

71 | 1959

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

F. Abels

**Die Druckverteilung an einem
festgehaltenen Schiffsmodell im
regelmäßigen Seegang**

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Die Druckverteilung an einem festgehaltenen Schiffsmodell im regelmäßigen Seegang

F. Abels, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1959

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

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

Die Druckverteilung an einem festgehaltenen Schiffmodell im regelmäßigen Seegang

Von Dipl.-Ing. Fritz Abels, Hamburg

Die vorliegende Arbeit behandelt die Bestimmung der erregenden Kräfte und Momente an einem festgehaltenen Schiffskörper in einem längsschiffslaufenden regelmäßigen Seegang und die Ermittlung der Druckverteilung über die benetzte Oberfläche und der damit im Zusammenhang stehenden Wellendeformation. Diese Aufgaben werden auf theoretischem und experimentellem Wege gelöst; die beiden Verfahren werden des besseren Überblicks wegen getrennt gebracht.

Die experimentellen Untersuchungen liefern Wellen- und Druckdiagramme für verschiedene Wellenlängen und Tiefgänge für den Fall des festgehaltenen Schiffmodells und einige Wellenaufnahmen für den freibeweglichen Schiffskörper. Der Einfluß der Fahrt auf den Druckverlauf wird für verschiedene Fortschrittsgeschwindigkeiten angegeben. Die Gesetzmäßigkeiten steiler Wellen eines ungestörten regelmäßigen Modellseeganges werden untersucht, wobei ein experimenteller Beitrag zu der Erforschung des Massentransportes in den Wellen gebracht wird.

Im zweiten Kapitel führen die theoretischen Berechnungen bei der Ermittlung der Druckverteilung zunächst zu einem Näherungsverfahren, nach dem die Druckkräfte an zweidimensionalen Spantquerschnitten mit Hilfe der Geschwindigkeitspotentiale einer ebenen Umströmung berechnet werden können, wobei jedoch den Einfluß der freien Wasseroberfläche zu berücksichtigen nur durch die Einführung eines Korrekturfaktors möglich ist. Die Erfüllung der Grenzbedingung an der Flüssigkeitsoberfläche und eine weitgehende Berücksichtigung der Bedingung am Profilrand bringt die Berechnungsmethode von Grim, nach der die hydrodynamischen Kräfte berechnet werden, die von längsschiffslaufenden Oberflächenwellen an festgehaltenen Spantzylindern ausgeübt werden.

Einige Anwendungen der gewonnenen Ergebnisse enthält das letzte Kapitel. Für bestimmte Schiffsrumpfformen werden Tauch- und Stampffunktionen aufgestellt, die mit den Resultaten einer hydrostatischen Berechnungsmethode verglichen werden. Eine experimentelle Ergänzung bedeutet die Ermittlung der Dämpfung der Längsschwingungen eines Schiffes für den Seegangsfrequenzbereich. Abschließend werden die Biegemomente für ein Tankschiff bei der Lage im Wellental in einer Trochoidenwelle mit der Höhe $L/20$ und in einer wirksamen Welle, die auf Grund der theoretischen und experimentellen Druckbestimmung dieser Arbeit angenommen wird, nach dem üblichen hydrostatischen Berechnungsverfahren ermittelt und verglichen.

