 knapp erfüllt werden. Dabei ergab sich, daß die Leckkonfiguration 2 mit  $\overline{KG} = 11.76 \text{ m}$  (Tabelle 5 und Abb. 31a) am kritischsten ist. Maßgebend war die Forderung nach positivem  $\overline{GM}$  bei symmetrischer Flutung.

Die Leckkonfiguration 4c (Abb. 31b) entsteht, wenn das Schiff mit diesem  $\overline{KG} = 11.76 \text{ m}$  statt am Heck im mittleren Schiffsbereich leckgeschlagen wird (das Schiff hat dann im beschädigten Zustand im System "hinzukommendes Gewicht" einen  $\overline{GM}$ -Wert von  $0.40 \text{ m}$ ). Wäre die Raumunterteilung an den Schiffsenden feiner, so wäre derselbe Leckfall 4 mit  $\overline{GM} = 0$  - zumindest was die Forderung nach positivem  $\overline{GM}$  angeht - gerade noch zulässig (Leckkonfiguration 4a). Zwischen diese beiden Fälle wurde noch die Leckkonfiguration 4b mit  $\overline{GM} = 0.20 \text{ m}$  eingeschoben.

Bei Leckkonfiguration 5 (Abb. 31c) befinden sich die Lecks oberhalb der Schwimmwasserlinie. Die Schwerpunkthöhe  $\overline{KG} = 11.91 \text{ m}$  bei Leckkonfiguration 5a wurde so gewählt, daß bei dem in der BV 1033 vorgeschriebenen Winddruck von  $0.3 \text{ kN/m}^2$  die maximale statische Krängung knapp unter  $25^\circ$  liegt. Versetzt man die Leckräume bei Leckkonfiguration 5 (gesamte Raumlänge =  $37.5 \text{ m}$ ) ans Heck, so erhält man die Leckkonfiguration 3 mit Lecks ebenfalls oberhalb der Schwimmwasserlinie (Abb. 31d).

Fall 1 schließlich bezeichnet das unbeschädigte Schiff. Die angesetzten  $\overline{KG}$ -Werte entsprechen denen der Leckkonfigurationen 3 und 5.

Abb. 32a bis 32e zeigen die Hebelarmkurven für Glattwasser im System "fortfallender Auftrieb".

### 3.7. Rechenergebnisse

Bei lecken Schiffen hat man es gegenüber dem intakten Zustand mit z.T. extrem reduzierten Hebelarmkurven zu tun.

Der Versuch, die Kentersicherheit eines lecken Schiffes mit Hilfe der für glattes Wasser gültigen Hebelarmkurve zu beurteilen, erscheint wegen der nicht berücksichtigten Hebelarmschwankungen im Seegang zunächst fragwürdig. Liegt das Schiff quer zur See, so sind diese Hebelarmschwankungen in der Tat verhältnismäßig gering, so daß die Hebelarmkurve für glattes Wasser als gute Näherung angesehen werden kann. Kommt der Seegang aber genau oder schräg von hinten oder vorn, so können diese Schwankungen die bereits verhältnismäßig kleine Glattwasser-Hebelarmkurve zeitweise so reduzieren, daß ein Kenterfall vorstellbar ist.

Wegen der hier untersuchten geringen Fahrgeschwindigkeit von 5 Knoten scheidet allerdings der reine Stabilitätsverlust des Schiffes auf dem Wellenberg als Kenterursache aus, weil die Begegnungsperioden zwischen Schiff und Wellen zu kurz sind.

Bei Leckkonfigurationen, bei denen nur ein sehr reduziertes Rest- $\overline{GM}$  (z.B. in der Größenordnung von ein paar Zentimetern) nach dem Leckwerden übrig bleibt, sind außerdem weder Rollresonanz noch starke parametrisch erregte Rollschwingungen (Aufschaukeln) zu erwarten. Die Rolleigenperiode des Schiffes - selbst wenn sie im Seegang vom theoretischen Wert in glattem Wasser für kleine Amplituden abweicht - ist nämlich viel länger als die Begegnungsperiode des langsam fahrenden Schiffes mit den Wellen.

Das Leckwasser verursacht außerdem - u.a. durch das Ein- und Ausströmen durch die Öffnungen in der Außenhaut - eine starke Dämpfung der Rollbewegung; Dillingham /3/ stellt in einer Untersuchung der Rollbewegung eines kleinen Fischkutters mit Wasser an Deck (Flachwasser) fest, daß eine verhältnismäßig kleine Wassermasse die Rollbewegung des Schiffes erheblich verringert. Deshalb ist zu erwarten, daß ein leckes Schiff mit viel kleineren Hebelarmen kentersicherer ist als das unbeschädigte Schiff, solange selbstverständlich die Leckausdehnung nicht übermäßig groß ist. Diese Vermutung bestätigte sich bei den im Folgenden beschriebenen Simulationen.

Um die vielen Einflußgrößen auf eine überschaubarere Anzahl zu verringern, wurden hier nur Fälle untersucht, in denen der Wind genau von Steuerbord kommt. Dies ist vertretbar, denn nur in den kleinen Winkelbereichen, in denen der Wind genau oder schräg von hinten oder vorne kommt, sind die Windmomente wesentlich kleiner als im Seitenwind. Andererseits wurden vor allem achterliche Seegänge untersucht. Dies ist kein Widerspruch, denn Wind und Seegang brauchen in Wirklichkeit nicht aus derselben Richtung auf ein Schiff zu wirken. Während beispielsweise an Wetterfronten, d.h. Luftmassengrenzen zwischen Kalt- und Warmluft, der Wind binnen Minuten um  $90^\circ$  springen kann, braucht der Seegang dagegen länger, um seine Richtung zu ändern: In der neuen Windrichtung werden neue Wellen angefacht, so daß der Seegang allmählich unter dem Einfluß der Welle-Welle-Wechselwirkung (Wellen laufen nicht unbeeinflusst

aneinander vorbei) diese Richtungsänderung mitmacht.

Die Windgeschwindigkeit  $V_{Wind}$  wurde abhängig von der kennzeichnenden Seegangperiode  $T_S$  (entsprechend dem Schwerpunkt der Fläche unter dem Seegangsspektrum) und unabhängig von der kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3}$  angesetzt. Als Bindeglied zwischen  $V_{Wind}$  und  $T_S$  diente die maximale kennzeichnende Wellenhöhe  $H_{1/3,max}$ , die nach Statistiken des untersuchten Seegangs bei einer gegebenen Seegangperiode anzutreffen ist:

$$V_{Wind}(H_{1/3,max}(T_S)) .$$

Der Zusammenhang zwischen der kennzeichnenden Seegangperiode  $T_S$  [s] und der maximalen kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3,max}$  [m] wurde für  $T_S$  zwischen 7 und 13 s nach /17/

$$H_{1/3,max} = 4.7 + 0.95 (T_S - 7.0)$$

hergestellt (Nordatlantik), und der Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit  $V_{Wind}$  und kennzeichnender Wellenhöhe  $H_{1/3}$  wurde der Tabelle 6 nach I.T.T.C. /27/ entnommen. Realistischer - aber dafür viel aufwendiger - wäre die Berücksichtigung der Häufigkeitsverteilung von Windparametern aus Statistiken gewesen.

$V_{Wind}$ [Kn]	$H_{1/3}$ [m]
20	3.1
30	5.1
40	8.1
50	11.0
60	14.6

Tabelle 6

Zu Beginn einer Simulation, d.h. bei  $t = 0$ , wird dem Schiff eine Anfangskrägung von  $5^\circ$  nach Backbord und die Rollgeschwindigkeit Null aufgezwungen; derselbe Anfangszustand wird bei der Fortsetzung der Simulation nach einem Kenterfall angesetzt. Um die Wirkung dieses Anfangszustandes auf die Ergebnisse auszuschalten, wird die Rollbewegung für einen Zeitraum von  $18 \cdot T_S$  nach Simulationsbeginn bzw. nach einem Kenterfall nicht berücksichtigt.

Zur Erzeugung des Seeganges wurde das Jonswap-Spektrum benutzt.

Die Lecks wurden grundsätzlich an der Lee-Seite (Backbordseite) angesetzt. In jedem beschädigten Raum betrug die Leckgröße  $24 \text{ m}^2$ .

Abb. 33a zeigt die Abhängigkeit der mittleren Kenterperiode  $T_K$  von der kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3}$  für die untersuchten Fälle in Seegang genau von hinten ( $\mu = 0$ ) bei einer kennzeichnenden Seegangperiode  $T_S = 9.5 \text{ s}$ . Zusätzlich wurde Leckfall 4a auch mit  $T_S = 8.5 \text{ s}$  untersucht (Fall 4a'). Bei diesen Seegangperioden sind die Seegangsspektren maximal für Wellenlängen im Bereich der Schiffslänge, so daß kräftige

Hebelarmschwankungen hervorgerufen werden. Der Winddruck betrug  $0.19 \text{ kN/m}^2$  im Fall 4a' und  $0.23 \text{ kN/m}^2$  sonst.

Die Beziehung (18) wurde durch die vorliegenden Testrechnungen hervorragend bestätigt, denn die Punkte liegen in allen Fällen näherungsweise auf Geraden. Ersetzt man die Punkte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate durch Ausgleichsgeraden, so nimmt die Größe  $A$  nach (18) Werte an, die in einem engen Bereich, etwa zwischen 0.6 und 1.4 liegen. Die Ergebnisse von Söding /17/ werden hierdurch in der Tendenz bestätigt. Man kann also praktisch die Extrapolation der mittleren Kenterperiode  $T_K$  über die kennzeichnende Wellenhöhe  $H_{1/3}$  nach (19) mit einem mittleren  $A$ -Wert von 1.0 vornehmen:

$$T_K = T_S \exp(1.0 + BH_{1/3}^{-2}) . \quad (20)$$

Man braucht demnach für jede Kombination von Seegangsparemtern  $T_S$  und  $\mu$  den Wert  $T_K$  durch Simulation nur bei einer einzigen kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3}$  zu bestimmen, um die Extrapolation auf alle interessierenden Wellenhöhen vornehmen zu können.

Tabellen 7a bis 7c zeigen die Anzahl der aufgetretenen Kenterungen während 100 Minuten Simulationszeit in Abhängigkeit von der kennzeichnenden Seegangperiode  $T_S$  und der Seegangsrichtung  $\mu$  für 3 Leckfälle. Allen 3 Tabellen ist gemeinsam, daß für die untersuchte Froudezahl von 0.068

- nur Seegang genau oder schräg von hinten gefährlich ist.
- die Kentergefahr bei konstantem  $H_{1/3}$  am größten ist in einem relativ breiten Bereich um die Seegangperiode, bei der das Seegangsspektrum maximal ist für Wellenlängen im Bereich der Schiffslänge. In dieser Situation werden heftige Hebelarmschwankungen hervorgerufen.

Bei Seegang genau oder schräg von vorn sowie bei seitlichem Seegang wurden so gut wie keine Kenterfälle beobachtet.

Vergleicht man die Fälle 4a, 4b und 4c in Abb. 33b, stellt man fest, daß sich die Kentersicherheit des Schiffes mit zunehmendem  $\overline{GM}$  verbessert. Die folgende Tabelle veranschaulicht dies:

Leckfall	$\overline{GM}$ [m]	Mittlere Kenterperiode $T_K$ [Stunden] bei $H_{1/3} = 6.5 \text{ m}$
4a	0.00	20.1
4b	0.20	511.6
4c	0.40	4144.0

Die Wahrscheinlichkeit beispielsweise, daß das Schiff bei Leckfall 4a während 2 Tagen in diesem Seegang kentert, beträgt nach (17)

$$1 - \exp(-48.0/20.1) = 91\% .$$

Bei Leckfall 4b verringert sich dieser Wert auf

$$1 - \exp(-48.0/511.6) = 9\% .$$

Sehr interessant ist der Vergleich zwischen Fall 2a und Fall 4c. Den Hebelarmkurven nach zu urteilen (siehe Abb. 32b), würde man erwarten, daß Fall 4c sicherer ist. Die Simulation zeigt aber (siehe Abb. 33b), daß in Wirklichkeit - zumindest für die hier untersuchte Kombination von Seegangparametern - der Fall 2a viel weniger gefährlich ist. Dafür gibt es folgende Erklärung: Die durch Seegang verursachten Hebelarmschwankungen hängen sehr stark von der Schiffsform ab /21/. Wenn die Leckräume sich im Mittschiffsbereich befinden, sind diese Hebelarmschwankungen wegen der stark ausfallenden Spanten an den Schiffsenden heftig. Befinden sich die Leckräume dagegen am Heck, so sorgen der schnelle Zu- und Abfluß von Leckwasser durch die Öffnungen in der Außenhaut und eine relativ große Flutbarkeit der Räume dafür, daß der Beitrag zur Stabilitätsänderung infolge der Wellenkontur im Heckbereich (z.B. Stabilitätserhöhung im Wellental) zum Teil durch die Wassermasse im Leckraum ausgeglichen wird. Infolgedessen sind die Hebelarmschwankungen kleiner, und das Schiff sicherer.

Das unbeschädigte Schiff (Fall 1) ist starker parametrischer Erregung ausgesetzt: die Begegnungsperiode der Wellen, deren Länge der Schiffslänge entspricht, beträgt bei der vorliegenden Kombination von Begegnungswinkel  $\mu$  und Froudezahl 11.6 s, während die Rollperiode  $T_R$  in glattem Wasser (Tabelle 8), die sich allerdings im Seegang etwas ändern kann, etwa gleich der doppelten Begegnungsperiode ist. Dies führt zu relativ kurzen Kenterperioden (Tabelle 9 und Abb. 33d).

Fall	$\overline{GM}$ [m]	$T_R$ [s]
1a	0.42	28.8
1b	0.62	23.7
1c	0.82	20.6

Tabelle 8. Rollperiode in glattem Wasser

Fall	Mittlere Kenterperiode $T_K$ [Minuten] bei $H_{1/3} = 6.5$ m
1a	4.5
1b	42.0
1c	4080.0

Tabelle 9. Kenterperiode (  $T_S = 9.5s$  )

Die Dämpfung der Rollbewegung durch das Leckwasser spielt eine wesentliche Rolle. Der Leckfall 4c ist beispielsweise viel sicherer als der Intaktfall 1a (Abb. 33a) , der aber

etwas größere Werte für die metazentrische Höhe  $\overline{GM}$ , Maximalhebel und Hebelarmumfang hat (Abb. 32d, Tabelle 5).

Wenn die Schwerpunkthöhe  $\overline{KG}$  an der laut BV 1033 zulässigen Grenze von 11.76 m liegt, ist das Schiff im unverletzten Zustand (etwa Fall 1b) viel stärker gefährdet als in allen Leckfällen (Abb. 33a).

Der Leckfall 4a, der in glattem Wasser schon 24° Schlagseite und Maximalhebel von nur ca. 12cm hat (Abb. 32b), ist etwa so sicher wie der intakte Fall 1c mit Maximalhebel von ca. 76cm (Abb. 32a).

Sowohl in den Fällen 3a bzw. 3b als auch in den Fällen 5a bzw. 5b ist die Kentersicherheit des Schiffes besser als im intakten Zustand (Tabellen 9 und 10). Nur der Intaktfall 1c ( $\overline{KG} = 11.51$  m), der einen Maximalhebel von knapp 80 cm und einen Hebelarmumfang von über 60° hat (Abb. 32a), ist sicherer als die entsprechenden Leckfälle 3c und 5c.

Leckfall	Mittlere Kenterperiode $T_K$ [Minuten] bei $H_{1/3} = 6.5$ m
3a	422.0
3b	116.4
3c	170.8
5a	89.4
5b	69.0
5c	233.4

Tabelle 10

Interessant ist im Fall 3 (siehe Abb. 33c) außerdem, daß - anders als beim Fall 4 - eine  $\overline{GM}$ -Erhöhung von 0.42 m (Fall 3a) auf 0.62 m (Fall 3b) das Schiff - zumindest für die hier untersuchte Kombination von Seegangparametern - sogar etwas unsicherer macht. Auch wenn der  $\overline{GM}$ -Wert nochmals um 0.20 m auf 0.82 m (Fall 3c) erhöht wird, verbessert sich die Kentersicherheit kaum. Die Unterschiede fallen allerdings praktisch kaum ins Gewicht.

Ferner wurde festgestellt, daß in den hier untersuchten Kenterfällen die Längsbewegung nur einen relativ geringen Einfluß auf die Rechenergebnisse hat. Vergleiche hierzu die Tabellen 7c und 7d.

Schließlich wurde festgestellt, daß die Positionierung der Lecks an der Luv-Seite (Steuerbordseite) ebenfalls einen relativ geringen Einfluß auf die Rechenergebnisse hat. Vergleiche hierzu die Tabellen 7c und 7e.

### 3.8. Maß für die Kentersicherheit

In einem bestimmten Seegang ist die mittlere Kenterperiode  $T_K$  ein geeignetes, anschauliches Maß für die Kentersicherheit. Sieht man jedoch den Seegang als zufällig wechselnd an, so kann man für einen gegebenen Ladefall, eine gegebene Leckkonfiguration und eine gegebene Fahrgeschwindigkeit  $V_F$  ein Maß für die Kentersicherheit wie folgt bestimmen:

1. Man bestimmt aus Simulationen die Konstante  $B$  nach der Gleichung (20) für verschiedene Kombinationen von Seegangsrichtung  $\mu$  und kennzeichnender Seegangsperiode  $T_S$ .

2. Daraus ergibt sich bei konstanten Seegangparametern  $H_{1/3}$ ,  $T_S$  und  $\mu$  die Wahrscheinlichkeit  $F_k(t)$ , daß das Schiff während der Zeitspanne von 0 bis  $t$  nicht kentert:

$$F_k(t) = \exp(-t/T_K)$$

$$= \exp(-t/\{T_S \exp[1.0 + B H_{1/3}^{-2}]\}) .$$

Bemerkenswert ist der Verlauf von  $F_k(t)$  über  $H_{1/3}$ : Für  $t$  konstant und  $t/T_S$  so groß, daß

$$\lim_{H_{1/3} \rightarrow \infty} F_k = 0 ,$$

bleibt die Kurve  $F_k(H_{1/3})$  zunächst dicht bei 100 % und fällt dann steil bis fast auf Null ab. Abb. 34 zeigt beispielsweise 3 Kurven mit  $t = 2$  Tage und  $T_S = 9.5$  s; Tabelle 11a veranschaulicht diesen Verlauf.

$B/1000.$	$H_k$ [m]	$H_g$ [m]	$H_g - H_k$ [m]
0.34	5.52	6.50	0.98
0.47	6.52	7.68	1.16
0.58	7.24	8.53	1.29

wobei  $F_k(H_k) = 90\%$  und  $F_k(H_g) = 10\%$

Tabelle 11a

In einem Intervall für  $H_{1/3}$  von rund 1 m verringert sich also die Überlebenswahrscheinlichkeit des Schiffes von 90 auf 10%. Beträgt die Zeitspanne statt 2 Tagen nur 15 Minuten, ist der Abfall deutlich weniger steil (Tabelle 11b).

$B/1000.$	$H_k$ [m]	$H_g$ [m]	$H_g - H_k$ [m]
0.34	7.65	11.19	3.54
0.47	9.00	13.15	4.15
0.58	10.00	14.61	4.61

wobei  $F_k(H_k) = 90\%$  und  $F_k(H_g) = 10\%$

Tabelle 11b

3. Bei lecken Schiffen interessiert nicht eine Zeitspanne  $t$  von Jahren sondern nur der relativ kurze Zeitraum, den das Schiff benötigt, um z.B. den nächsten Hafen zu erreichen. Dieser Zeitraum kann z.B. ein paar Tage betragen.

Während der Zeitspanne  $t$  können aber verschiedene Seegänge auftreten. Es wird angenommen, daß jeder dieser Seegänge

- eine Zeit  $t' = 3$  Stunden andauert;
- vom vorherigen Seegang statistisch unabhängig ist.

Die Wahrscheinlichkeit  $F'$ , daß das Schiff in einem gegebenen Seegebiet während der Zeitspanne  $t' = 3$  Stunden, in der nur ein unveränderlicher Seegang vorhanden ist, *nicht* kentert, ist ein gewichtetes Mittel der Wahrscheinlichkeiten  $F_k(t')$  bei konstanten Seegangsparametern:

$$F' = 1 - \int_{H_{1/3}=0}^{\infty} \int_{T_S=0}^{\infty} \int_{\mu=0}^{2\pi} [1 - p(H_{1/3}, T_S, \mu)] F_k(t') dH_{1/3} dT_S d\mu . \quad (21)$$

Dabei ist  $p(H_{1/3}, T_S, \mu)$  die Verteilungsdichte der Seegangsparameter  $H_{1/3}$ ,  $T_S$  und  $\mu$  über der Zeit in dem betreffenden Seegebiet. Sie wird aus Statistiken des Seegangs bestimmt. Ein Beispiel für den Nordatlantik zeigt die Tabelle 12 aus /19/ (Seite 59). Sie enthält nicht die Seegangsrichtung  $\mu$ , weil man annimmt, daß die Häufigkeit, mit der verschiedene Seegangsrichtungen relativ zum Schiff angetroffen werden, über alle Winkel gleichverteilt ist:

$$p(H_{1/3}, T_S, \mu) = \frac{1}{2\pi} p_1(H_{1/3}, T_S) .$$

Der Wert  $F'$  nach (21) beträgt beispielsweise für den Leckfall 4b im Nordatlantik 99.82%. Abb. 35 zeigt die dazu notwendigen  $B$ -Werte nach Glättung und z.T. Interpolation in Abhängigkeit von der kennzeichnenden Seegangsperiode  $T_S$  und von der Seegangsrichtung  $\mu$ . Für das unverletzte Schiff mit demselben  $\overline{KG}$  wie im Fall 4b vor dem Leckwerden (Fall 1d, Tabelle 5) beträgt  $F'$  dagegen nur 92.71%.

Die Wahrscheinlichkeit  $F_s(t)$ , daß das Schiff während einer Zeitspanne  $t > t'$  nicht kentert, ist gleich

$$F_s(t) = (F')^{t/t'} . \quad (22)$$

Tabellen 13a und 13b zeigen zur Veranschaulichung Ergebnisse für verschiedene Zeitspannen  $t$ . Obwohl die Hebelarmkurve im Fall 4b kleiner ist als im Intaktfall 1d (Abb. 32c), ist das Schiff im unverletzten Zustand viel stärker gefährdet.

$t$ [Tage]	$F_s$ [%]	$1 - F_s$ [%]
1	99.02	0.98
2	97.13	2.87
3	95.72	4.28
4	94.34	5.66
5	92.97	7.03

Tabelle 13a. Leckfall 4b

$t$ [Tage]	$F_s$ [%]	$1 - F_s$ [%]
1	54.60	45.40
2	29.81	70.19
3	16.27	83.73
4	8.88	91.12
5	4.85	95.15

Tabelle 13b. Intaktfall 1d

Anschaulicher als die Größe  $F'$  ist wohl eine Langzeit-Kenterperiode  $T_{LK}$ , die in Anlehnung an Gleichung (17) (Seite 34) folgendermaßen definiert werden kann:

$$F_s(t) = \exp(-t/T_{LK}) .$$

Aus (22) erhält man dann

$$T_{LK} = - \frac{t'}{\ln(F')} .$$

Wenn  $\overline{KG}$  an der laut BV1033 zulässigen Grenze von 11.76 m liegt (Fälle 2a und 4c), ist  $T_{LK}$  viel länger als die interessierende Zeitspanne  $t$  (von z.B. 5 Tagen). Das lecke Schiff ist in diesen Fällen also kentersicher.

Beim Leckfall 4b ( $\overline{KG}$  um 0.22 m auf 11.98 m erhöht) verkürzt sich  $T_{LK}$  auf 1646 Stunden (ca. 69 Tage). Für eine Zeitspanne  $t$  von 5 Tagen ist also die Wahrscheinlichkeit, daß das Schiff im Nordatlantik kentert,

$$1 - \exp(-t/T_{LK}) \approx 1 - \left(1 - \frac{t}{T_{LK}}\right) = \frac{t}{T_{LK}} = \frac{5}{69} = 7\% .$$

Bedenkt man, daß das Schiff im Leckzustand in der Regel Kurs und Geschwindigkeit an die Kentergefahr anpassen kann, so kann man diesen Leckfall 4b ebenfalls als sicher ansehen.

Für den Intaktfall 1d ( $\overline{KG} = 11.98$  m) beträgt  $T_{LK}$  nur 39.6 Stunden.

Schließlich ist anzumerken, daß sowohl  $F'$  als auch die Langzeit-Kenterperiode  $T_{LK}$  etwas von der willkürlichen Wahl von der Seegangsdauer  $t'$  abhängen; Tabelle 14 veranschaulicht dies.

Seegangsdauer $t'$ in [Stunden]	Langzeit-Kenterperiode $T_{LK}$ in [Stunden]
1	1049
2	1378
3	1646
4	1882
5	2099
6	2301
7	2492
8	2674
9	2848
10	3016

Tabelle 14. Langzeit-Kenterperiode in Abhängigkeit von der angenommenen Seegangsdauer  $t'$  für Leckfall 4b.

### 3.9. Einfluß von Einbauten in lecken Räumen

Bisher wurden nach der Glimm-Methode nur Räume untersucht, die einen viereckigen Grundriß und keine Längsschotte hatten. Im Folgenden wird der Frage nachgegangen, welchen Einfluß Einbauten, die die Wasserbewegung im Leckraum hemmen, auf die Kentersicherheit des leckgeschlagenen Schiffes haben.

Zu diesem Zweck werden bei den Leckfällen 4a' und 5c in den Räumen 13 und 14 in der Mittschiffsebene über verschieden lange Teile der Raumlänge Längsschotte angebracht ( Abb. 36 ) und durch Simulation die mittlere Kenterperiode  $T_K$  des Schiffes für jeden dieser Fälle ermittelt. Da diese Schotte praktisch kein Volumen haben und vom Wasser umströmt werden können, werden sie in der BV 1033 nicht berücksichtigt. Die Räume mit teilweise Längsschott müssen - anders als bisher - auch in Längsrichtung in Abschnitte eingeteilt werden, was einen viel höheren Rechenaufwand erfordert. Die Tabellen 15 und 16 zeigen die Ergebnisse.

$\frac{\text{Schottlänge}}{\text{Raumlänge}}$	$\frac{T_K \text{ mit Schott}}{T_K \text{ ohne Schott}}$
0.0 %	100.0 %
25.0 %	233.0 %
50.0 %	312.0 %
75.0 %	136.0 %

Tabelle 15. Leckfall 4a'

$$T_S = 8.5 \text{ s}, \mu = 0 \text{ und } H_{1/3} = 12 \text{ m.}$$

$\frac{\text{Schottlänge}}{\text{Raumlänge}}$	$\frac{T_K \text{ mit Schott}}{T_K \text{ ohne Schott}}$
0.0 %	100.0 %
25.0 %	154.0 %
50.0 %	167.0 %
75.0 %	154.0 %

Tabelle 16. Leckfall 5c

$$T_S = 9.5 \text{ s}, \mu = 0 \text{ und } H_{1/3} = 10 \text{ m.}$$

In allen Fällen ergibt sich durch Einbauten eine Dämpfung der Flüssigkeitsbewegung und damit der Rollbewegung des Schiffes, die die mittlere Kenterperiode vergrößert. In beiden Leckfällen ist die Wirkung bei einem Längsschott von etwa halber Raumlänge am größten.

### 3.10. Bewertung der Ergebnisse

Die zuvor beschriebenen Rechnungen haben gezeigt, daß das Leckwasser eine so starke Dämpfung der Rollbewegung bewirkt, daß ein leckgeschlagenes Schiff mit sehr kleinen Hebelarmkurven in einem Zeitraum in der Größenordnung von Tagen kenter-sicher sein kann. Diese Dämpfung der Rollbewegung wird durch Einbauten in den Leckräumen noch verstärkt. Hinzu kommt, daß eine geringere Erregung der Schiffs-bewegung durch die hydrostatischen Hebelarmschwankungen im Seegang stattfindet, wenn sich die Leckräume am Heck oder am Bug befinden. Ferner haben die Rechnun-gen gezeigt, daß eine Erhöhung der metazentrischen Höhe  $\overline{GM}$  nicht in allen Fällen eine erhöhte Kentersicherheit zur Folge hat.

Bedenkt man, daß das Schiff im Leckzustand - aber nicht in gleichem Maße im Intaktzustand - in der Regel Kurs und Geschwindigkeit an die Kentergefahr anpassen kann, so kann man die Kentersicherheit im Leckfall - wie es die BV 1033 vorsieht - ohne Seegang anhand der Glattwasserkurve beurteilen.

Bei der Beurteilung der Kentersicherheit im Intaktzustand, bei dem große Hebelarme nötig sind, muß dagegen der Einfluß des Seegangs unbedingt berücksichtigt werden.

### 3.11. Datenvorbereitung und Rechenzeit

Ist vom Benutzer ein Archimedes-Datensatz mit der Beschreibung der Schiffsform und der Räume erstellt worden, so können die als Eingabe für die Rollsimulation benötigten Hebelarmkurven des Schiffes sowie die Volumen- und Schwerpunktkurven der Räume schnell mit Hilfe von fertigen "Vorschaltprogrammen" berechnet werden. Auch die Berechnung der Übertragungsfunktionen erfordert wenig manuelle Vorberei-tungszeit.

Sind Tanks oder Leckräume im Schiff vorhanden, so erhöht sich der Rechenaufwand gegenüber dem Fall eines unbeschädigten Schiffes erheblich, nicht nur weil dann die Flüssigkeitsbewegung in den Räumen und der Zu- und Abfluß von Leckwasser durch die Öffnungen mit simuliert werden müssen, sondern auch, weil pro Schiffszeitschritt die Rollbewegungsgleichung 2 mal (Prädiktor und Korrektor) integriert wird. Mit Ab-stand ist von diesen Faktoren die Simulation der Flüssigkeitsbewegung nach der Glimm-Methode am rechenintensivsten. Dadurch, daß diese Methode nur bei relativ kleinen Krängungen benutzt wird, und daß in der vorliegenden Arbeit Kenterfälle in z.T. extrem steilen Seegängen untersucht wurden, bei denen sehr häufig größere Krängungswinkel auftreten, bleibt der Rechenaufwand aber insgesamt verhältnismäßig gering.

In allen zuvor beschriebenen Rechnungen wurde für die Integration der Schiffsbe-wegung ein konstanter Zeitschritt  $\Delta t$  von ca. 1 s benutzt. Der Seegang wurde aus 40 regelmäßigen Wellen superponiert. Im Folgenden werden einige Beispiele für den Rechenbedarf gegeben:

- a) Die Simulation der Rollbewegung eines unbeschädigten Schiffes ohne Berücksichtigung der Längsbewegung infolge des Seeganges erfordert auf der VAX-11/780 im allgemeinen ca. 1 Sekunde CPU-Zeit pro 25 Sekunden Echtzeit. Wird die Längsbewegung mit simuliert, erhöht sich dieses Verhältnis auf 1/14.
- b) Sind während der Simulation die Räume nur nach dem Tiefwasserverfahren behandelt worden, so beträgt das Verhältnis CPU-Zeit/Echtzeit ohne Längsbewegung etwa 1/12.
- c) Bei der untersuchten Leckkonfiguration 4 (siehe Abb. 31b) mit
- einem quaderförmigen Raum (Leckräume 13 und 14 zusammengelegt), der nach der Glimm-Methode zweidimensional behandelt wurde, d.h. nur in Breitenrichtung (in 16 Abschnitte) eingeteilt, und
  - den Leckräumen 23 und 24 nach dem Tiefwasserverfahren behandelt,
- beträgt das Verhältnis CPU-Zeit/Echtzeit ohne Längsbewegung ca. 1/2.
- d) Werden bei Leckfall 4 die quaderförmigen Räume 13 und 14 zur Berücksichtigung der Einbauten nach der Glimm-Methode drei- statt zweidimensional behandelt (Grundriß in 16 Abschnitte in Breiten- und in 8 in Längsrichtung eingeteilt), so beträgt das CPU-Echtzeit-Verhältnis ohne Längsbewegung ca. 7/1.

## VII. Literatur

- [1] H. Söding,  
Leckstabilität im Seegang, IfS-Bericht Nr. 429, 1982.
  
- [2] H. Böttcher, F. Petey und H. Söding,  
IfS-Abschlußbericht zum Vorhaben Leckstabilität im Seegang, unveröffentlicht, 1986.
  
- [3] J. Dillingham,  
Motion studies of a vessel with water on deck, Marine Technology, Vol.18, No.1,  
1981.
  
- [4] J.J. Stoker  
Water waves, Pure and Applied Mathematics Vol. IV, Interscience Publishers, 1957.
  
- [5] R. Bass,  
Dynamic slosh induced loads on liquid cargo tank bulkheads, SNAME Technical and  
Research Report R-19, 1975.
  
- [6] J. Smoller,  
Shock waves and reaction-diffusion equations, Springer-Verlag, 1983.
  
- [7] P. Colella,  
Glimm's method for gas dynamics, SIAM J. SCI. STAT. COMPUT., Vol.3, No. 1,  
1982.
  
- [8] Verhagen and Wijngaarden,  
Non-linear oscillations of fluid in a container, Journal of Fluid Mechanics, 1965.
  
- [9] A.J. Chorin,  
Random choice solution of hyperbolic systems, Journal of Computational Physics  
22, 1976.
  
- [10] F. Petey,  
Berechnung der Flüssigkeitsbewegung in teilgefüllten Tanks und Leckräumen, IfS-  
Bericht Nr.447, 1984.
  
- [11] J.T. Dillingham und J.M. Falzarano,

Three dimensional numerical simulation of green water on deck, Third International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, September 1986.

[12] O. Grim,

Beitrag zu dem Problem der Sicherheit des Schiffes im Seegang, Schiff und Hafen, Heft 6, 1961.

[13] I. Poulsen,

Benutzerhandbuch für das Programm-System Archimedes 76, ESS-Bericht Nr.20, 1976.

[14] Bauvorschrift 1033 für Schiffe der Bundesmarine, Stabilität der Überwasserschiffe, Bundesamt für Wehrtechnik und Beschaffung, Koblenz.

[15] B. Arndt,

Ausarbeitung einer Stabilitätsvorschrift für die Bundesmarine, Jahrbuch der STG, Band 59, 1965.

[16] H. Söding,

Gutachten über die Belastungen des Schiffes E.L.M.A. Tres durch Seegang am Vormittag des 26.11.1981, IfS-Schrift Nr. 2327, 1982.

[17] H. Söding,

Ermittlung der Kentergefahr aus Bewegungssimulationen, Schiffstechnik, Band 34, Heft 1, Mai 1987.

[18] H. Söding,

Simulation der Bewegungen intakter und lecker Schiffe, Kontaktstudium, 23. Fortbildungskurs, 1987.

[19] H. Söding,

Lastannahmen bei der direkten Dimensionierung, Kontaktstudium, 22. Fortbildungskurs, 1986.

[20] H. Söding und E. Tonguc,

Computing capsizing frequencies of ships in a seaway, Third International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, September 1986.

- [21] W. Abicht,  
Über das Rollen schlanker Schiffe in längslaufenden Wellen, Jahrbuch der STG 1969,  
Seite 457 ff.
- [22] P. Blume,  
Experimentelle Bestimmung der Koeffizienten der wirksamen Rolldämpfung und ihre  
Anwendung zur Abschätzung extremer Rollwinkel, Schiffstechnik, Band 26, 1979.
- [23] G.E. Gadd,  
Bilge keels and bilge vanes, National Physical Laboratory, Nat. Phys. Lab. - Ship  
Division - Rep. 64, 1964.
- [24] M. Martin,  
Roll damping due to bilge keels, Iowa Inst. of Hydraulic Research, Rep. Contr. No.  
1611(01), 1958.
- [25] W. Blendermann,  
Windkräfte am Schiff, IfS-Bericht Nr. 467, 1986.
- [26] H. Böttcher,  
Ship motion simulation in a seaway using detailed hydrodynamic force coefficients,  
Third International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, September  
1986.
- [27] W.G. Price and R.E.D. Bishop,  
Probabilistic theory of ship dynamics, Chapman and Hall.
- [28] Ro/Ro-Frachtschiff "Transfinlandia", HANSA, Nr.18, 1981.
- [29] H.-P. Kröger,  
Rollsimulation von Schiffen im Seegang, Schiffstechnik, Band 33, 1986.
- [30] E.H. Middleton and E. Numata,  
Tests of a damaged stability model in waves, SNAME Spring Meeting Paper, 1970.
- [31] H. Bird and R.P. Browne,  
Damage stability model experiments, Transactions of the Royal Institution of Naval  
Architects, Volume 116, 1974.

- [32] R.P. Browne,  
Damage stability capsize tests, Report of the National Physical Laboratory, Ship Division, England, 1971.
- [33] E. Stahlschmidt,  
Modellversuche zur Untersuchung der Kentersicherheit leerer Schiffe in regelmäßigen und unregelmäßigen Wellen, IfS-Bericht für das Bundesministerium für Verkehr, 1970.
- [34] O. Krappinger, K. Aßmann, H. Hormann, H. Zunker und P. Matersen,  
Künftige Randbedingungen für den Schiffsentwurf / Neue IMCO-Regeln für die Unterteilung von Fahrgastschiffen und Tankern, 5. Fortbildungskurs, Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, 1974.
- [35] H. Horman und D. Wagner,  
Stability criteria for present day ships designs, Third International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, September 1986.
- [36] W. Abicht,  
Stabilität, Lecksicherheit und Stapellauf, IfS-Vorlesungsskript Nr.29.
- [37] D. Wagner,  
Kentersicherheit intakter Schiffe - Entwicklung und gegenwärtiger Stand, 23. Fortbildungskurs, Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, 1987.
- [38] P. Blume,  
Kentersicherheit intakter Schiffe, 23. Fortbildungskurs, Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, 1987.
- [39] W. Abicht,  
Leckstabilität und Sinksicherheit, 23. Fortbildungskurs, Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, 1987.
- [40] H. Hormann und H. Kerner,  
Vorschriften für Handelsschiffe - Stand und Tendenzen, 23. Fortbildungskurs, Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, 1987.
- [41] E. Nießen und K. Vogt,

Vorschriften für Marineschiffe - Stand und Tendenzen, 23. Fortbildungskurs, Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, 1987.

[42] W. Abicht,

Investigation into the evaluation of safety of MV "European Gateway", IfS-Schrift 2340, 1984.

[43] H. Söding,

Simulationsmethoden bei der Berechnung des Seeverhaltens von Schiffen, Schiffstechnik Bd.25, 1978.

[44] O.M. Faltinsen,

A numerical nonlinear method of sloshing in tanks with two-dimensional flow, Journal of Ship Research, Vol.22, No.3, 1978.

[45] T.J. Bridges,

A numerical simulation of large amplitude sloshing, Third Int. Congress on Num. Hydrodyn., Paris, 1981.

[46] N.E. Mikelis, J.K. Miller and K.V. Taylor,

Sloshing in partially filled liquid tanks and its effect on ship motions: Numerical simulations and experimental verification, Spring Meeting of the Royal Institution of Naval Architects, 1984.

[47] H.S. Koh,

Einfluß eines Schlingerdämpfungstanks auf die Rollbewegungen eines Schiffes, IfS-Bericht 472, 1987.

[48] P. Blume und H.G. Hattendorff,

Stabilität und Kentersicherheit moderner Handelsschiffe, HSVA-Bericht Nr. S 165/83, 1983.

[49] O. Grim,

Rollschwingungen, Stabilität und Sicherheit im Seegang, Schiffstechnik, 1. Heft, 1952.

[50] W. Abicht,

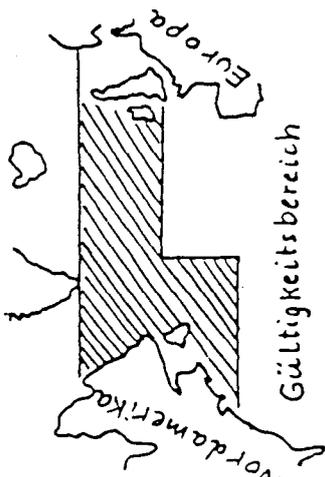
Die Sicherheit der Schiffe im nachlaufenden unregelmäßigen Seegang, IfS-Bericht 274, 1971.

[51] Y. Zhou,

Die Berechnung der Rolldämpfung von Schiffen, IfS-Bericht 474, 1987.

[52] N. Umeda und Y. Yamakoshi

Experimental study on pure loss of stability in regular and irregular following seas, Third International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, September 1986.



Kennzeichnende Höhe $H_{1/3}$	3.2	4.8	6.2	7.5	8.7	9.8	11.0	12.4	13.7	15.0	16.4	18.0	20.0	22.5	25.7	$\infty$
$\infty$																7.0E-6
22																2.0E-5
20																3.0E-5
18														6.0E-5		3.0E-5
16												1.6E-4		1.7E-4		3.3E-5
14											4.0E-4	4.9E-4		2.3E-4		5.0E-5
12										8.0E-4	9.7E-4	1.0E-3		3.0E-4		7.0E-5
10							1.1E-3	2.0E-3	3.5E-3	1.7E-3	4.3E-4	1.7E-3		4.3E-4		8.0E-5
9							3.6E-4	3.4E-3	2.4E-3	2.0E-3	9.0E-4	9.0E-4		2.0E-4		4.0E-5
8							2.0E-4	3.0E-3	4.0E-3	2.3E-3	1.0E-3	1.0E-3		2.4E-4		4.0E-5
7							1.0E-4	4.0E-3	7.0E-3	5.1E-3	2.7E-3	1.1E-3		2.7E-4		5.0E-5
6							5.8E-3	7.1E-3	1.1E-2	6.7E-3	3.0E-3	1.2E-3		3.0E-4		5.0E-5
5					1.0E-4	4.0E-3	1.3E-2	2.1E-2	1.4E-2	8.3E-3	5.7E-3	1.1E-3		2.9E-4		5.0E-5
4				1.0E-4	6.0E-3	2.5E-2	3.0E-2	2.5E-2	1.7E-2	4.7E-3	4.7E-3	2.2E-3		2.8E-4		4.0E-5
3				1.1E-2	4.2E-2	4.9E-2	4.1E-2	2.9E-2	1.6E-2	6.6E-3	3.5E-3	1.7E-3		2.1E-4		4.0E-5
2			6.0E-3	4.4E-2	4.4E-2	4.0E-2	3.6E-2	2.7E-2	1.4E-2	6.0E-3	3.0E-3	1.6E-3		2.0E-4		3.0E-5
1		1.6E-3	3.4E-2	4.4E-2	3.8E-2	2.5E-2	2.0E-2	1.5E-2	7.7E-3	4.0E-3	2.3E-3	1.4E-3		1.9E-4		2.0E-5
0	7.0E-3	1.4E-2	1.5E-2	1.5E-2	1.3E-2	1.0E-2	6.9E-3	4.1E-3	4.1E-3	2.0E-3	1.3E-3	8.6E-4		1.0E-4		1.0E-5

Kennzeichnende Periode  $T_s$  in s

Tabelle 12 aus /19/:

Relative Häufigkeit, mit der im Nordatlantik Seegang angetroffen wird, dessen Parameter  $H_{1/3}$  und  $T_s$  zwischen den für jeden Tabelleneintrag angegebenen Grenzen liegen. Extrapoliert und geglättet nach Bales et al (1980).