Stand der Forschung

Bei dem Studium der Seefähigkeit unterliegen die Erörterungen der Bewegungsgleichungen des Schiffes im Seegang folgenden Schwierigkeiten: Bei der mathematischen Formulierung der in Wirklichkeit vorhandenen unregelmäßigen Windsee als Ursache der erregenden Kräfte ist es unmöglich, eine einfache analytische Definition der ungleichförmigen Wellenstruktur zu geben, und mit Hilfe der neuzeitlichen Seegangstheorie ist die Erforschung der zugrunde liegenden Gesetzmäßigkeiten nur mit großem Aufwand durchzuführen. Weiterhin wird die Frage gestellt, welche Kräfte und Momente das Schiff in diesem Seegang erfährt und wie es auf diese Erregungen reagiert. Es ist deshalb verständlich, daß eine endgültige Lösung dieses Problems trotz vieler Anstrengungen noch nicht gefunden worden ist. Daraus folgt, daß wir heute noch nicht in der Lage sind, allgemeingültige Aussagen über das Seeverhalten eines Schiffes bei seiner Fahrt durch die Wellen zu liefern. Die Behandlung der Bewegungsgleichungen des Schiffes im Seegang führt in der allgemeinen Form auf Untersuchungen über die Schiffsbewegungen in sechs Freiheitsgraden in unregelmäßigen Wellenzügen aus jeder Richtung. Bei der Einschränkung des Problems bedeutet die Annahme harmonischer Schwerewellen eine Vereinfachung, die zunächst vorgenommen wird, um für diesen Fall die auftretenden Kräfte zu berechnen.

Nach den neuzeitlichen Veröffentlichungen über die Theorie des unregelmäßigen Seeganges bilden die in Sinuswellen gewonnenen Resultate eine geeignete Grundlage für die weiteren Berechnungen [5, 6, 7, 8, 9]. Dieser Theorie liegt die Vorstellung zugrunde, daß die vorhandene Windsee als das Ergebnis der linearen Superposition einer unendlich großen Zahl harmonischer Wellen verschiedener Amplitude,

Periode und Richtung aufgefaßt werden kann. Jeder unregelmäßige Seegang kann durch ein Energiespektrum (Wellenspektrum) charakterisiert werden, das die Verteilung der Wellenenergie (Wellenhöhe) auf die verschiedenen Periodenbereiche angibt. Die Bestimmung des Verhaltens von Schiffen in der Sturmsee löst man mit Hilfe des Prinzips der linearen Überlagerung. Dieses besagt, daß die wirkliche (resultierende) Bewegung sich aus der linearen Überlagerung der Bewegungen zusammensetzt, die infolge der einzelnen Wellenkomponenten zustande kommen, wobei jede einzelne Bewegung als Reaktion auf eine regelmäßige Welle angesehen wird unter der Voraussetzung, daß die Amplituden proportional den Wellenkomponentenhöhen sind. Diese Annahme gilt nur für mäßige Bewegungen ohne Auftreten hydrodynamischer Stöße (slamming), Decksüberspülungen usw.

Das Superpositionsprinzip kann bei dem Rollen der Schiffe mit größerer Amplitude nicht angewendet werden, das hierbei nichtlinearen Charakter hat. Die Ergebnisse der Untersuchungen in gleichförmigen Wellen werden durch eine mathematische Behandlung der statistischen Zusammensetzung des Energiespektrums zugeordnet. Hierfür müssen die Resultate pro Einheitswellenhöhe für die verschiedenen Geschwindigkeiten als Funktion der Begegnungsfrequenz der Welle bekannt sein. Das Endergebnis erhält man in der Form von Bewegungsspektren, die über die zu erwartenden Verhältnisse statistische Auskunft geben. Damit werden die Bewegungen eines Schiffes in der Sturmsee auf die Summation einfacher periodischer Vorgänge zurückgeführt.

Die Tatsache, daß es im Tank möglich ist, einen unregelmäßigen Seegang zu erzeugen, der das charakteristische Wellenspektrum und eine gleiche Häufigkeitsverteilung der scheinbaren Perioden aufweist, bedeutet für die Modellversuchstechnik einen wichtigen Fortschritt und hat die Anwendbarkeit des Prinzips der linearen Überlagerung für mäßige Bewegungen bestätigt. Die Messungen in harmonischen Wellen unterliegen damit einer weiteren Kontrollmöglichkeit und können für besonders kritische Zustände, z. B. Wasser auf Deck oder Austausch des Bodens, durch Modellversuche im unregelmäßigen Seegang ergänzt werden.