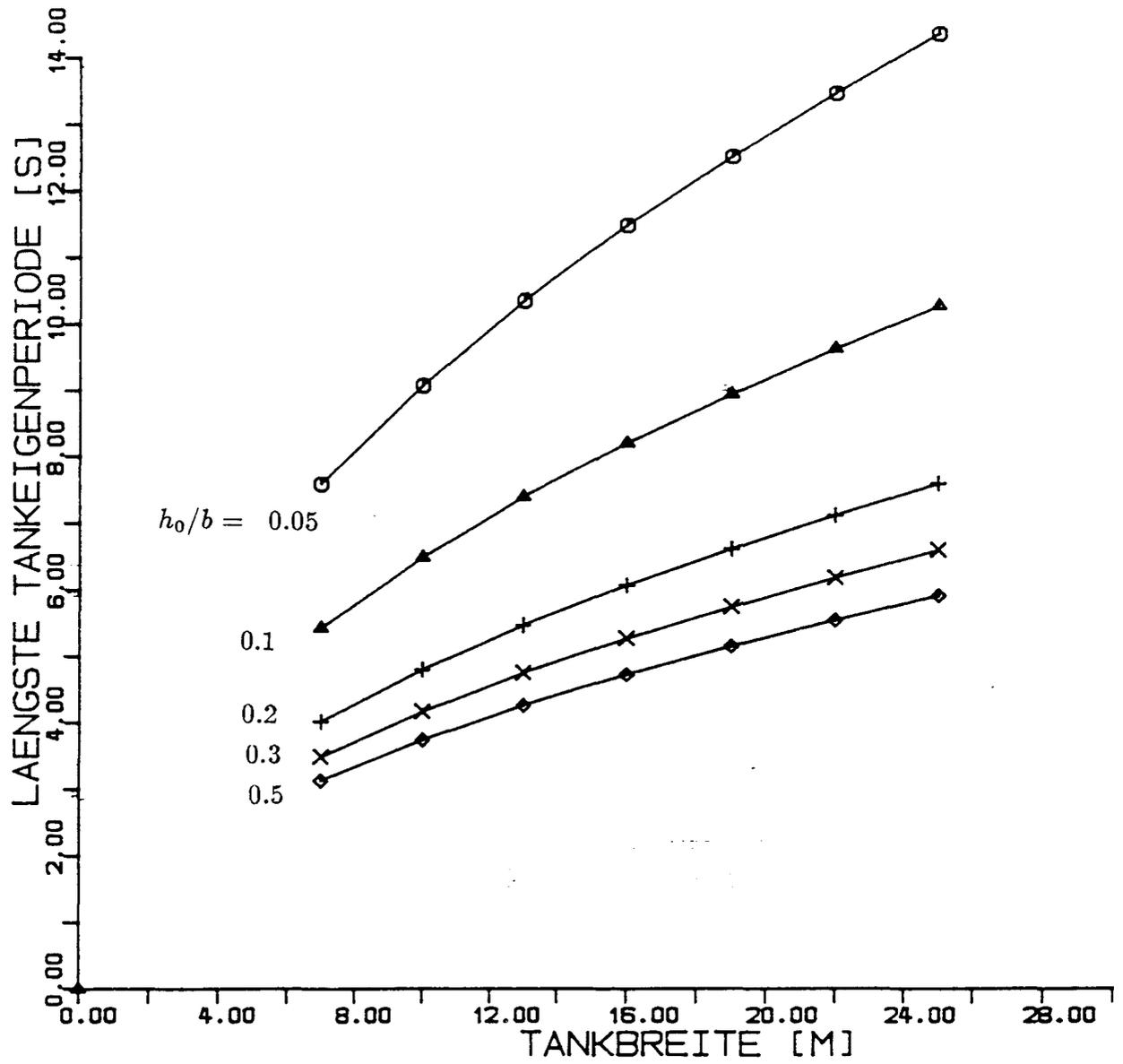


Abb. 1. Längste Eigenperiode eines quaderförmigen Tanks, wobei  $h_0$  die mittlere Füllhöhe und  $b$  die Tankbreite sind.

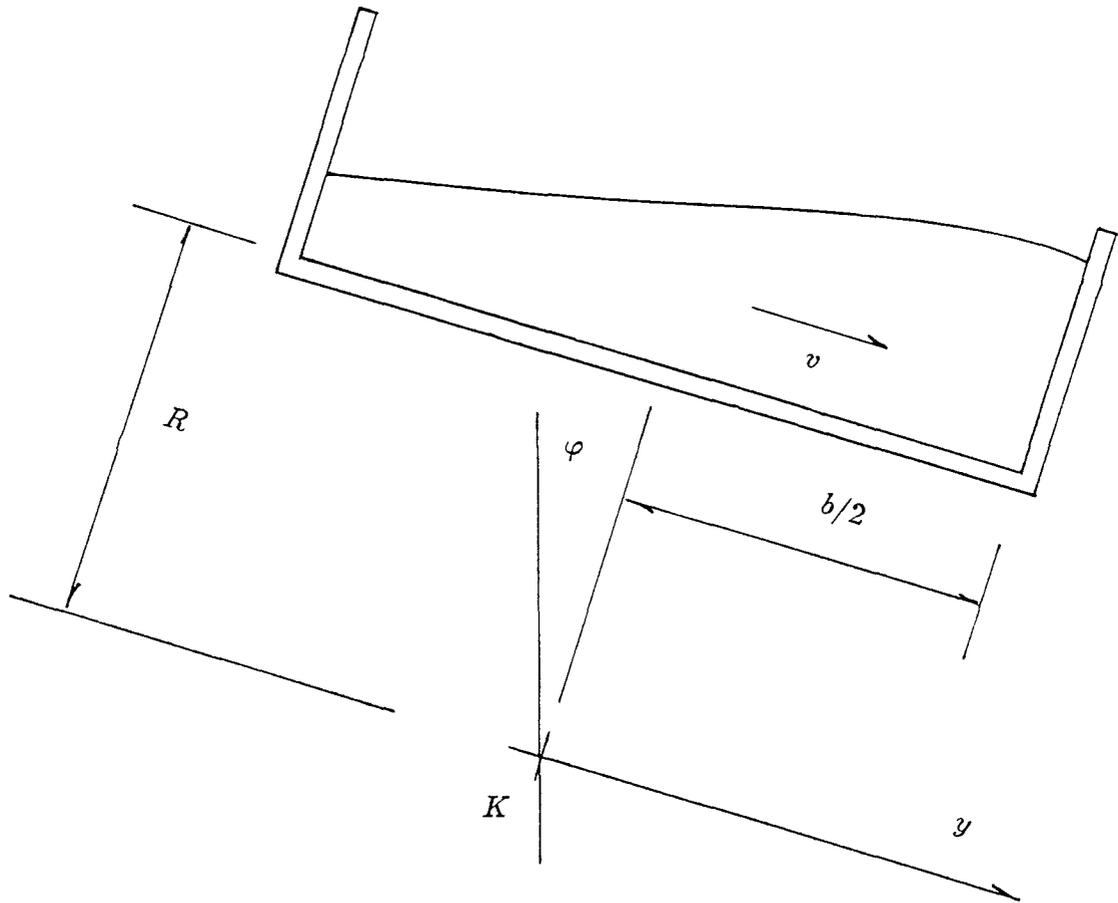


Abb. 2. Rollbewegung eines Tanks um eine Längsachse durch den Punkt K (von hinten gesehen).

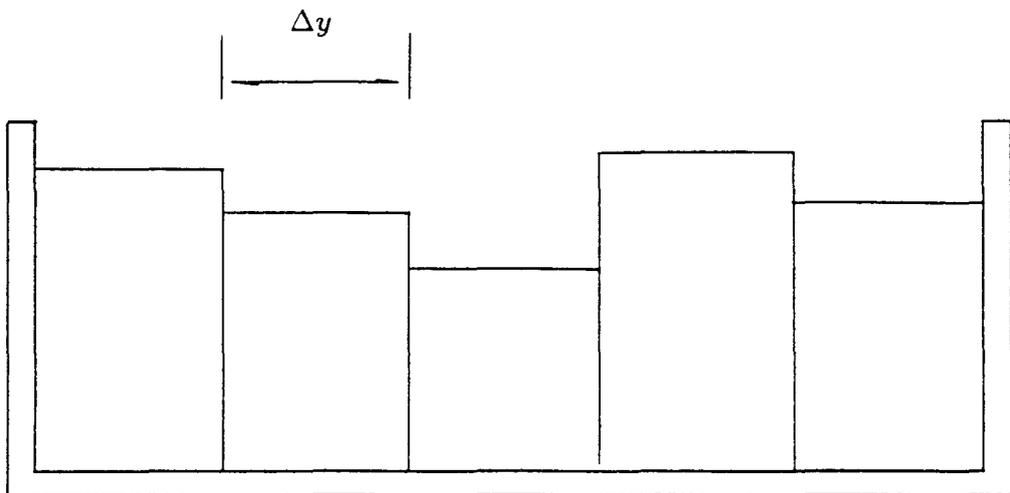
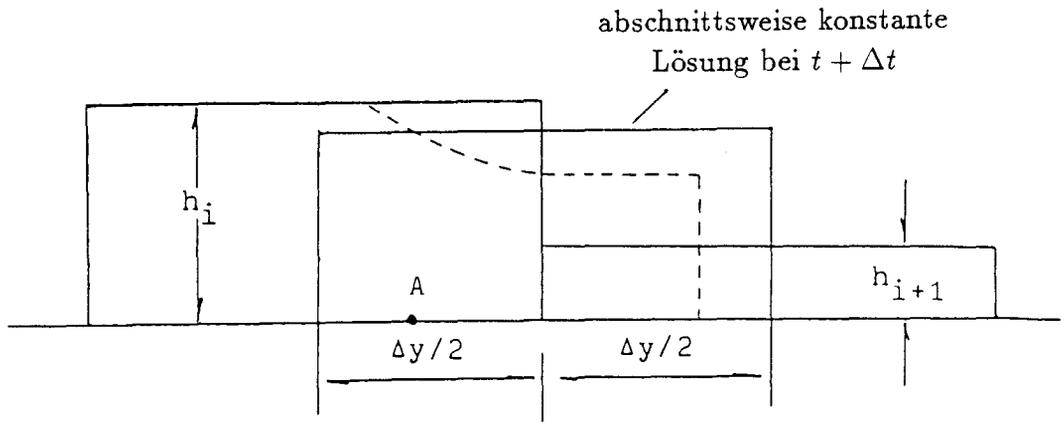
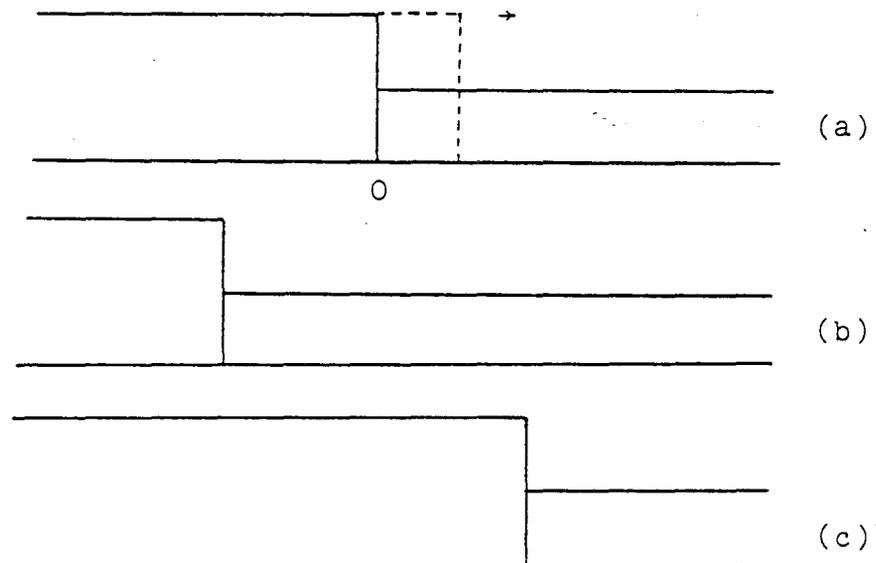


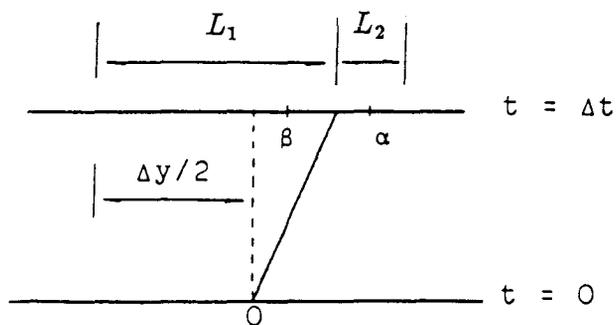
Abb. 3. Einteilung des Tanks.



**Abb. 4.** Glimm-Methode. Abschnittsweise konstante Lösung bei  $t + \Delta t$  an dem Punkt A gewählt.  $h_i$  und  $h_{i+1}$  sind die abschnittsweise konstante Lösung bei  $t$  und die gestrichelte Linie ist die analytische Lösung des "Dambruch-Problems" bei  $t + \Delta t$ .



**Abb. 5.** Stoßwelle mit konstanter Geschwindigkeit.



**Abb. 6.** Wahl der abschnittsweise konstanten Lösung bei  $t = \Delta t$

PHI-ROLLWINKEL  $\varphi$

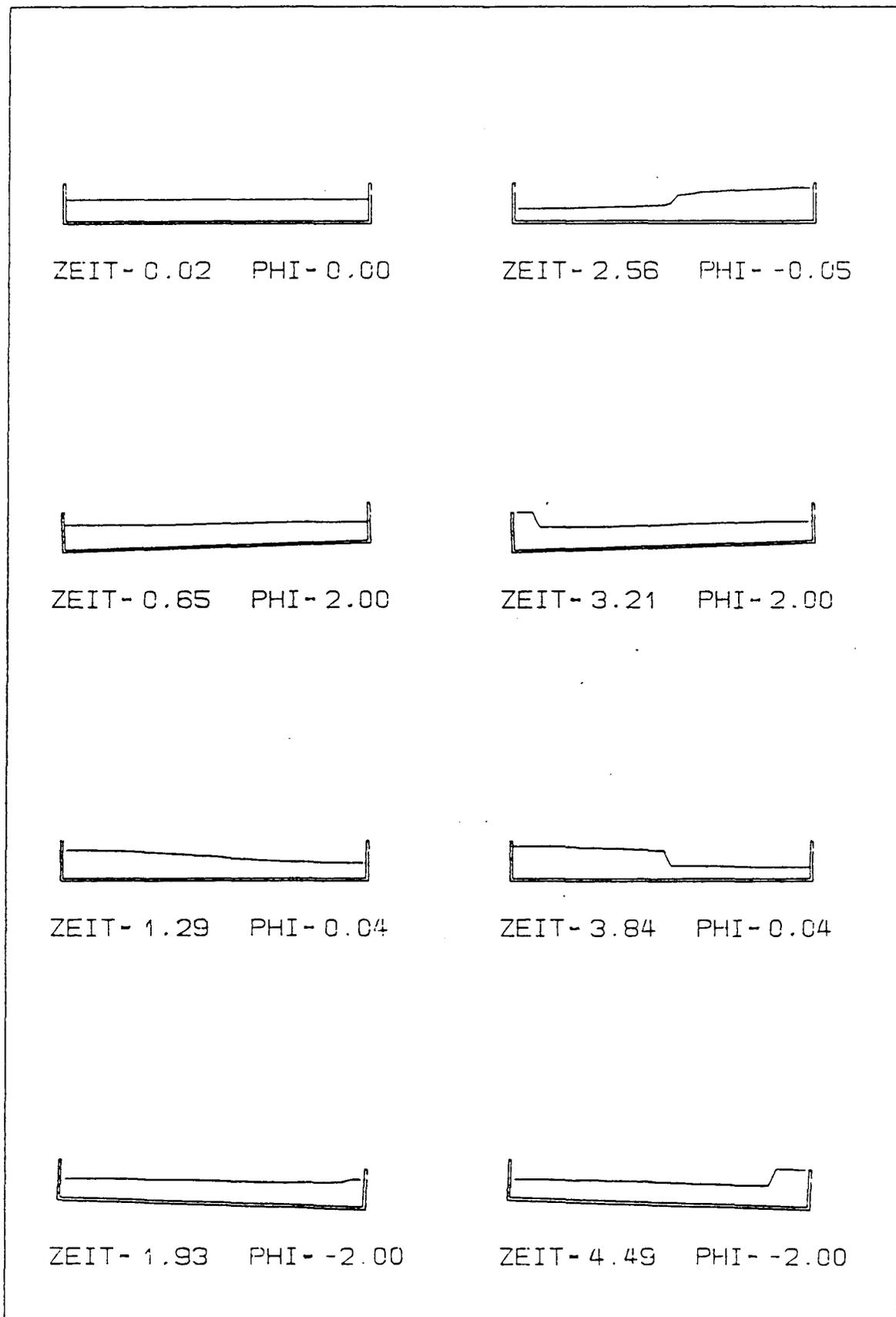


Abb. 7. Schwallbildung bei harmonischer Drehbewegung eines Tanks um den Mittelpunkt des Tankbodens.

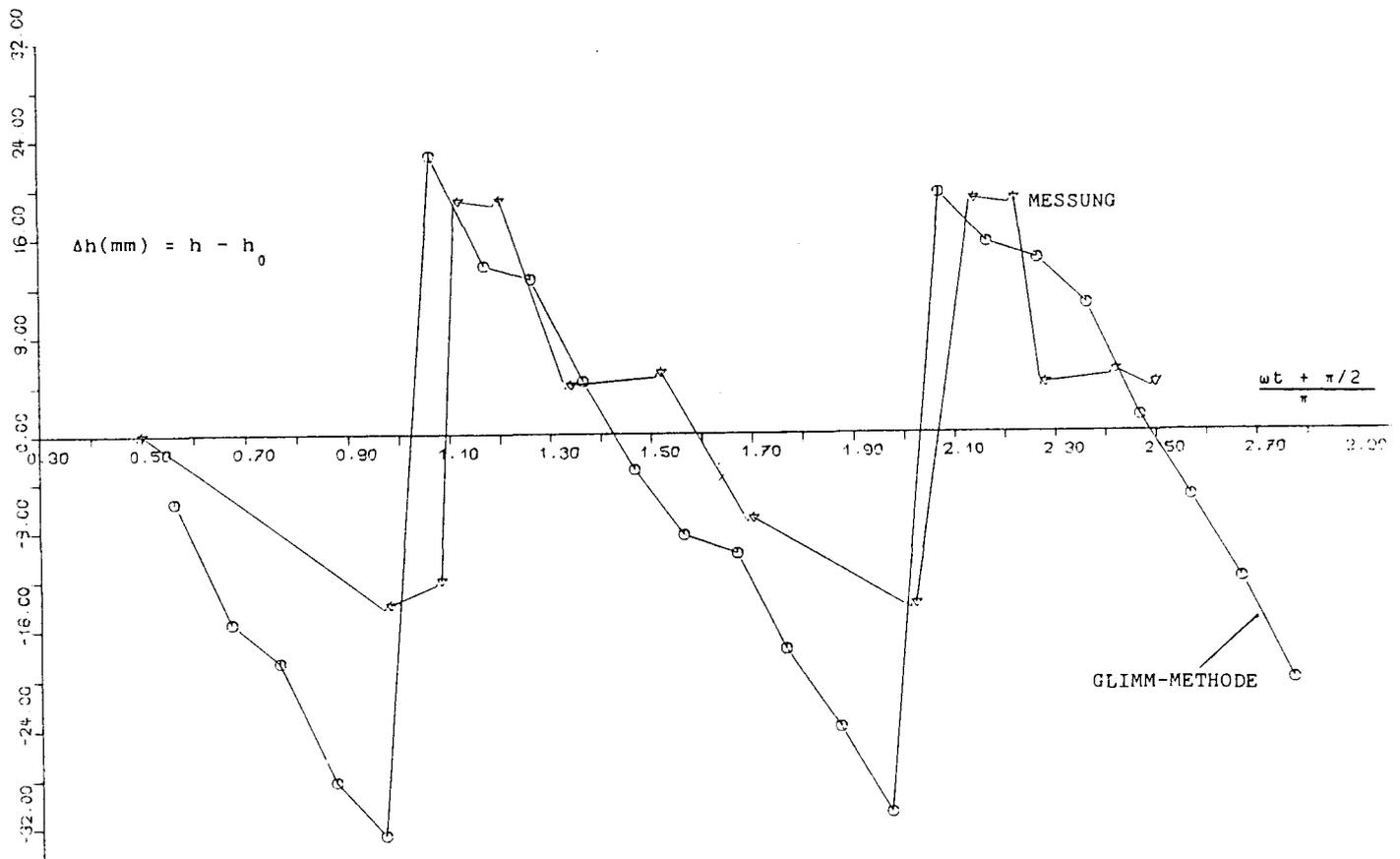


Abb. 8. Wassererhebung  $\Delta h$  in der Mitte des Tanks ( $y = 0$ ).