Durch die neue Wellentheorie rücken die Untersuchungen in regelmäßigen Wellenzügen und die Berechnungsverfahren hierfür wieder in den Vordergrund. Dadurch gewinnen auch alle früheren, auf dieser Voraussetzung basierenden Arbeiten wieder an Interesse. Im folgenden werden nur Vorgänge in harmonischen Schwerewellen betrachtet. Untersuchungen am starren Schiffskörper in längsschiffslaufenden Wellen sind aus Fertigungs-, Propulsions-, Schwingungs- und Stabilitätsgründen notwendig. Die mit dem Tauchen und Stampfen gleichzeitig auftretenden Längsbewegungen, die sich durch Fahrtsschwankungen bemerkbar machen, haben in erster Näherung geringeren Einfluß auf die anderen Bewegungsabläufe, so daß es ausreicht, nur zwei Freiheitsgrade zu behandeln.

Die erste Theorie über das Tauchen und Stampfen der Schiffe liefert Krylov in seiner klassischen Arbeit [3, 4]. Die Ermittlung der äußeren, das Schiff im Seegang beanspruchenden Kräfte und Momente wird auf Grund sehr vereinfachter, statischer Voraussetzungen durchgeführt. In ungestörten gleichförmigen Wellen nimmt die Wellenamplitude zur Tiefe hin nach der Exponentialfunktion $e^{-\lambda z}$ ab. Der Druckgradient ist unter dem Wellental größer und unter dem Wellenberg kleiner als im glatten Wasser. Smith [2] hat als erster dieses Ergebnis der Hydrodynamik bei der Berechnung der Längsfestigkeit der Schiffe berücksichtigt. In der Schiffstheorie wird diese Erscheinung heute vielfach kurz als Smith-Effekt bezeichnet. Bei der Behandlung der erzwungenen Schwingung im regelmäßigen Seegang führt Krylov die Berechnung der erregenden Kräfte und Momente zurück auf die sogenannte Froude-Krylovsche Hypothese, die eine Verallgemeinerung der Annahmen von Froude [1] ist. Diese Hypothese besagt im wesentlichen, daß das Schiff durch seine Lage in der Welle die ursprüngliche Druckverteilung nicht ändert. Damit wird das Problem unter Berücksichtigung des oben erwähnten Smith-Effektes quasihydrostatisch. Der größte Fehler dieser Hypothese besteht darin, daß die Rückwirkungen des Schiffes auf die Wellenstruktur und auf die daraus sich ergebende Druckverteilung nicht beachtet werden. Trotzdem wird wegen ihrer einfachen Handhabung diese Berechnungsmethode heute noch häufig angewendet.

In der nachfolgenden Zeit sind nur wenige Beiträge zu diesem Problem der Schiffsschwingungen im Seegang veröffentlicht worden. Diese befassen sich in der Hauptsache mit Verbesserungsvorschlägen zu den Berechnungsmethoden einzelner Koeffizienten der Bewegungsgleichungen. Hinweise auf die Nichtlinearität einzelner Glieder, auf die Frequenz- und Geschwindigkeitsabhängigkeit, auf den Einfluß der freien Wasseroberfläche und auf die Kopplungseffekte und Berechnungsvorschläge zur Erfassung dieser Bedingungen werden in mehreren Abhandlungen gegeben [10, 11, 12, 13]. Sehr umfassende Arbeiten von Weinblum und St. Denis [14, 15, 16, 17, 18] zeigen, daß die erregenden Kräfte und Momente im Seegang aus dem hydrostatischen Druck mit Hilfe eines verstärkten Smith-Effektes und eines Geschwindigkeitseinflusses berechnet werden können. Havelock [19] und in einem Sonder-

falle Weinblum bestimmen die Kräfte an einem getauchten Rotationsellipsoid in regelmäßigen Wellen. Korvin-Kroukovsky [22, 23] schlägt ein Berechnungsverfahren vor, nach dem die erregenden Kräfte an einem dem Spantquerschnitt flächengleichen Halbkreis bestimmt und dann Korrekturen für den wirklichen Spantverlauf und die freie Wasseroberfläche eingeführt werden. Experimentelle Überprüfungen haben eine Übereinstimmung zwischen der Theorie und dem Versuch ergeben. Grim [24, 25, 26, 27] hat in den letzten Jahren eine Methode entwickelt, nach der die hydrodynamischen Kräfte unter Erfüllung der Randbedingungen an der Wasseroberfläche und an der Oberfläche des Schiffskörpers berechnet werden können. Diese beiden letztgenannten Verfahren werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch näher betrachtet werden.

Die bisher zitierten Abhandlungen haben vorwiegend theoretischen Charakter. Eine Reihe von experimentellen Untersuchungen wurden in den vergangenen Jahrzehnten im Großversuch und am Schiffsmodell durchgeführt. Schnadel, Horn und Weinblum [28] wickelten auf der Hochseemeßfahrt des MS „San Francisco“ ein umfangreiches Forschungsprogramm ab, das neben der Ermittlung der Längsspannungen im Schiff auch allgemeine Aussagen über das Verhalten von Schiffen im Seegang erbrachte. Die englische Admiralität ermöglichte ausgedehnte Versuchsfahrten mit dem MS „Ocean Vulcan“ [29], bei denen man u. a. bestrebt war, durch Druck- und Beschleunigungsmessungen ein möglichst genaues Bild der äußeren Kräfte zu erhalten.

Von der großen Zahl der Modelluntersuchungen können nur einige erwähnt werden. Hinweise auf weitere Veröffentlichungen folgen im experimentellen Teil dieser Arbeit. Die Abhandlungen gliedern sich auf in Beschreibungen der Modellversuche, in Diskussionen der Versuchsergebnisse und in allgemeine Erörterungen der Seegangsversuchstechnik und der neuzeitlichen Meßmethoden. E. V. Lewis [6] befaßte sich mit dem Seeverhalten von Schiffen im regelmäßigen und unregelmäßigen Seegang. Er wies die Gültigkeit des Überlagerungsprinzips nach und untersuchte die Geschwindigkeitsbeeinflussung durch verschiedene Seebedingungen. Ebenso ermittelte er das Biegemoment im Hauptspant [30] in gleichförmigen und ungleichförmigen Wellenzügen. In anderen Arbeiten werden die dynamischen Beanspruchungen unter besonderer Berücksichtigung der hydrodynamischen Stöße [20, 21, 31] und der Widerstand im Seegang [32] untersucht. Auf Anregung von Weinblum ermittelte Golovato [33] mit einem Oszillator die Frequenz- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der hydrodynamischen Masse und der Dämpfung für die Tauchbewegung eines bestimmten Schiffsmodells.

Aufgabenstellung

Der kurze, vorstehende Überblick zeigt, daß man bei den bisherigen Untersuchungen über die das Schiff im Seegang beanspruchenden Kräfte und Momente sich in den meisten Fällen damit begnügt hat, das Endergebnis in Gestalt der resultierenden Gesamtkräfte und -momente, die auf das Schiff als starrer Körper wirken, zu erfassen, ohne sich darüber zu orientieren, wie diese Endergebnisse zustande kommen und welche Zusammenhänge mit den sich um das Modell ausbildenden Druckverhältnissen bestehen. Dieses Verfahren ist bei einer allgemeinen Behandlung der Schiffsbewegungen im Seegang gerechtfertigt. Für eine Abschätzung örtlicher Beanspruchungen, für den Gültigkeitsnachweis von Berechnungsverfahren und für Untersuchungen über schwer erfaßbare Einflüsse geringen Ausmaßes auf die Gesamtkräfte ist es jedoch nützlicher und manchmal sogar unumgänglich, die lokalen Drücke als Ursache der erregenden Kräfte und Momente zu ermitteln.