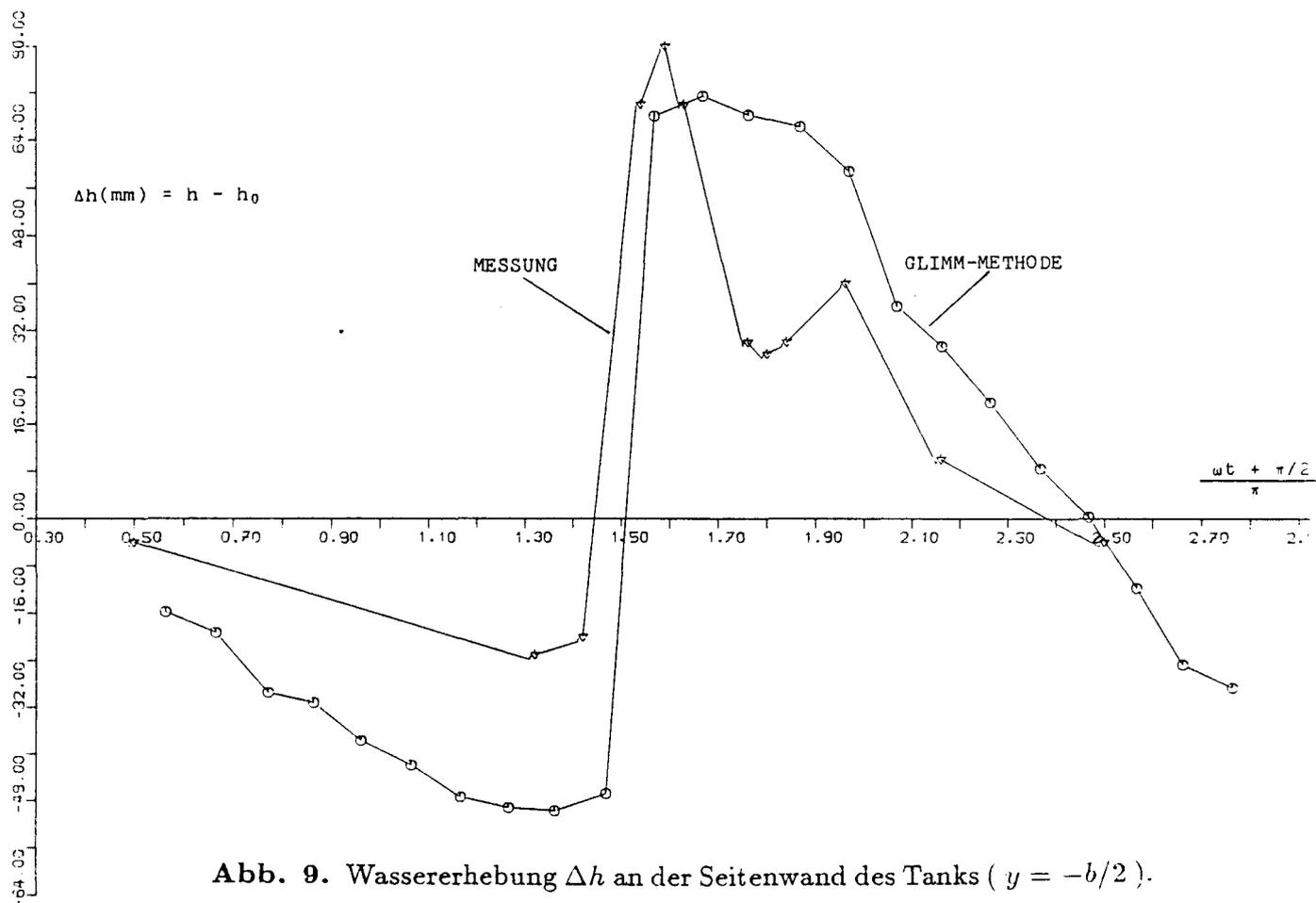


Abb. 9. Wassererhebung  $\Delta h$  an der Seitenwand des Tanks ( $y = -b/2$ ).

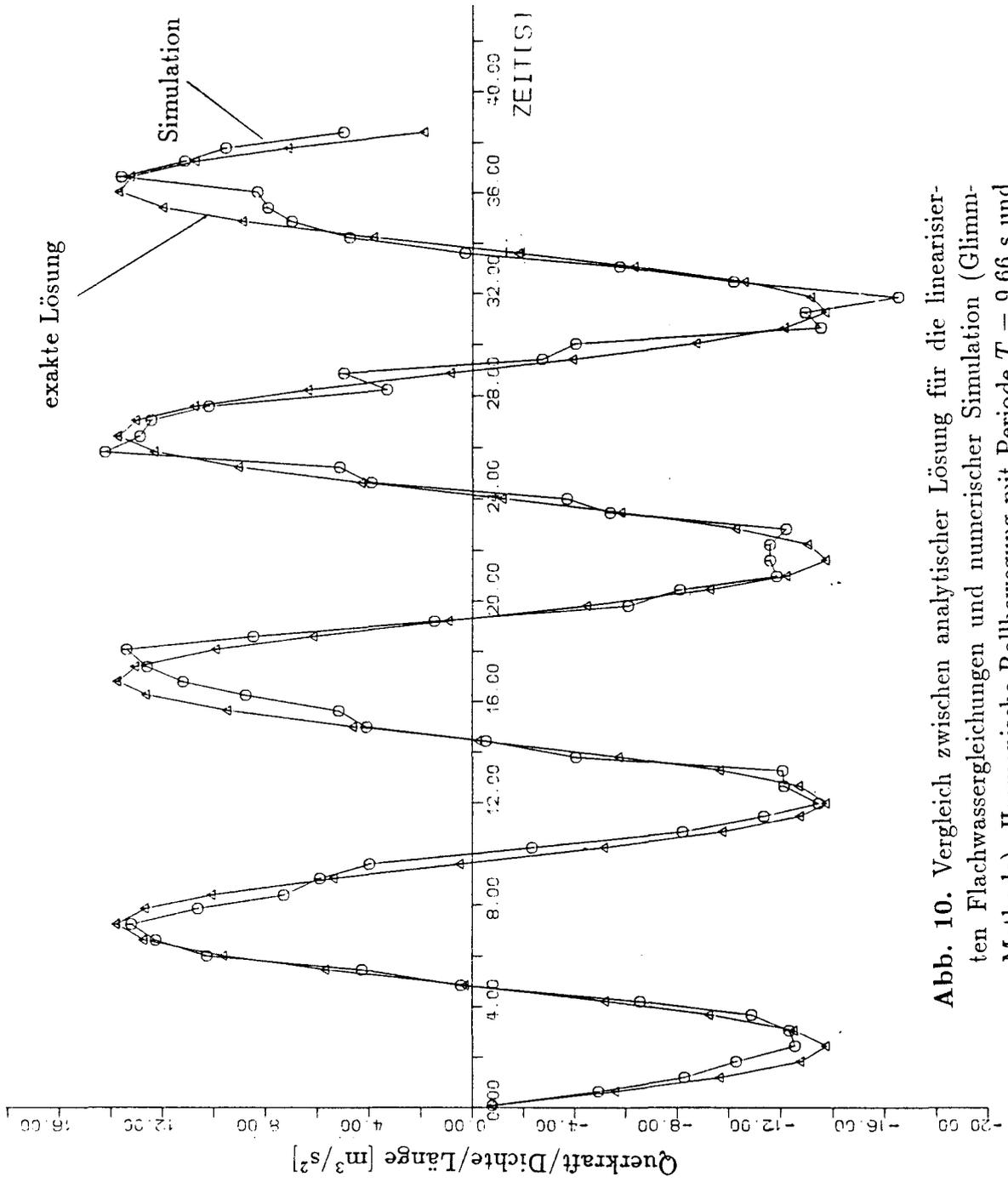
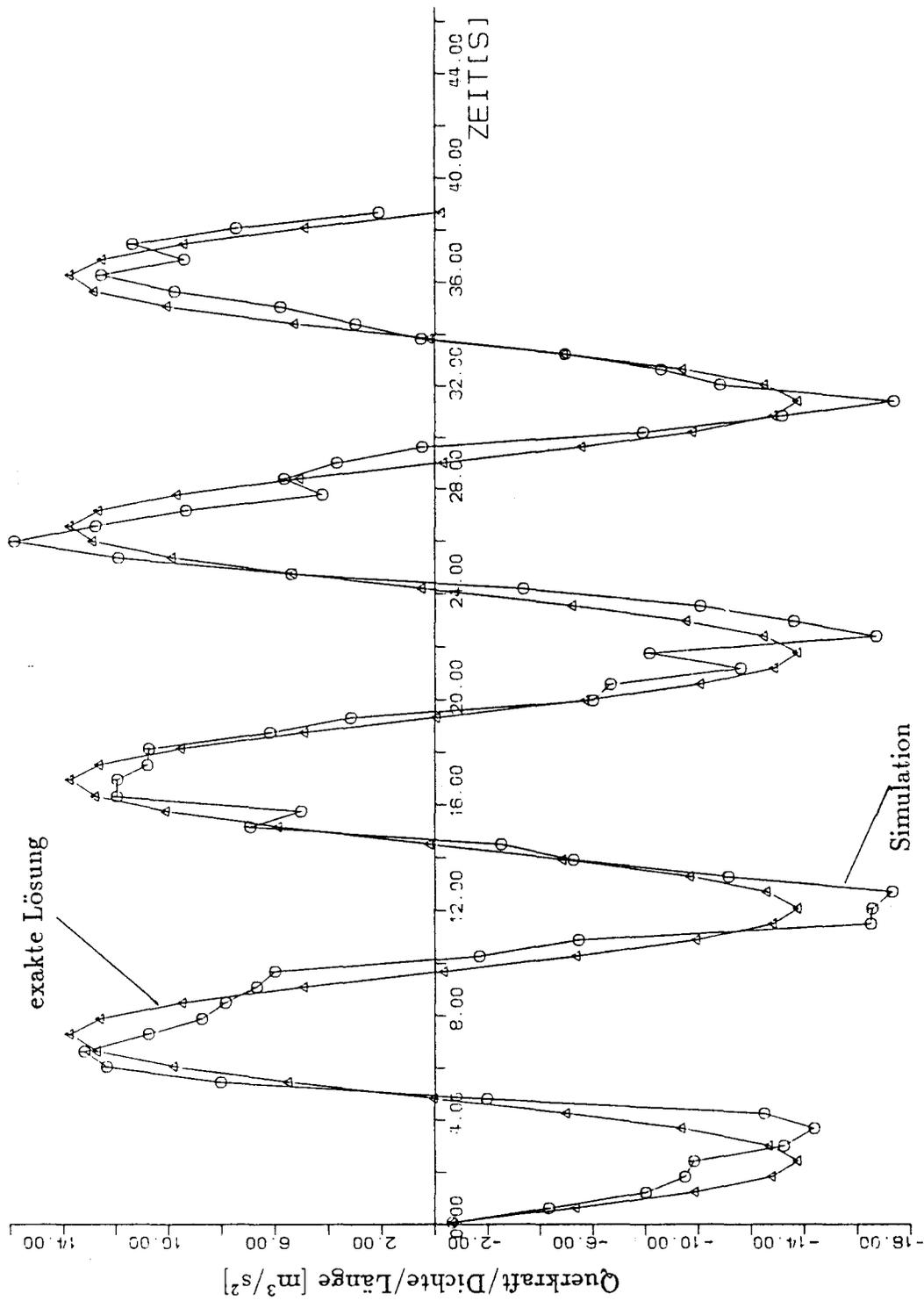


Abb. 10. Vergleich zwischen analytischer Lösung für die linearisierten Flachwassergleichungen und numerischer Simulation (Glimmer-Methode). Harmonische Rollbewegung mit Periode  $T = 9.66$  s und Amplitude  $\varphi_0 = 5^\circ$ ; Tankeigenperiode  $T_0 = 4$  s. Simulation mit van-der-Corput-Zufallszahlen.



**Abb. 11.** Vergleich zwischen analytischer Lösung für die linearisierten Flachwassergleichungen und numerischer Simulation (Glimmer-Methode). Harmonische Rollbewegung mit Periode  $T = 9.66$  s und Amplitude  $\varphi_0 = 5^\circ$ ; Tankeigenperiode  $T_0 = 4$  s. Simulation mit Zufallsfunktion aus der Fortran-Bibliothek des Rechners.

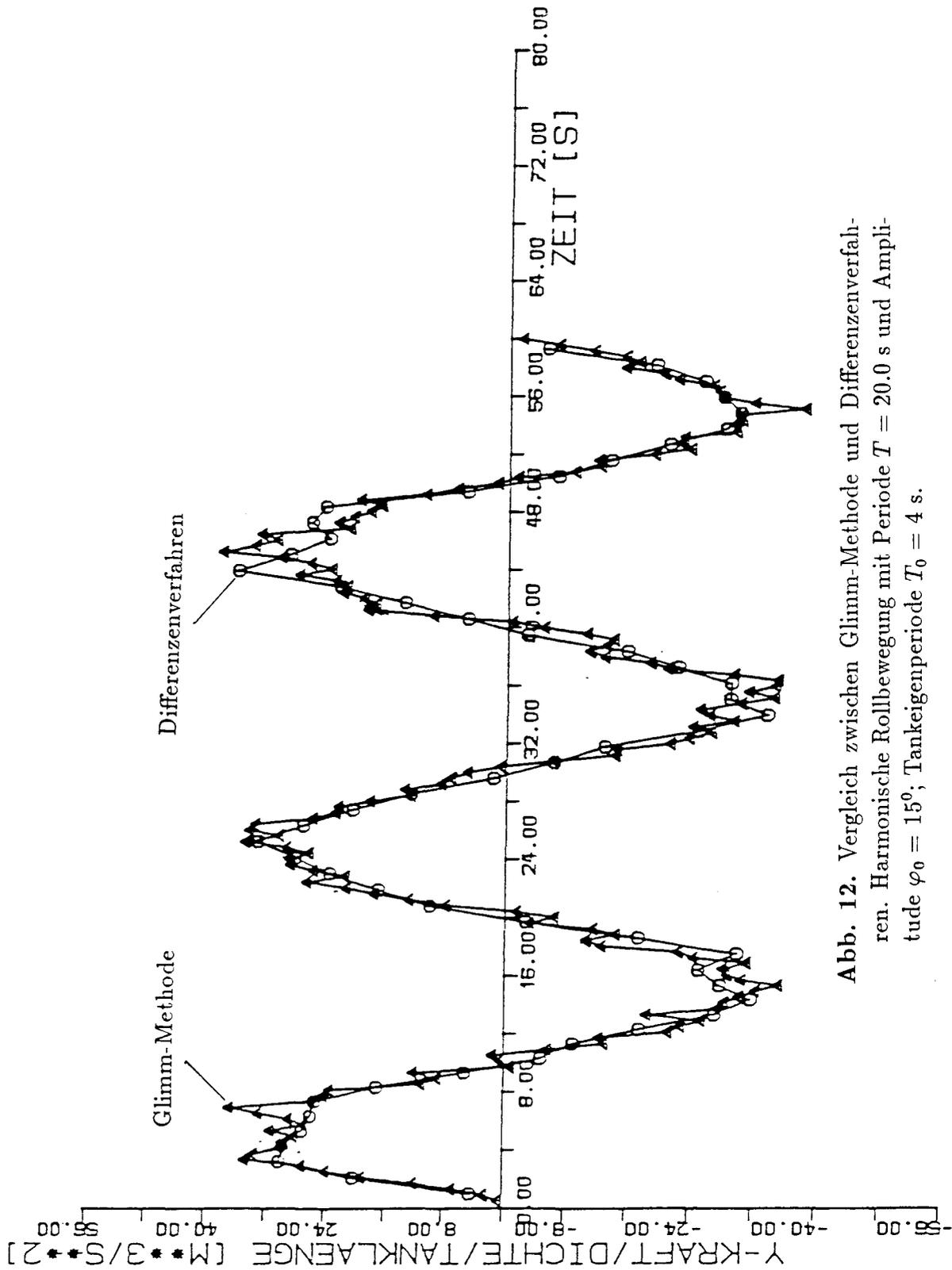


Abb. 12. Vergleich zwischen Glimm-Methode und Differenzenverfahren. Harmonische Rollbewegung mit Periode  $T = 20.0$  s und Amplitude  $\varphi_0 = 15^\circ$ ; Tankeigenperiode  $T_0 = 4$  s.

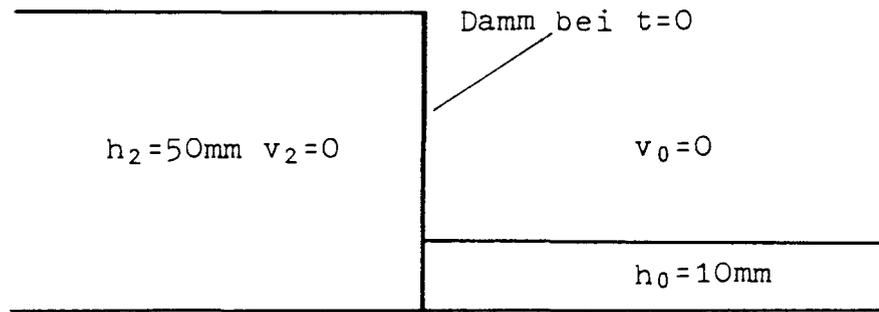


Abb. 13. Damm.

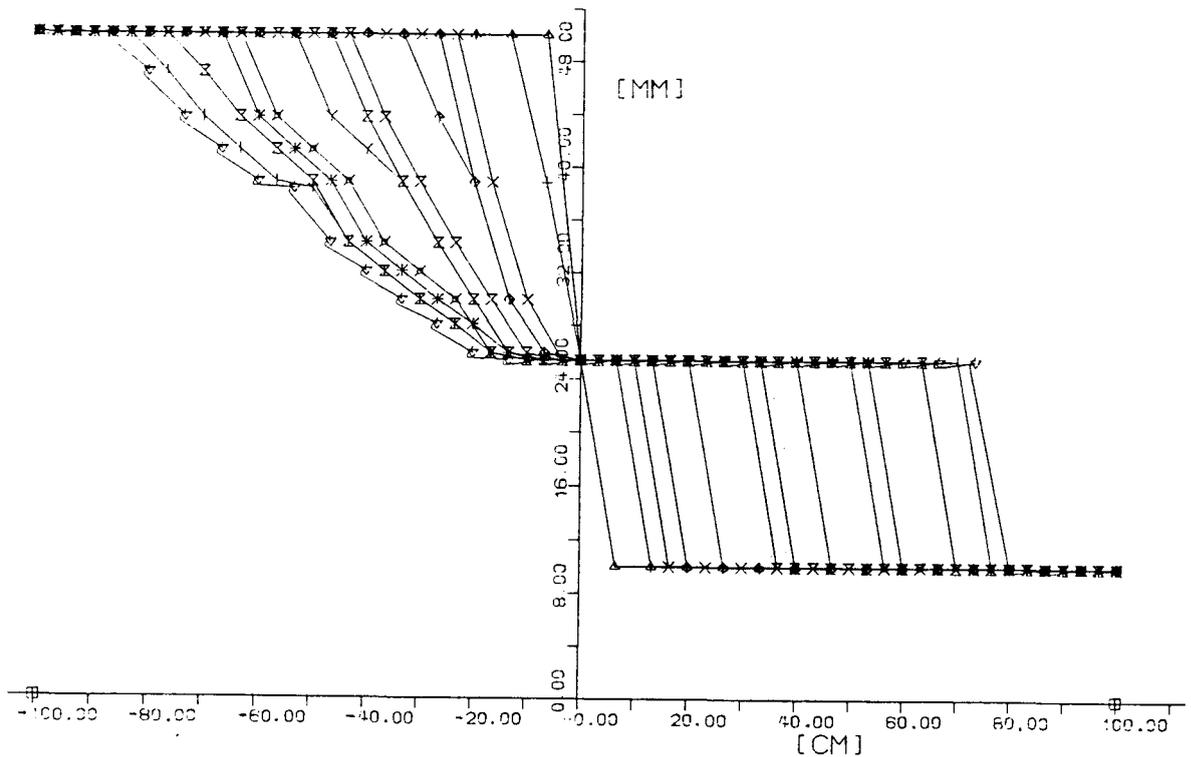


Abb. 14. Simulation eines "Dammbruchs". Flüssigkeitsoberfläche zwischen  $t = 0$  und  $t = 1.2$  s nach der plötzlichen Entfernung des Dammes in Zeitabständen  $\Delta t$  von ca. 0.1 s.

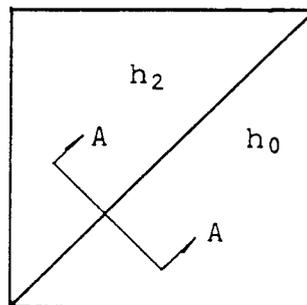
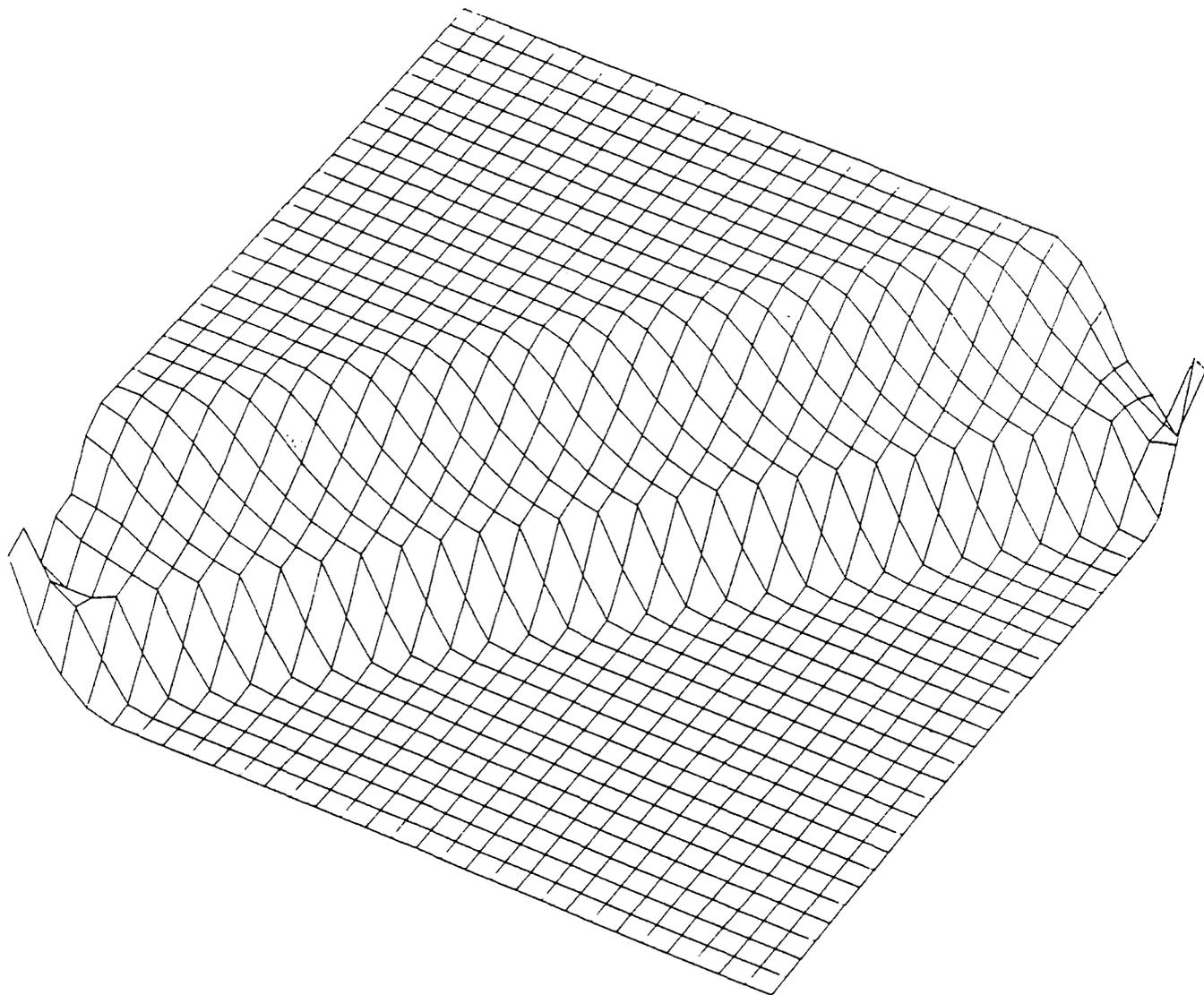
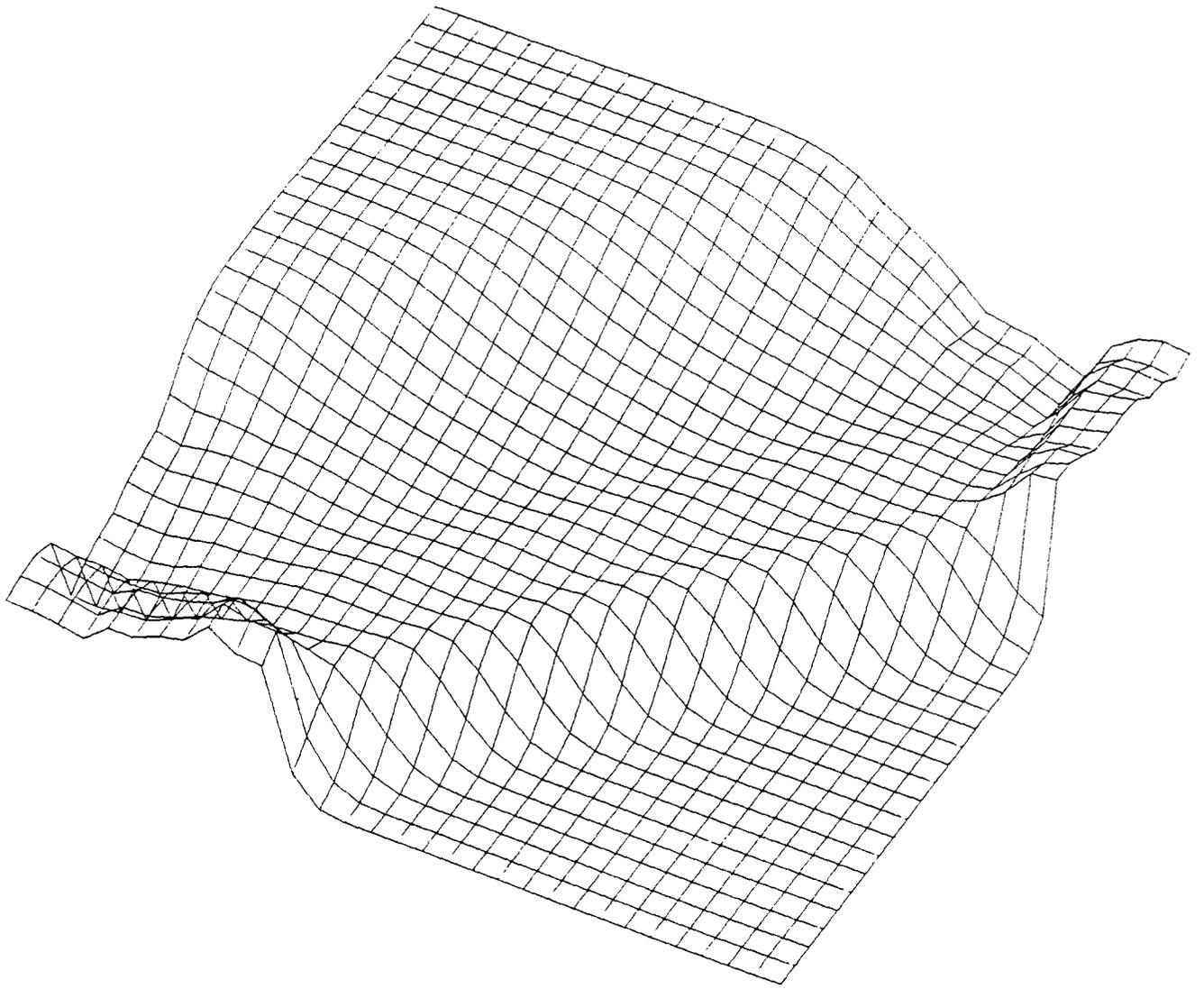


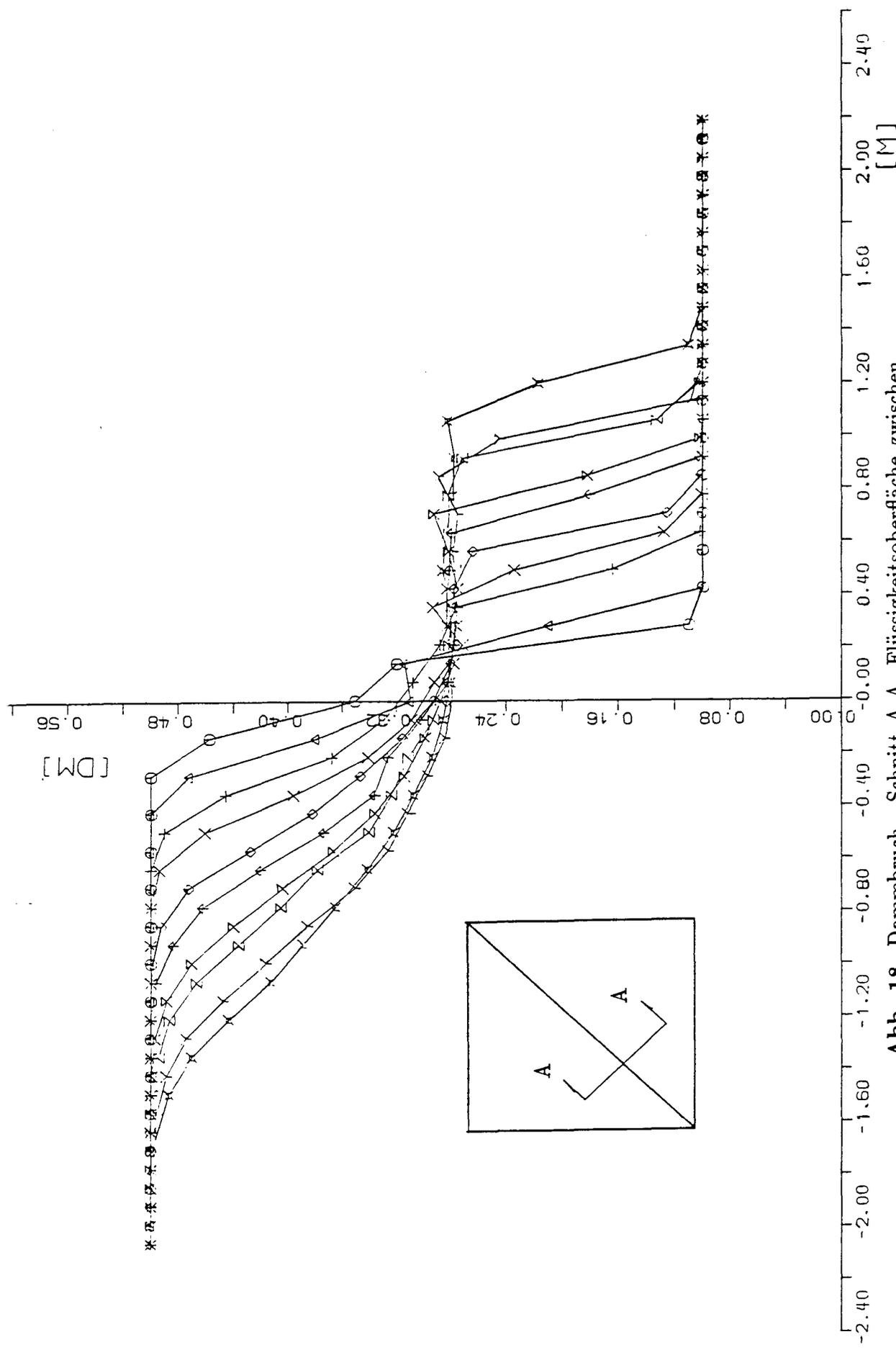
Abb. 15. Quadratischer Tank mit Schott auf der Diagonalen. Draufsicht.



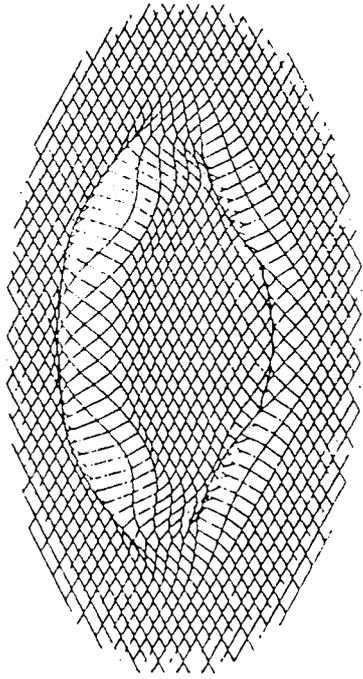
**Abb. 16.** Wasseroberfläche kurz nach dem "Bruch des Dammes".



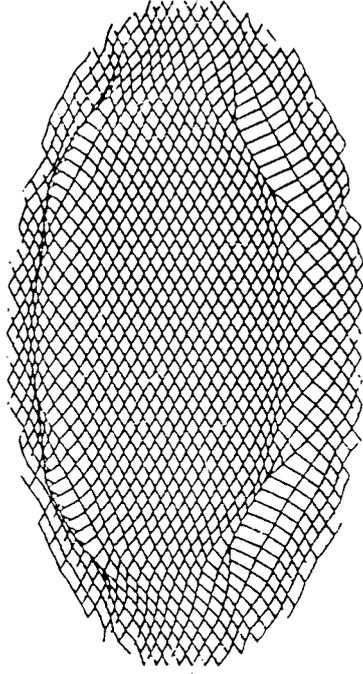
**Abb. 17.** Verdünnung und Stoßwelle.



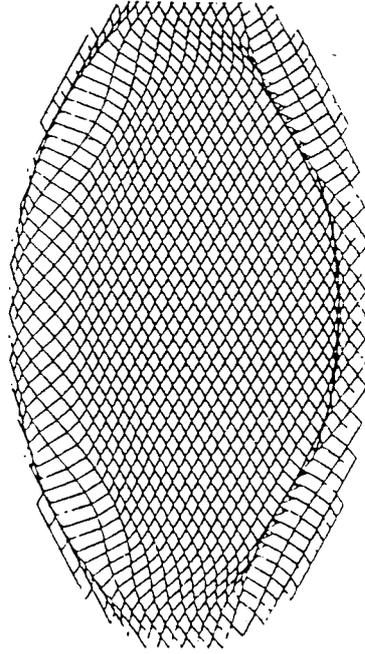
**Abb. 18.** Dambruch. Schnitt A-A. Flüssigkeitsoberfläche zwischen  $t = 0.2$  s und  $t = 2.0$  s nach der plötzlichen Entfernung des Dammes in Zeitabständen  $\Delta t$  von ca. 0.2 s.



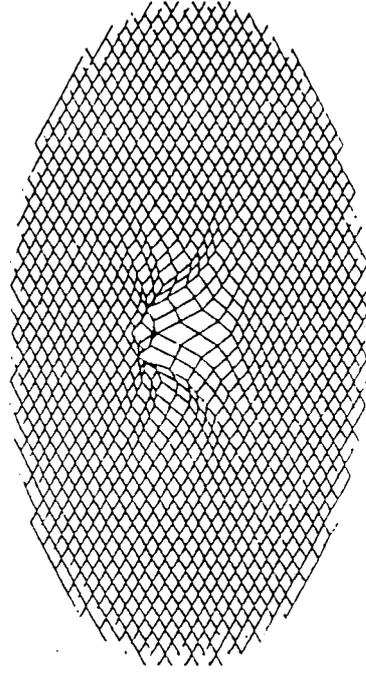
**Abb. 19.** Ausbreitung einer kleinen Störung in der Mitte eines kreisförmigen Tanks mit horizontalem Boden



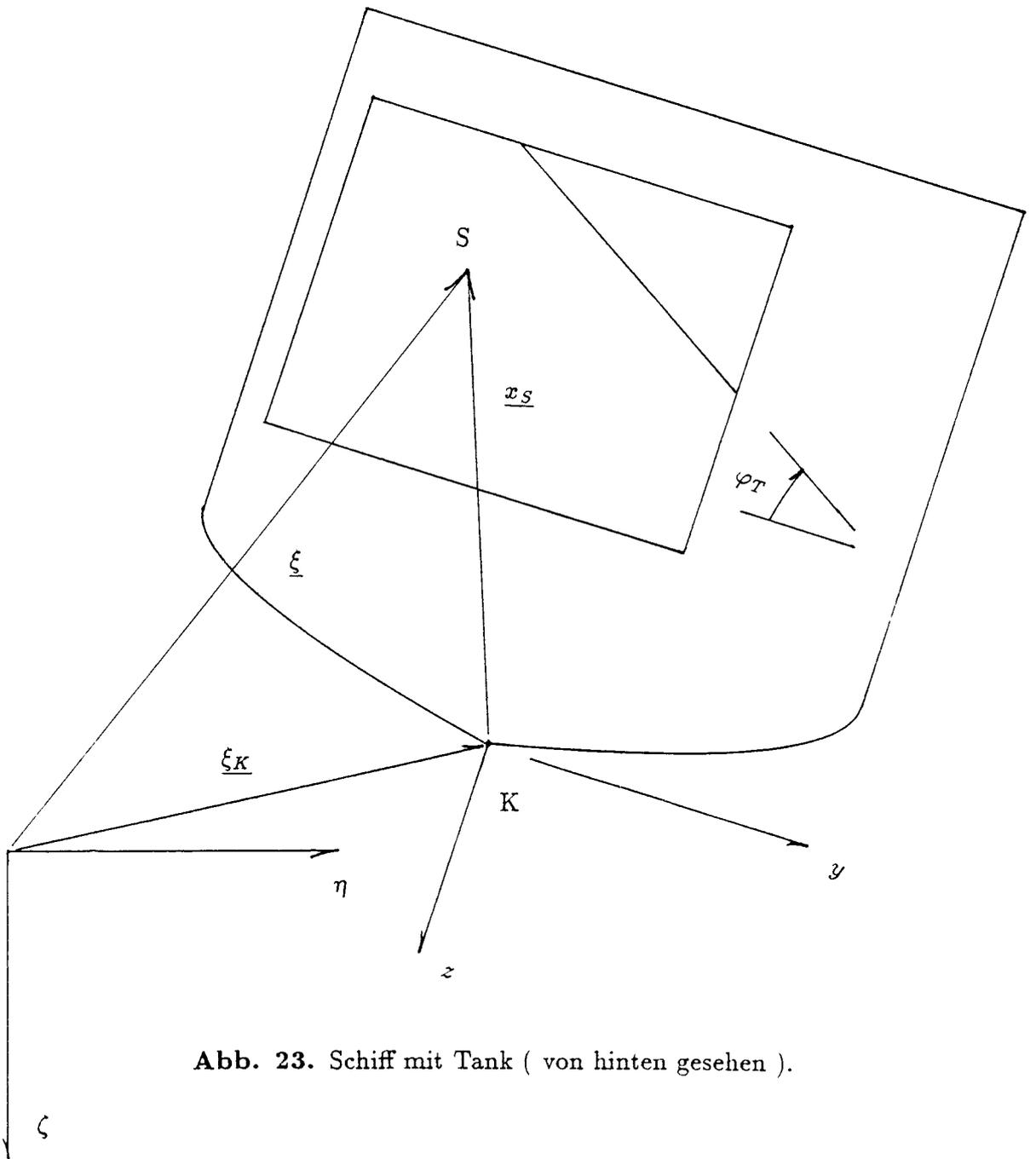
**Abb. 20.** Unmittelbar nach der Reflexion



**Abb. 21.** Unmittelbar vor der Reflexion



**Abb. 22.** Die Störung vereinigt sich wieder im Ursprung



**Abb. 23.** Schiff mit Tank ( von hinten gesehen ).

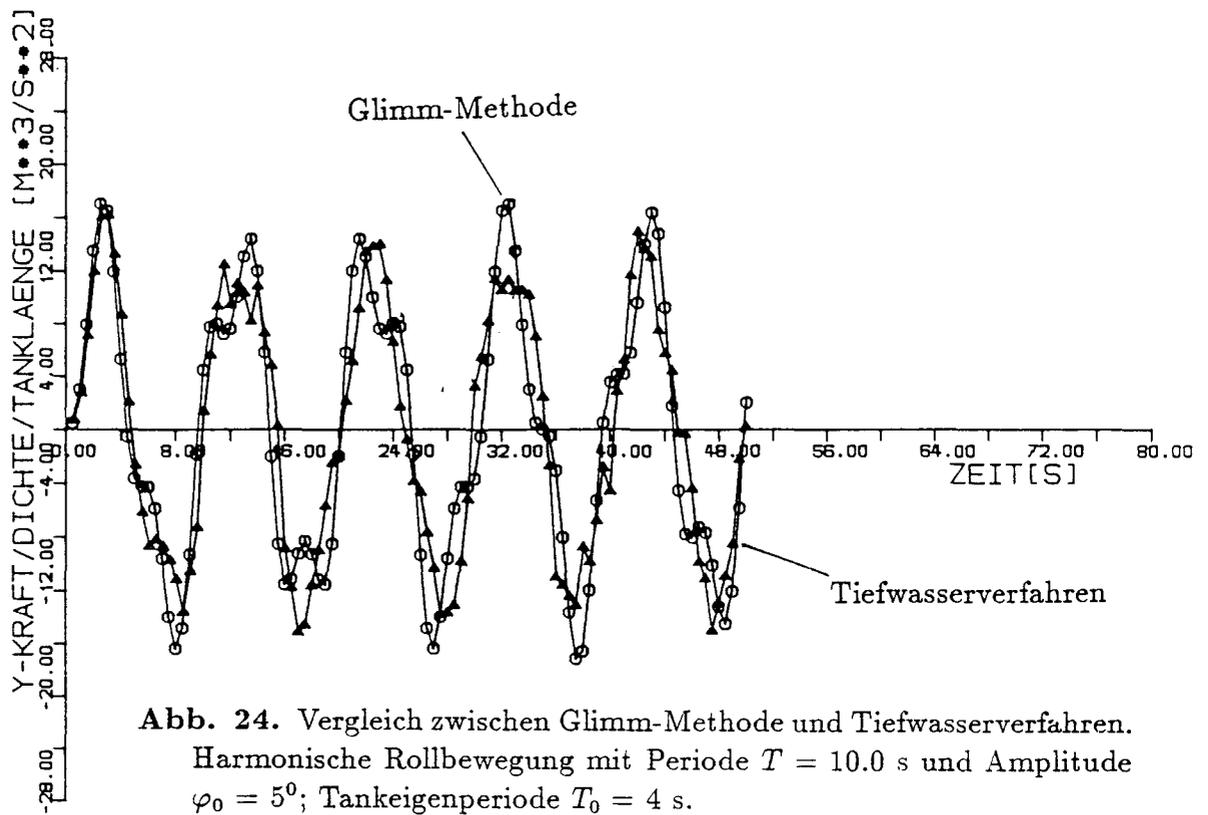


Abb. 24. Vergleich zwischen Glimm-Methode und Tiefwasserverfahren. Harmonische Rollbewegung mit Periode  $T = 10.0$  s und Amplitude  $\varphi_0 = 5^\circ$ ; Tankeigenperiode  $T_0 = 4$  s.