Den linearisierten Bewegungsgleichungen entsprechend setzt sich die um das Schiff sich ausbildende Druckverteilung aus den Drücken, die bei Schwingungen im glatten Wasser auftreten, und aus den Drücken am festgeführten Schiffskörper infolge der Wellenbewegung zusammen. Darum kann die Lösung der Aufgabe bei systematischem Vorgehen in drei Schritten erfolgen:

1. Ermittlung der Wechseldrücke (dynamische Druckschwankungen auf Grund der Wellenbewegung) an einem festgeführten Schiff in Fahrt und im Stand in verschiedenen Wellenlängen,
2. Ermittlung der Wechseldrücke an einem im glatten Wasser mit verschiedenen Perioden stampfenden und tauchenden Schiff in Fahrt und im Stand,
3. Einführung der gewonnenen Ergebnisse in die Bewegungsgleichungen unter Beachtung richtiger Phasenlage.

In dieser Arbeit soll untersucht werden, welche Wechseldrücke von einer längsschiffslaufenden regelmäßigen Dünungswelle auf die benetzte Oberfläche eines festgeführten Schiffskörpers ausgeübt werden (nach 1). Da die durch das Schiff gestörte Druckverteilung in der Welle direkt mit der Deformation des Profils der Oberflächenwelle verknüpft ist, soll weiterhin durch Wellenmessungen diese Störung aufgenommen werden. Nach der Ermittlung der Druckverteilung um ein Schiff im Seegang sind die Gesamtkräfte nach einfachen Rechenverfahren leicht zu bestimmen. Außerdem sollen bei den theoretischen Berechnungen nach einer Methode die resultierenden Kräfte an Spantprofilen ermittelt werden.

I. Die experimentellen Untersuchungen

A. Die meßtechnischen Grundlagen

1. Allgemeine Betrachtungen

Die Durchführung von reproduzierbaren Modellversuchen in fortschreitenden regelmäßigen Wellen definierter Form ist mit Schwierigkeiten verbunden. Die gleichförmigen Wellenzüge werden mit Hilfe eines Wellenerzeugers gebildet. Nachdem die Wellen die Beckenlänge durchlaufen haben, wird ihre Energie je nach dem vorhandenen Dämpfungsabschluß absorbiert und teilweise reflektiert. Es überlagert sich schließlich eine stehende Welle gleicher Frequenz; diese Interferenzerscheinung führt zu Unregelmäßigkeiten im künstlichen Seegang und beeinflußt dadurch die Messungen nachteilig. Weiterhin ist es möglich, daß nach längerer Versuchszeit die Wassermenge über die ganze Länge des Beckens mit großer Periode Eigenschwingungen ausführt, so daß beim Wellenerzeuger sich die Sollhöhe der Wasseroberfläche verschiebt und dadurch eine Änderung der erzeugten Wellenhöhe eintritt. Diese Erscheinungen führen bei genauen Messungen zu kurzen Versuchszeiten, weil die Messung vor dem Eintreffen der reflektierten Wellen beendet sein muß, und zu langen Wartezeiten, da das Wasser infolge seiner geringen Eigendämpfung sich nur langsam beruhigt.

Bei der Erzeugung der harmonischen Wellen kann zunächst bei dem Anlauf praktisch von einem zweidimensionalen Schwingungsvorgang in der Rotationsebene der Wasserteilchen gesprochen werden. Nach kurzer Zeit können jedoch durch geometrische Unstimmigkeiten des Versuchsbeckens, durch Reibung des schwingenden Wassers an der Tankwand und besonders durch die Anwesenheit eines Störkörpers (Schiff) stehende Querwellen erzeugt werden. Diese bilden sich besonders stark aus, sobald sie mit bestimmten kritischen Wellenlängen in Resonanz stehen. Wellenlängen, von denen ein ganzes Vielfaches ($n\lambda$) gleich der doppelten Tankbreite oder gleich dem doppelten Abstand zwischen der Bordwand des Modells und dem Beckenrand ist, sind kritisch und sollten nach Möglichkeit vermieden werden.