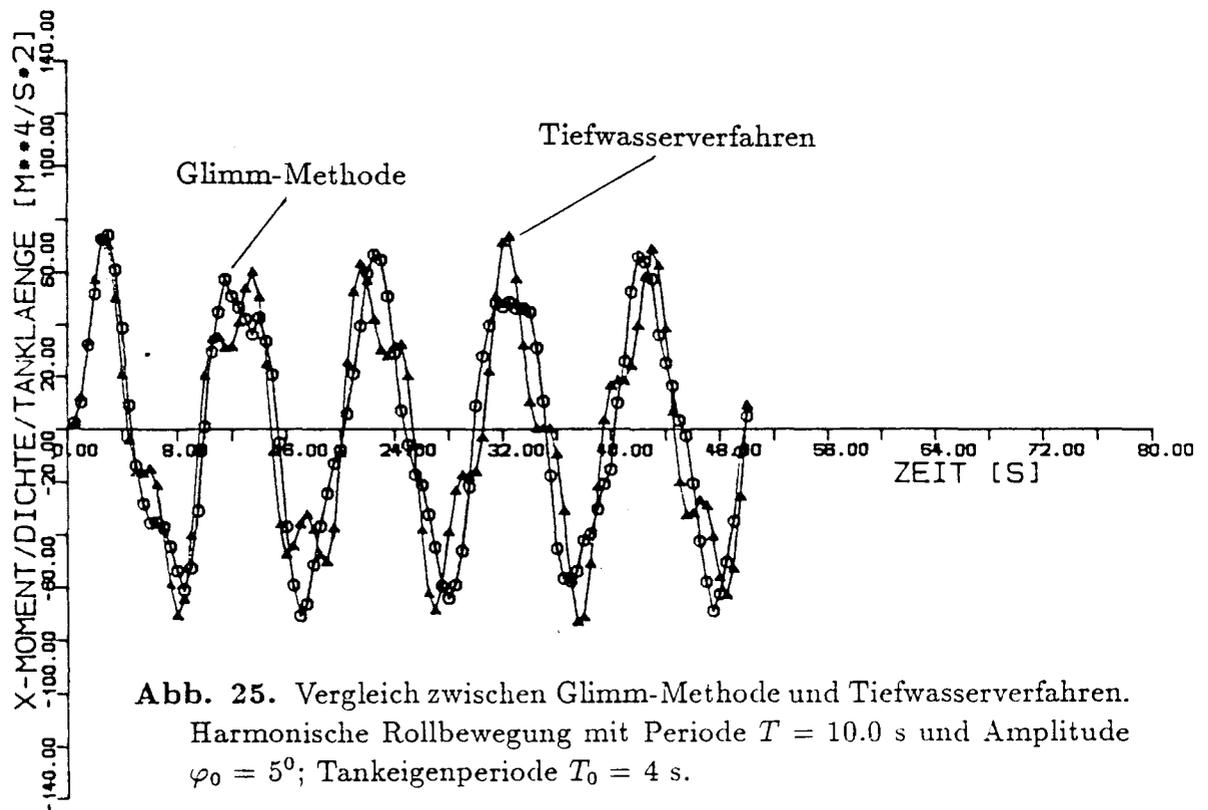


Abb. 25. Vergleich zwischen Glimm-Methode und Tiefwasserverfahren. Harmonische Rollbewegung mit Periode  $T = 10.0$  s und Amplitude  $\varphi_0 = 5^\circ$ ; Tankeigenperiode  $T_0 = 4$  s.

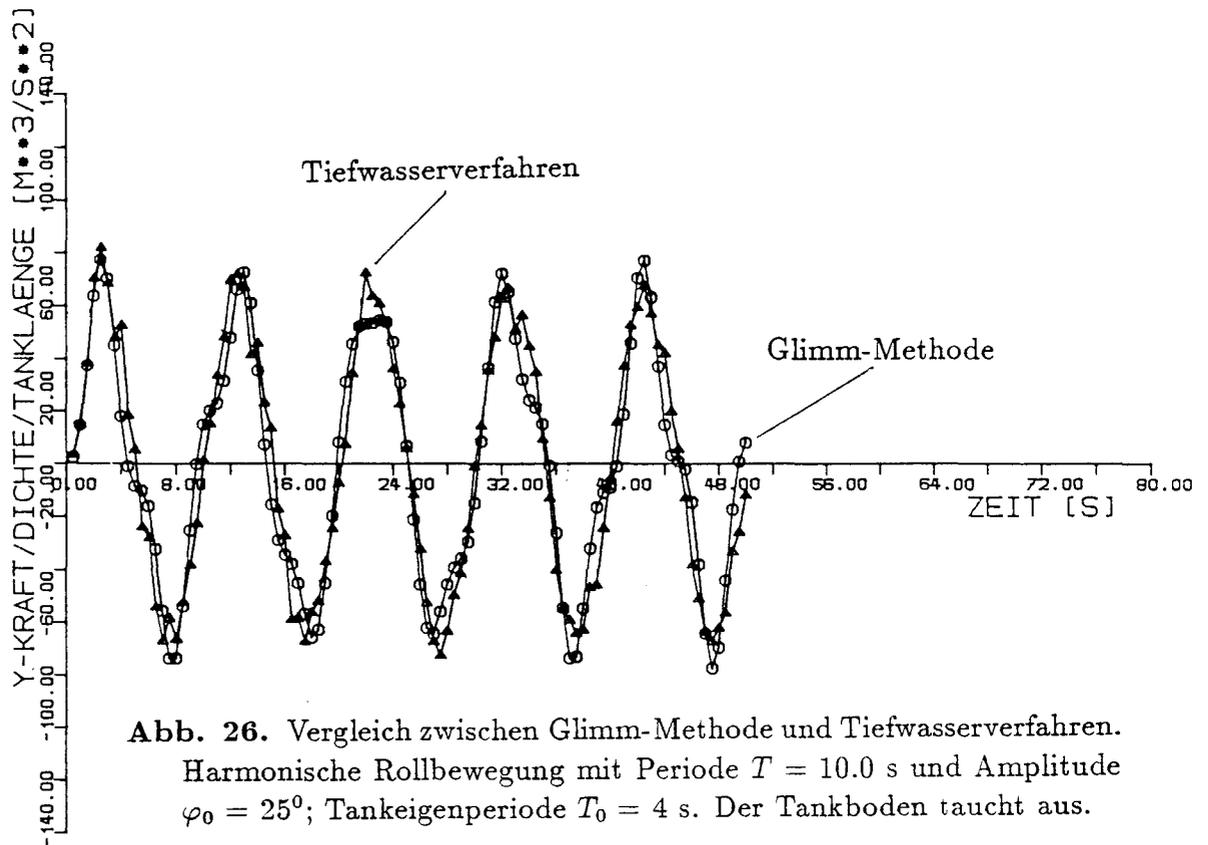


Abb. 26. Vergleich zwischen Glimm-Methode und Tiefwasserverfahren. Harmonische Rollbewegung mit Periode  $T = 10.0$  s und Amplitude  $\varphi_0 = 25^\circ$ ; Tankeigenperiode  $T_0 = 4$  s. Der Tankboden taucht aus.

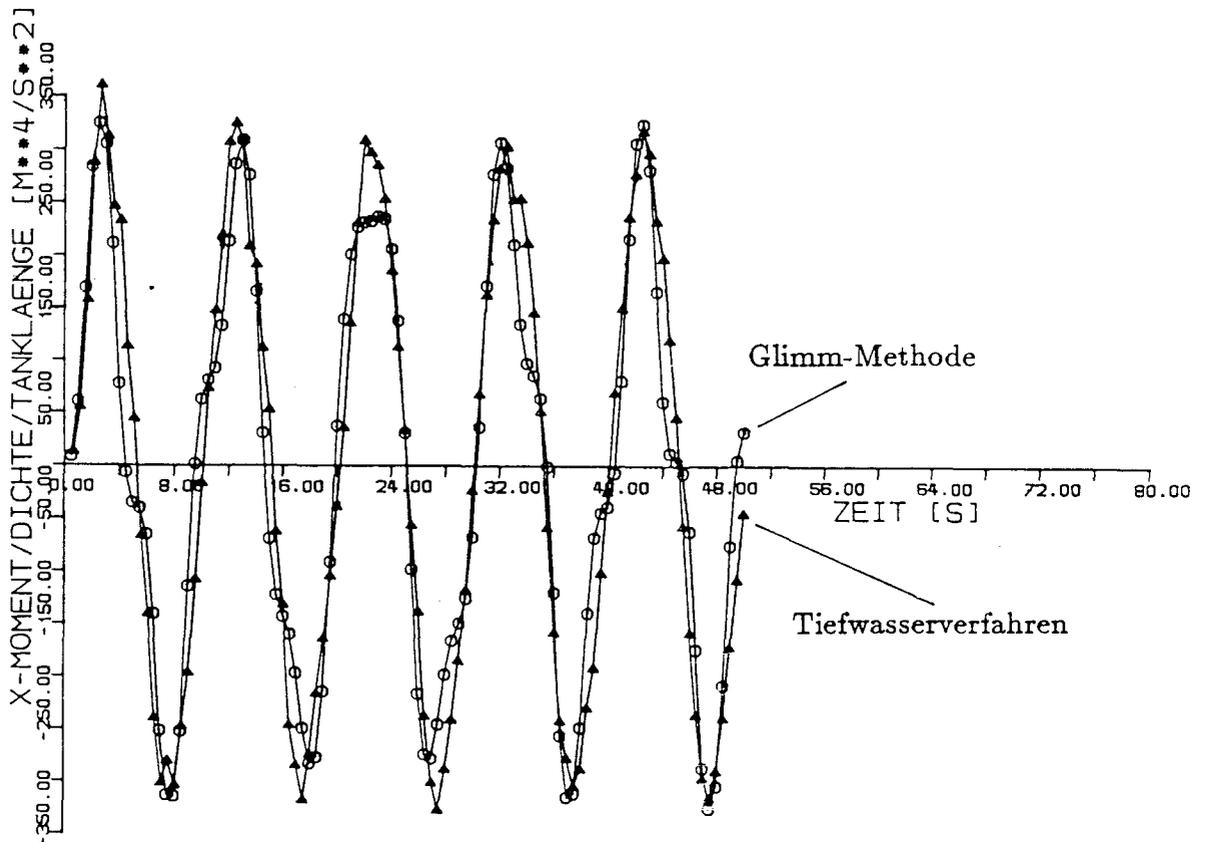


Abb. 27. Vergleich zwischen Glimm-Methode und Tiefwasserverfahren. Harmonische Rollbewegung mit Periode  $T = 10.0$  s und Amplitude  $\varphi_0 = 25^\circ$ ; Tankeigenperiode  $T_0 = 4$  s. Der Tankboden taucht aus.

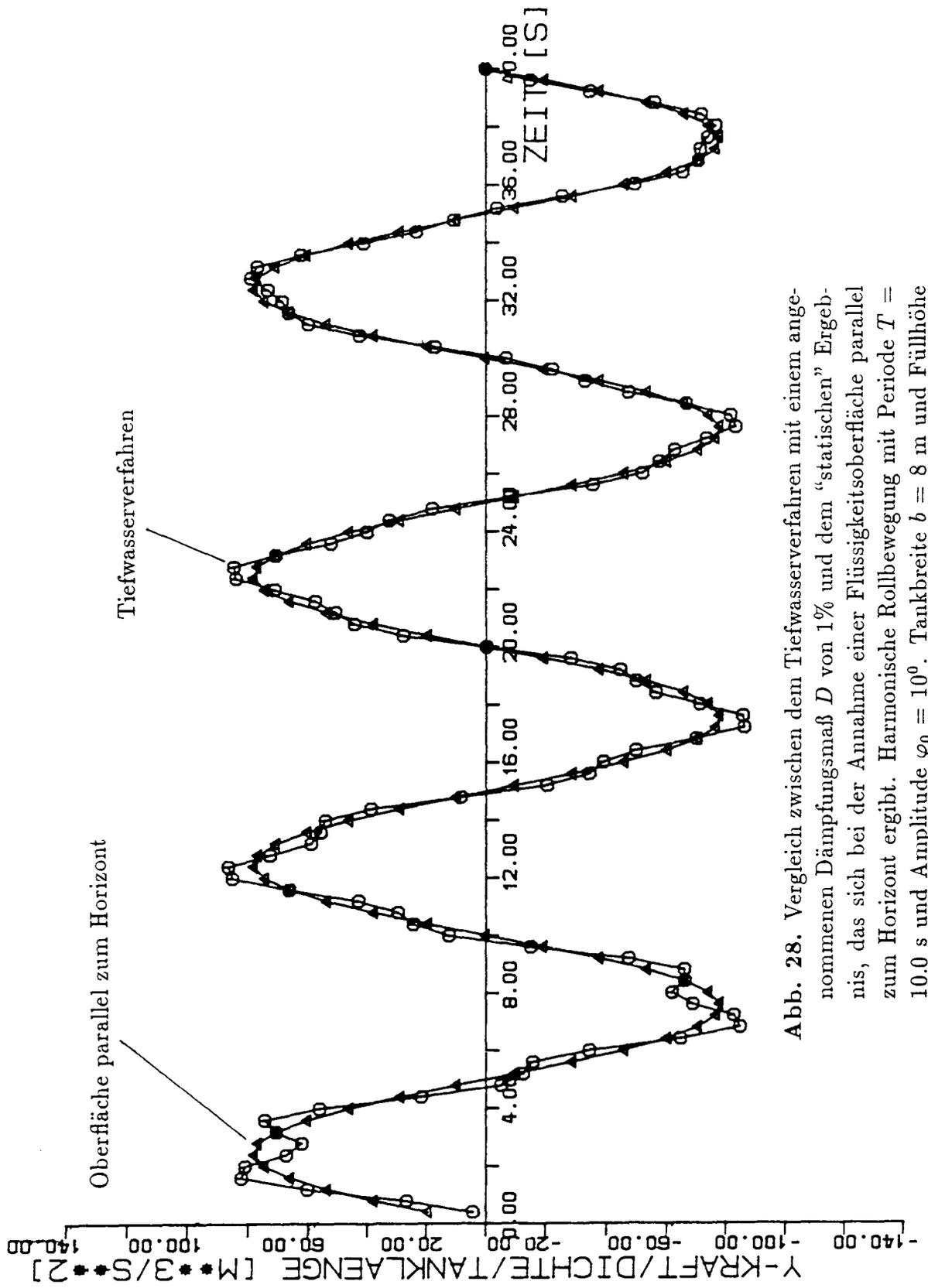


Abb. 28. Vergleich zwischen dem Tiefwasserverfahren mit einem angenommenen Dämpfungsmaß  $D$  von 1% und dem "statischen" Ergebnis, das sich bei der Annahme einer Flüssigkeitsoberfläche parallel zum Horizont ergibt. Harmonische Rollbewegung mit Periode  $T = 10.0$  s und Amplitude  $\varphi_0 = 10^\circ$ . Tankbreite  $b = 8$  m und Füllhöhe  $h_0 = 5$  m; Tankeigenperiode  $T_0 = 2.1$  s.



# TRANSFINLANDIA

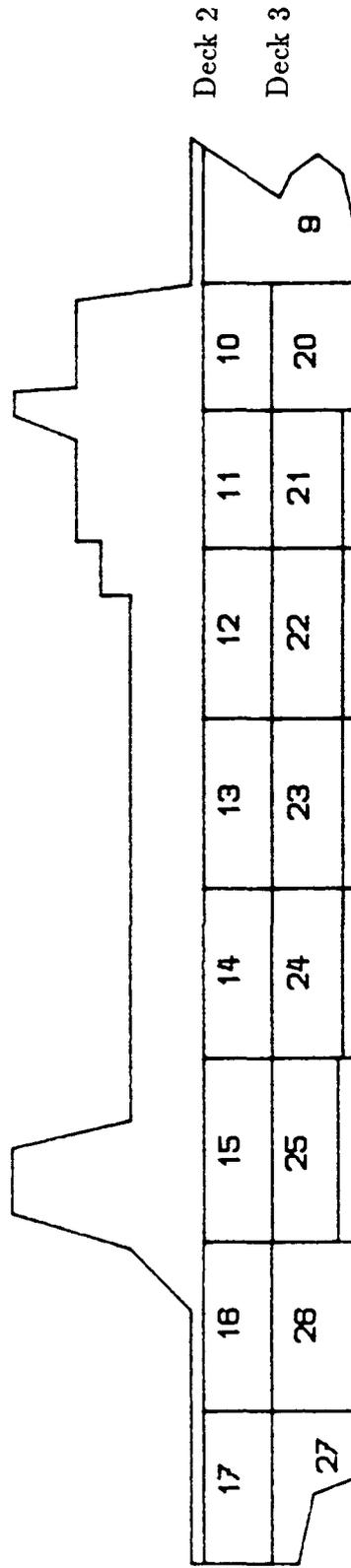


Abb. 30. Schiffsunterteilung.

LECK HINTEN

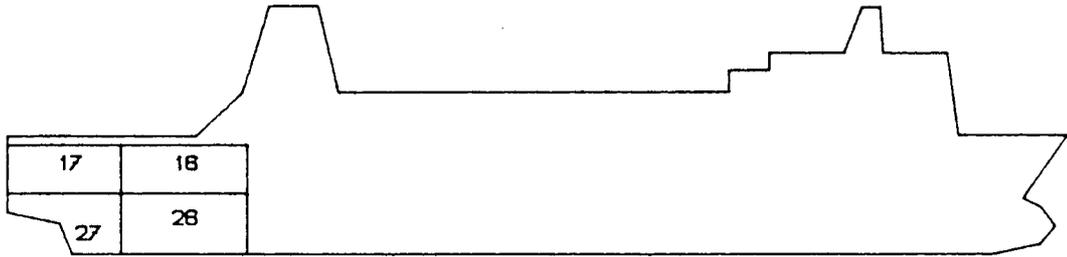


Abb. 31a. Leckfall 2.

LECK IN DER MITTE

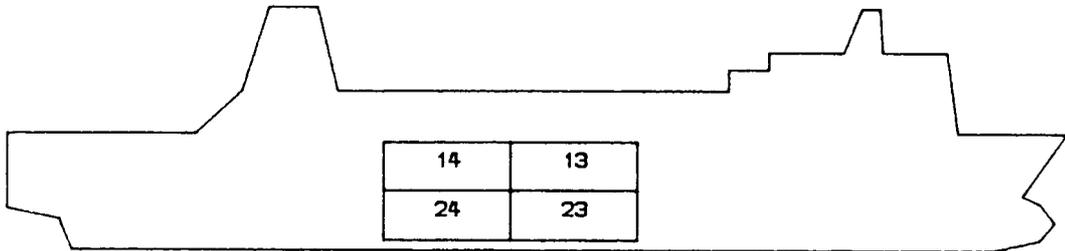


Abb. 31b. Leckfall 4.

LECK IN DER MITTE / OBEN

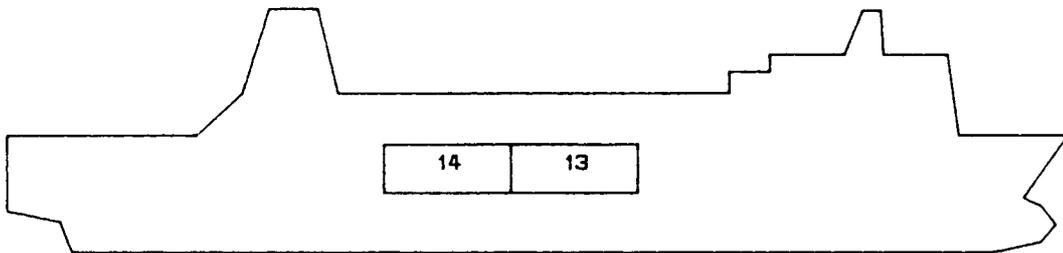


Abb. 31c. Leckfall 5.