Besonders durch die Lage eines Schiffsmodells als Störkörper in den Wellen werden die zweidimensionalen Vorgänge völlig verzerrt. Im Versuchsbecken stellt die Flüssigkeitsmenge ein kompliziertes Schwingungssystem mit unendlich vielen Freiheitsgraden dar. Bei Standversuchen (Modellgeschwindigkeit Null) werden die auf das festgehaltene Modell treffenden Wellen am Vorschiff größtenteils seitlich reflektiert. Ein Teil jedoch wandert auch nach vorn, so daß vor dem Modell schon vor dem Eintreffen der vom Tankende reflektierten Wellen Überlagerungen stattfinden. Bei zu großen Modellabmessungen können die ausgestrahlten Wellen durch Reflexion am Beckenrand wieder zurück auf das Modell schlagen und die Ergebnisse verfälschen. Nähere Untersuchungen hierüber sind [39, 40] zu entnehmen.

Das freibewegliche Schiff erzeugt noch zusätzlich ein Wellenfeld durch seine Schwingungen. Allgemeine Abschätzungen hierüber erlauben Betrachtungen über das Wellenbild einer pulsierenden Störung in Translation, die Eggers in [34] vorgenommen hat. Die Reflexionen am freibeweglichen Schiffsmodell sind in vielen Fällen bei normalem Trägheitsradius und günstiger Phasenlage der Bewegung zur Welle geringer, da das Schiff wegen der kleineren Relativgeschwindigkeit sich den Wellen anpaßt und dadurch die Strömungsbeeinflussung in der Welle durch den Körper abnimmt. Bei dem auf seinem Platz bleibenden Schiffsmodell müssen die vor dem Versuchsobjekt gemessenen Wellenhöhen aus den obengenannten Gründen korrigiert werden. Bei der Fahrt des Schiffes gegen die Wellen fallen diese Schwierigkeiten oberhalb einer kritischen Geschwindigkeit fort. Diese erhält man bei einem Geschwindigkeitsverhältnis $\Omega = V/c = 1/4$ nach [34] u. a., wobei V die Modellgeschwindigkeit und c die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit bedeuten.

Diese beschriebenen Schwierigkeiten gelten grundsätzlich für Modellversuche im künstlichen Seegang in einem Versuchstank. Sie können zu erheblichen Fehlern führen und haben große Differenzen zwischen den Meßergebnissen von Untersuchungen verschiedener Versuchsanstalten am gleichen Objekt ergeben [35]. Diese Schwierigkeiten wurden bei der Entwicklung der Modellseegangsanlage des Instituts für Schiffbau berücksichtigt und haben während des Versuchsbetriebes zusätzliche Versuchsvorrichtungen entstehen lassen und Meßmethoden bestimmt. Der hier behandelten Forschungsaufgabe liefern umfangreiche Vorbereitungsarbeiten voraus. Sie wurden von Baumann durchgeführt und bestanden aus der Entwicklung und Erprobung der Seegangsanlage [36], der kapazitiven Druckgeber, der Wellensonden und einiger weiterer, nicht handelsüblicher Meßgeräte [37], die sich in mehrjährigem Versuchsbetrieb bestens bewährt haben. Abschließend sei noch darauf hingewiesen, daß bei Modelluntersuchungen über das Verhalten von Schiffen im Seegang das grundlegende Froudesche Ähnlichkeitsgesetz besser gewahrt ist als bei den bekannten Widerstands- und Antriebsversuchen, da der Reibungseinfluß gering ist.

2. Die benutzten Versuchseinrichtungen

a) Versuchsbecken. Die vorliegenden Untersuchungen wurden in zwei verschiedenen Versuchsbecken mit unterschiedlichen Wellenerzeugern und Dämpfungseinrichtungen durchgeführt. Messungen am Schiffsmodell ohne Fortschrittsgeschwindigkeit, deren Beschreibung und Diskussion den größten Teil dieser experimentellen Arbeit ausmachen, wurden in der Seeganganlage des Instituts für Schiffbau im Schiffbau-Laboratorium der Ingenieur-Schule Hamburg vorgenommen, während in dem Versuchstank der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt der Einfluß der Fahrt auf die Druckverteilung erforscht und Kontrollmessungen im Stand durchgeführt wurden.