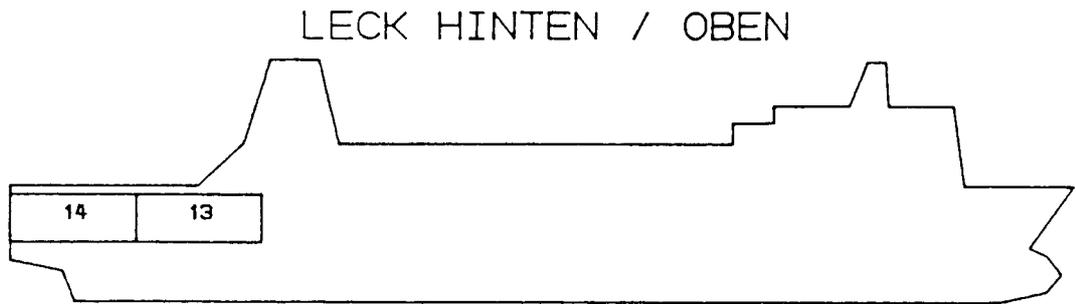
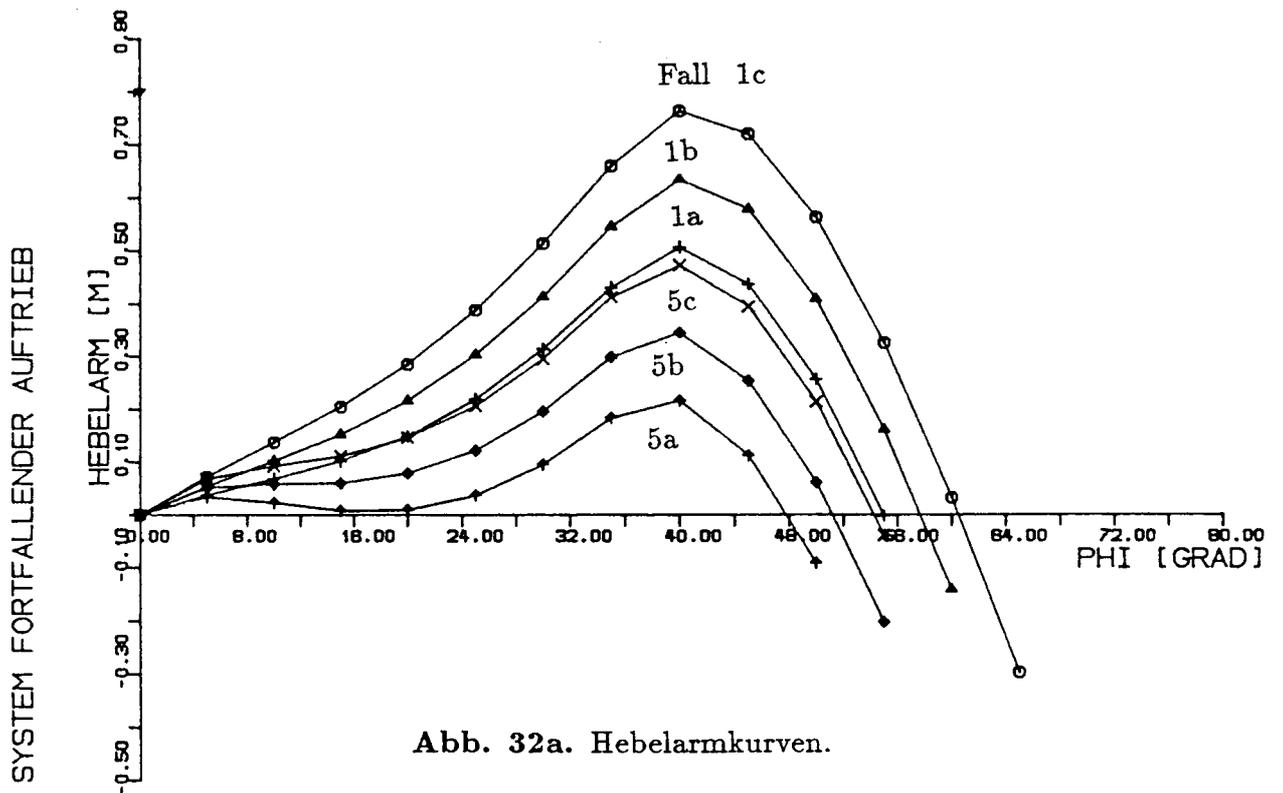


Abb. 31d. Leckfall 3. Räume 13 und 14 ans Heck versetzt.



HEBELARMKURVEN  
SYSTEM FORTFALLENDER AUFTRIEB

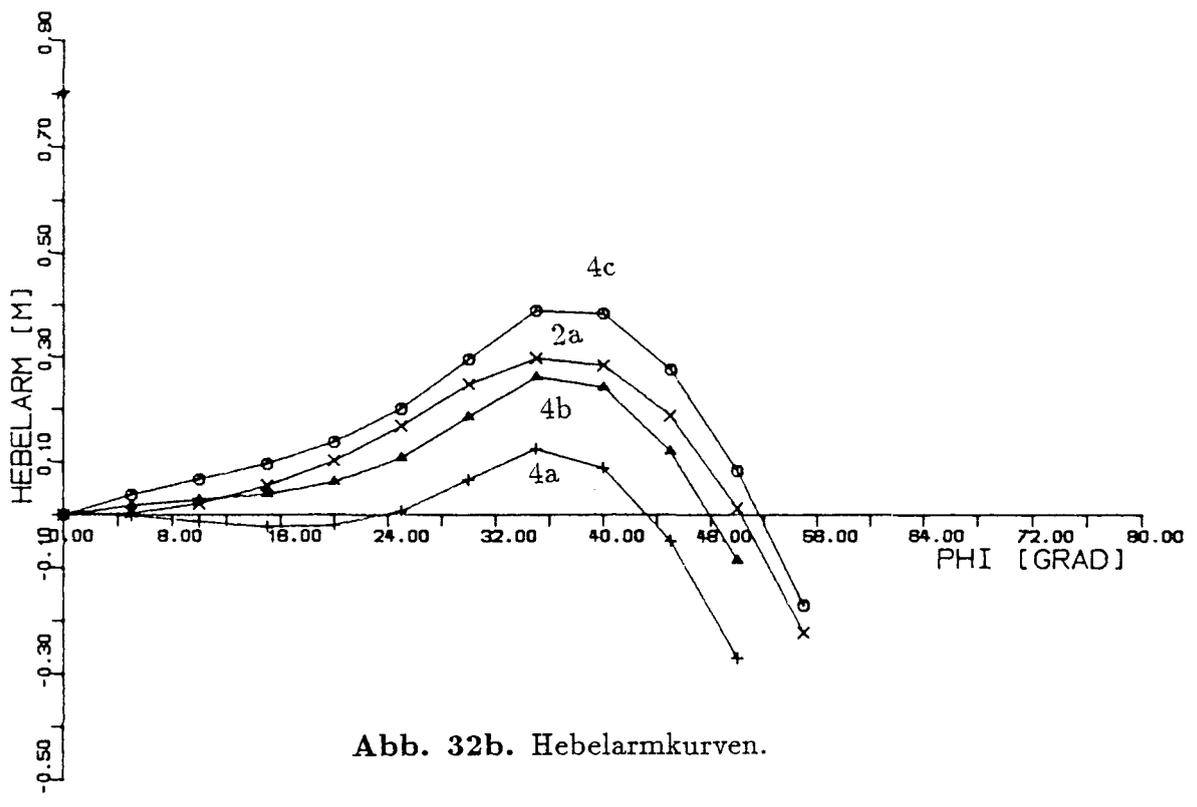


Abb. 32b. Hebelarmkurven.

HEBELARMKURVEN  
SYSTEM FORTFALLENDER AUFTRIEB

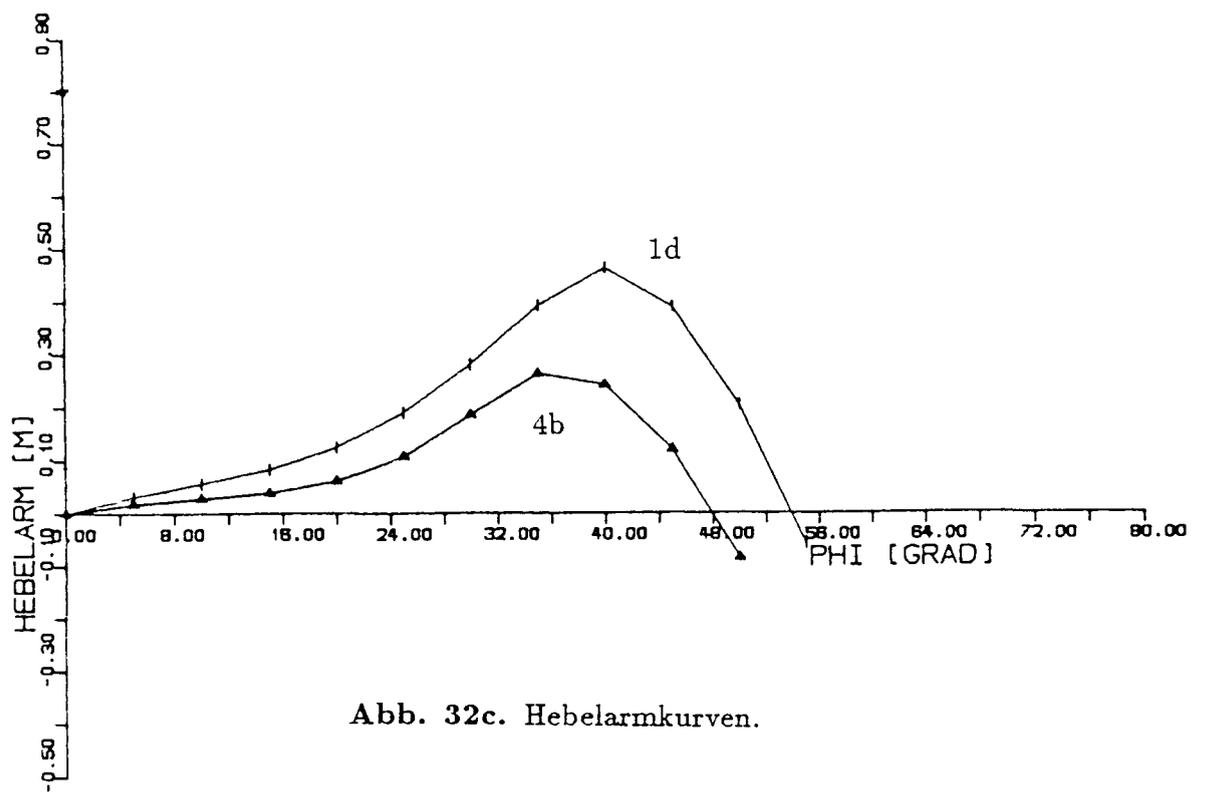


Abb. 32c. Hebelarmkurven.

# HEBELARMKURVEN

SYSTEM FORTFALLENDER AUFTRIEB

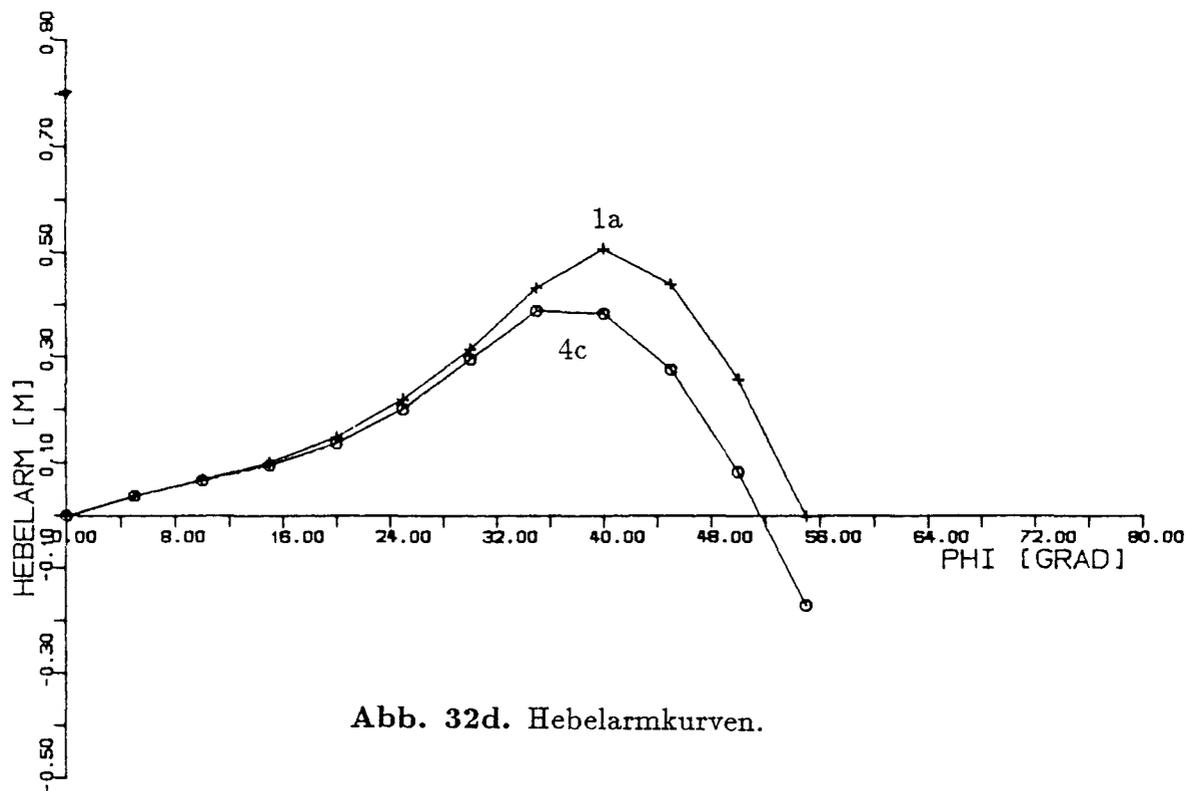


Abb. 32d. Hebelarmkurven.

# HEBELARMKURVEN

SYSTEM FORTFALLENDER AUFTRIEB

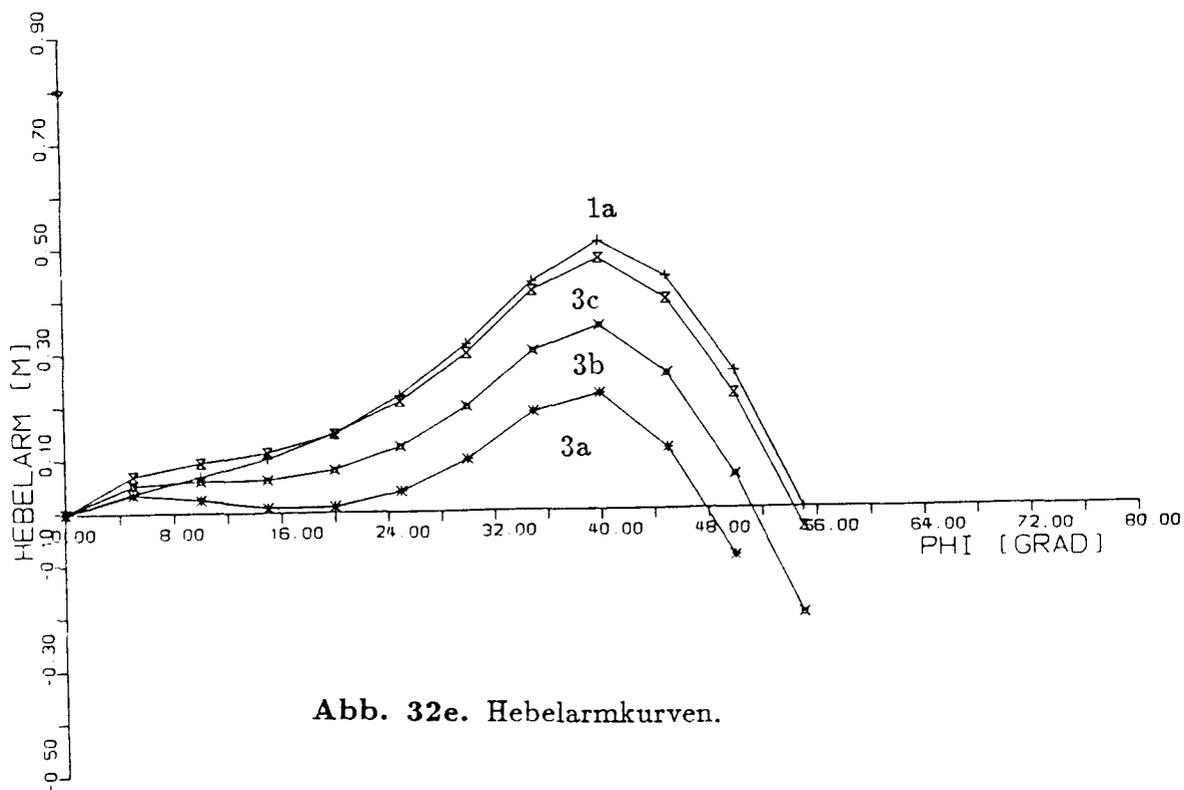
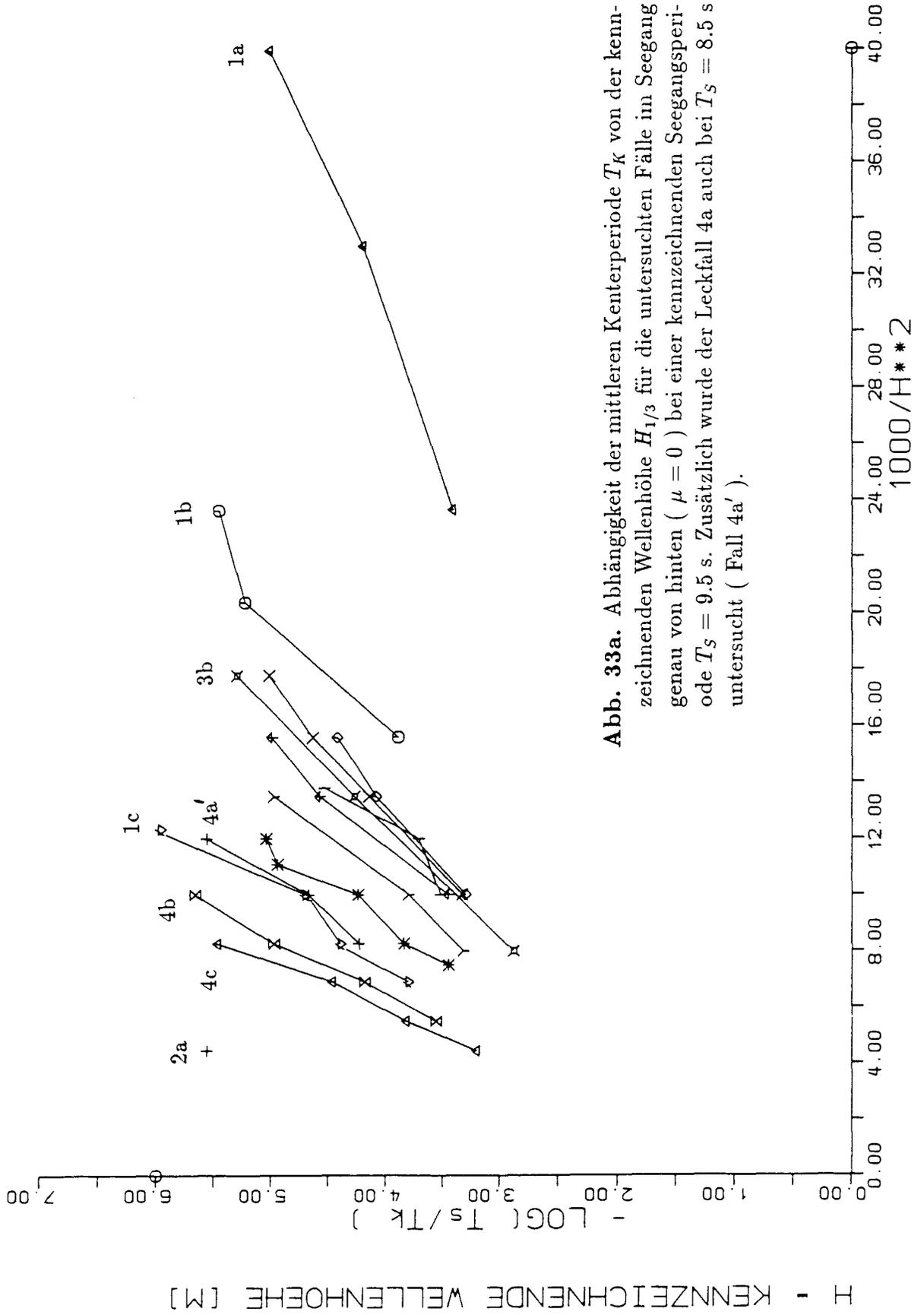
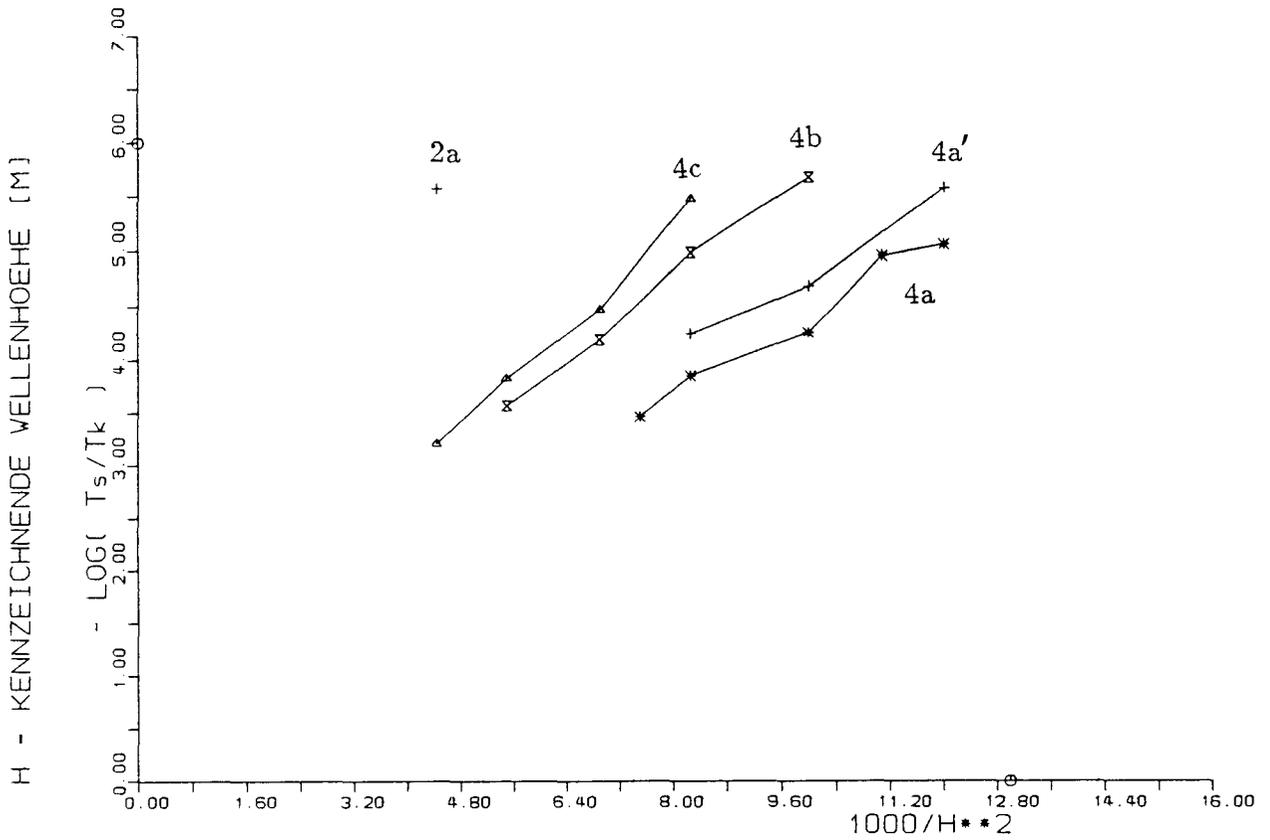


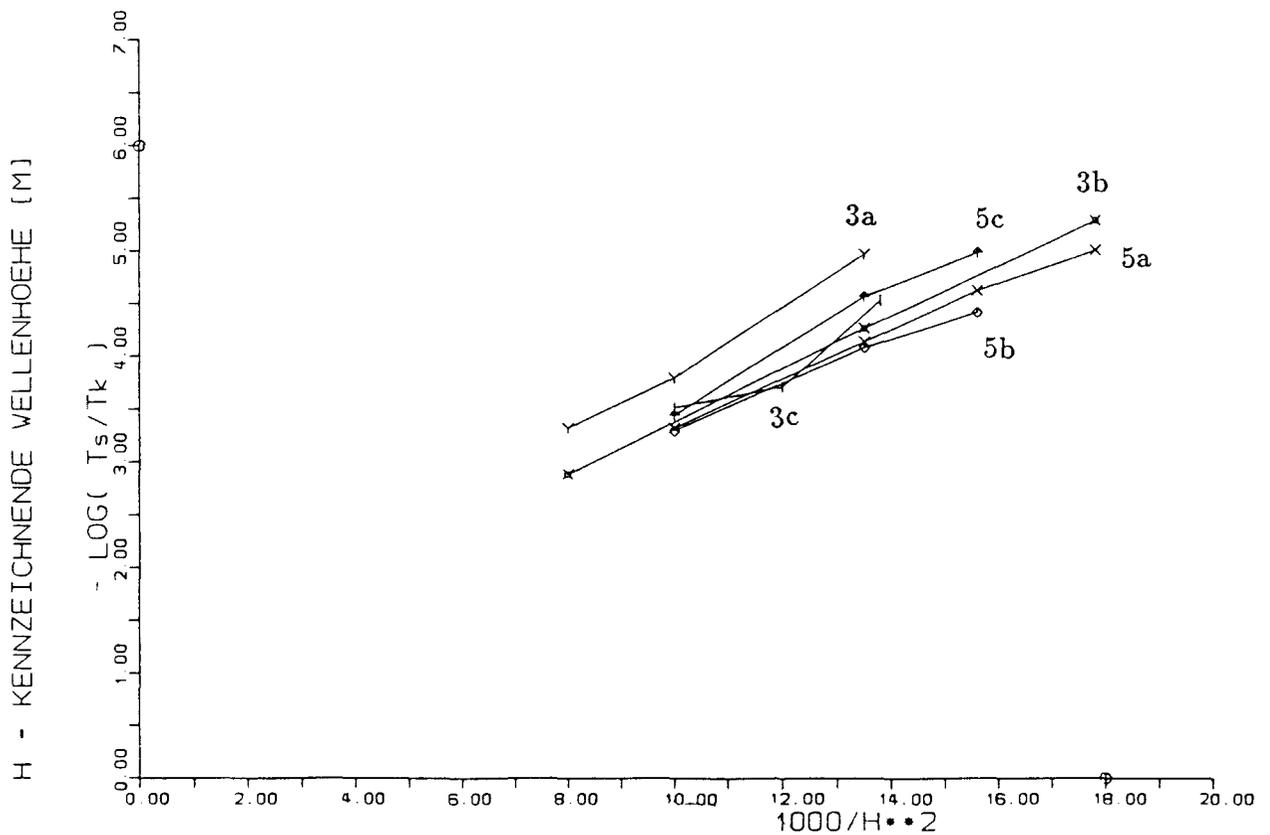
Abb. 32e. Hebelarmkurven.



**Abb. 33a.** Abhängigkeit der mittleren Kenterperiode  $T_K$  von der kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3}$  für die untersuchten Fälle im Seegang genau von hinten ( $\mu = 0$ ) bei einer kennzeichnenden Seegangperiode  $T_S = 9.5$  s. Zusätzlich wurde der Leckfall 4a auch bei  $T_S = 8.5$  s untersucht ( Fall 4a' ).



**Abb. 33b.** Abhängigkeit der mittleren Kenterperiode  $T_K$  von der kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3}$  für die untersuchten Fälle im Seegang genau von hinten ( $\mu = 0$ ).



**Abb. 33c.** Abhängigkeit der mittleren Kenterperiode  $T_K$  von der kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3}$  für die untersuchten Fälle im Seegang genau von hinten ( $\mu = 0$ ).

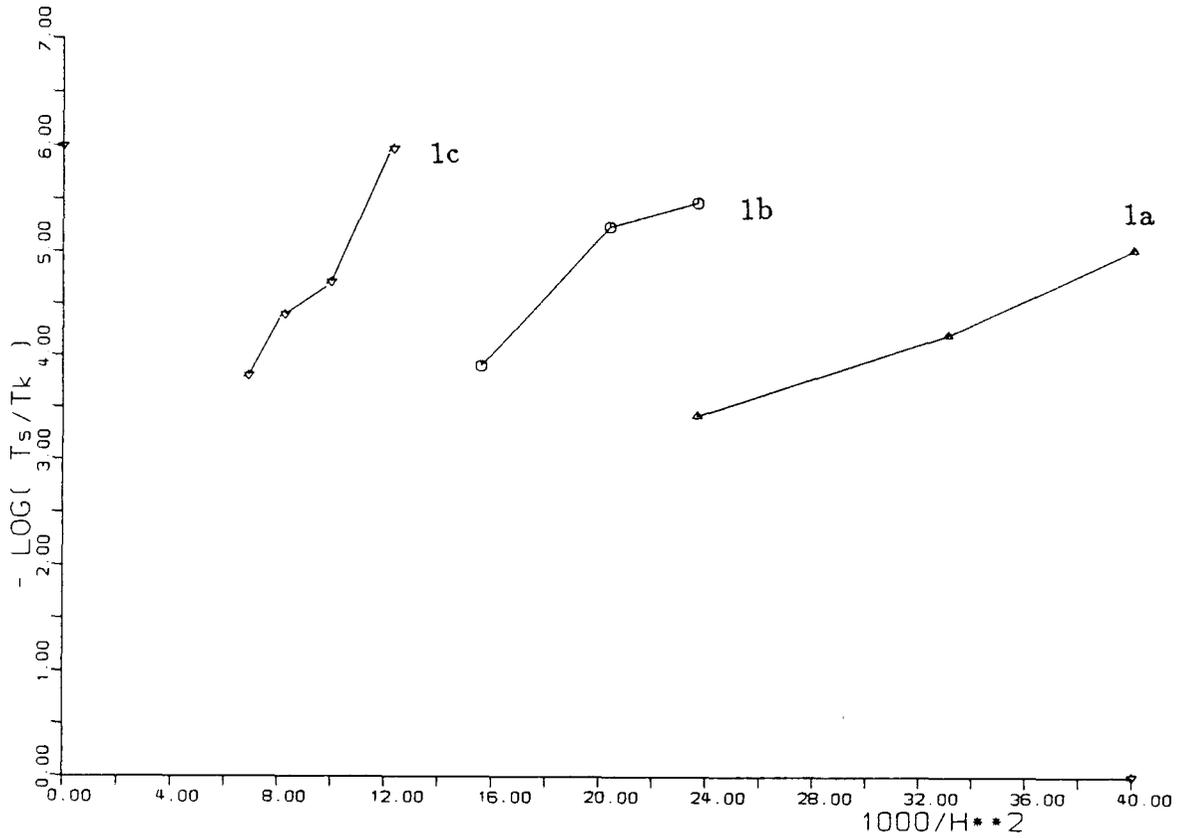


Abb. 33d. Abhängigkeit der mittleren Kenterperiode  $T_K$  von der kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3}$  für die untersuchten Fälle im Seegang genau von hinten ( $\mu = 0$ ). Intaktes Schiff.

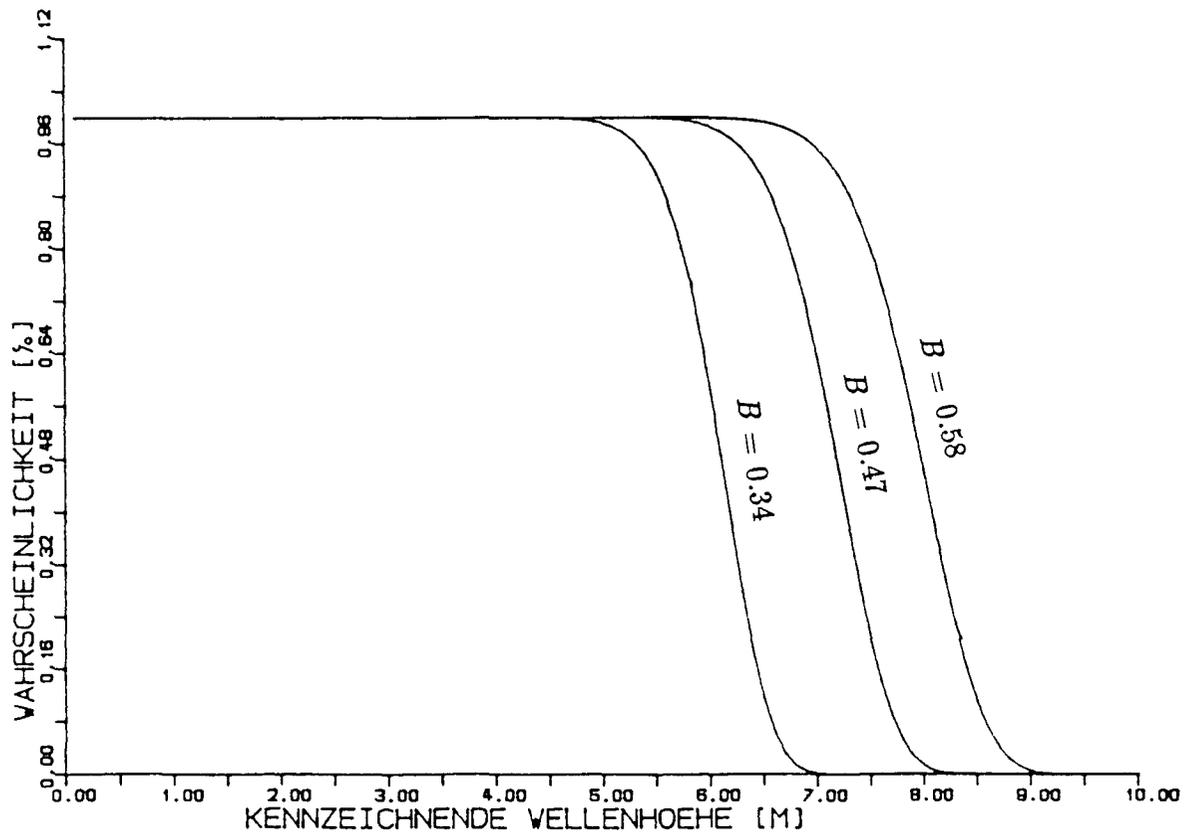


Abb. 34. Überlebenswahrscheinlichkeit im Seegang in Abhängigkeit von der kennzeichnenden Wellenhöhe  $H_{1/3}$ .

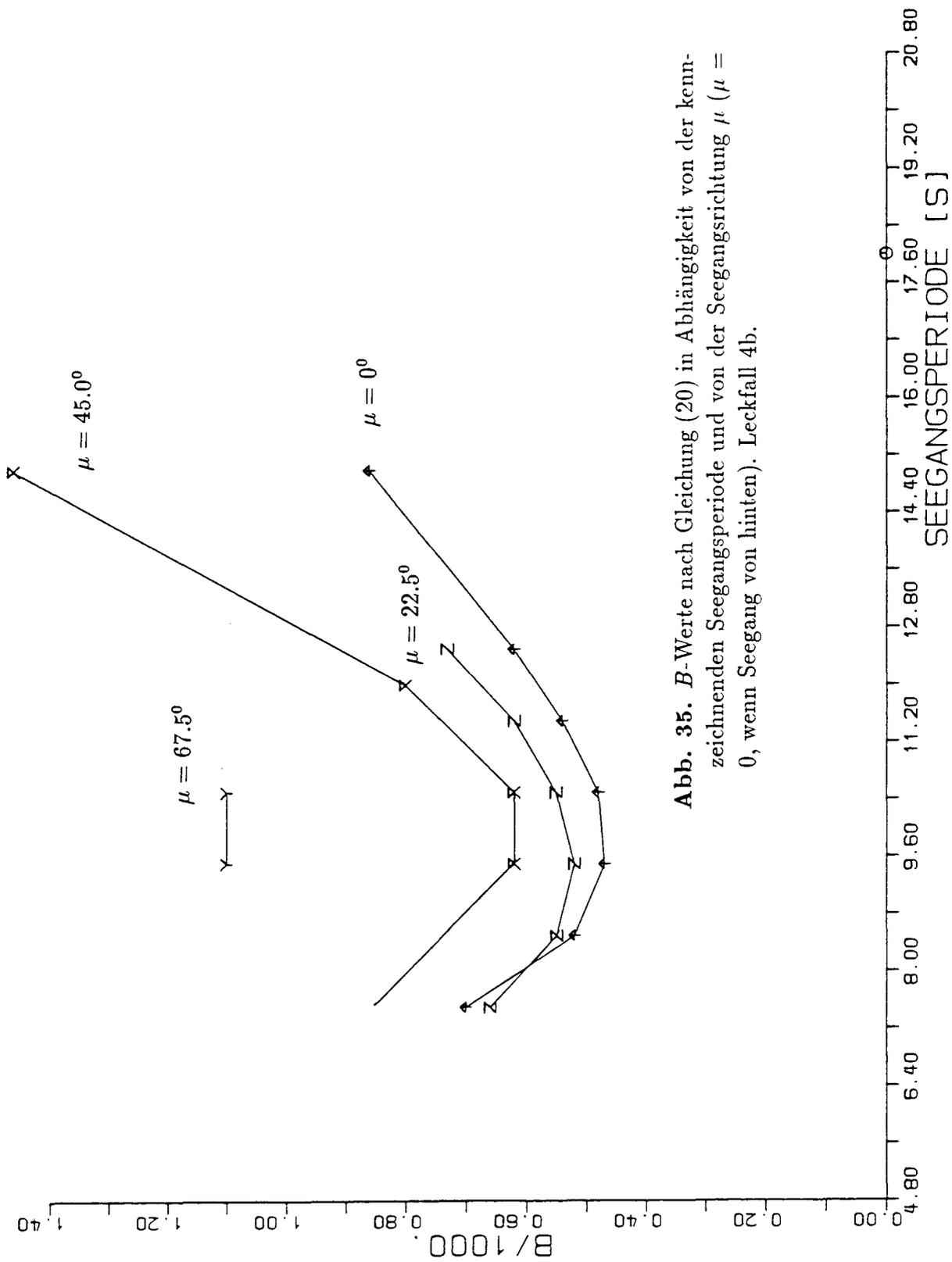


Abb. 35. B-Werte nach Gleichung (20) in Abhängigkeit von der kennzeichnenden Seegangperiode und von der Seegangrichtung  $\mu$  ( $\mu = 0$ , wenn Seegang von hinten). Leckfall 4b.

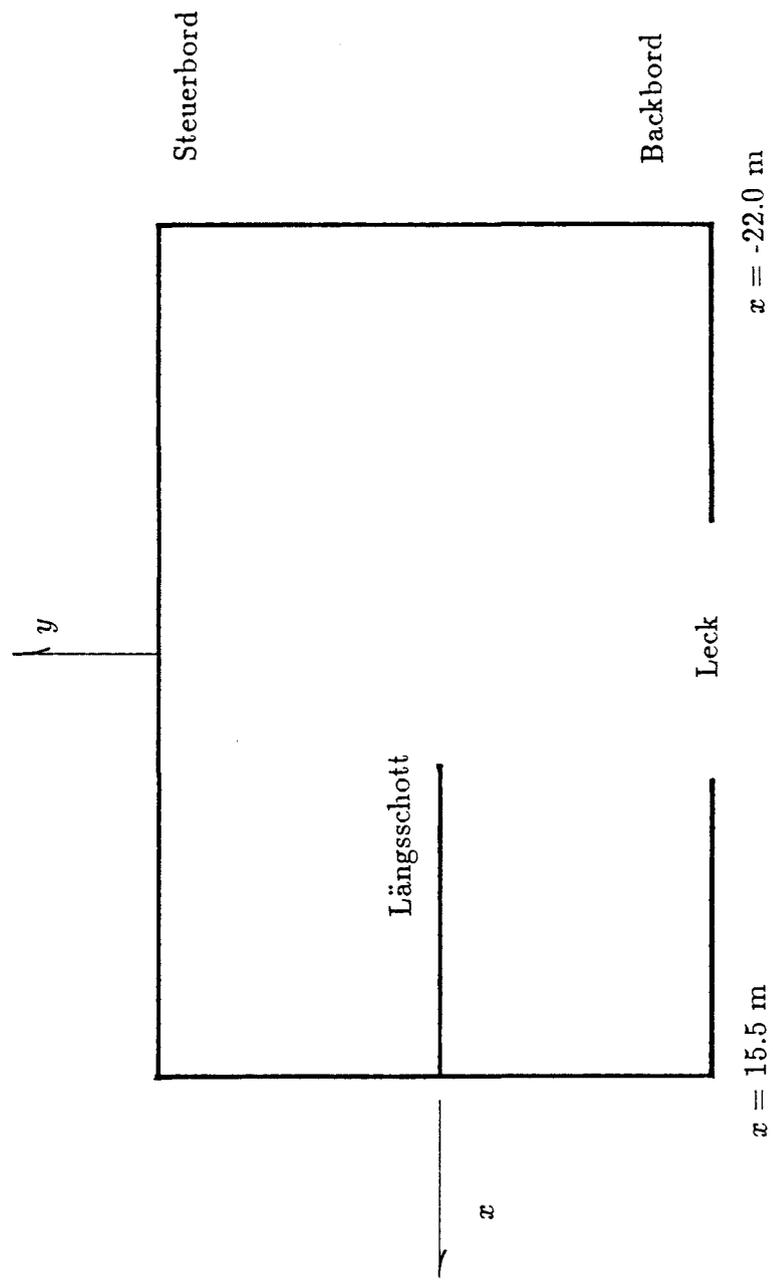


Abb. 36. Längsschott in den Räumen 13 und 14. Draufsicht.