Die Anlage zur Erzeugung eines regelmäßigen Seeganges des Instituts für Schiffbau hat Baumann entwickelt und in einem Vortrag vor der Schiffbautechnischen Gesellschaft darüber berichtet [36]. Mit den gewonnenen Erkenntnissen wurde danach eine neue, verbesserte Anlage geschaffen. Es werden hier aber nur die für das versuchstechnische Verständnis notwendigen Zusammenhänge wiedergegeben. Die Modellseeganganlage besteht aus einer Wasserrinne mit einem Wellenerzeuger und Wellentilgern an beiden Enden. Das Wasserbecken hat eine Nutzlänge von 8,0 m, eine Breite von 1,0 m und einen Tiefgang von 0,4 m (Bild 1). Bei der neuen Anlage wurde der Wellenerzeuger (Bild 2) gleichzeitig als Tilger ausgebildet, so daß die vom Versuchsobjekt nach vorn ausgestrahlten Sekundärwellen schon am Erzeuger absorbiert werden. Die mechanischen Elemente an beiden Enden der Rinne sind gleich. Ein Schwingblech, dessen Drehachse 200 mm unter dem Wasserspiegel liegt, wird durch eine angepaßte Wirbelstrombremse gedämpft und mit Hilfe von Federn abgestimmt. Die Erregung einer künstlichen Dünnung durch den Wellenerzeuger geschieht durch periodische Bewegungen der Dämpfungsmagneten; beim Wellentilger (Bild 3) stehen diese fest. Die Magneten werden durch einen Synchronmotor über ein stufenloses Getriebe und eine

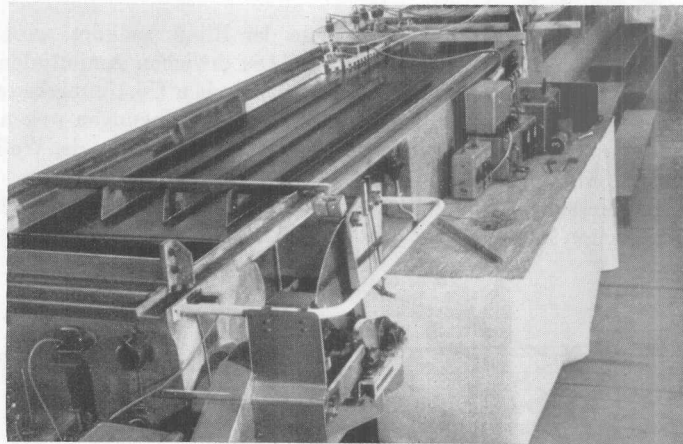


Bild 1. Versuchsrinne, im Vordergrund Wellenerzeuger

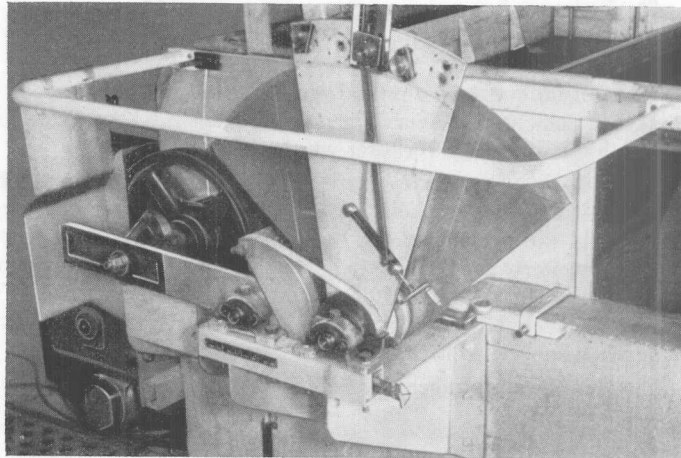


Bild 2. Wellenerzeuger, gleichzeitig Tilger

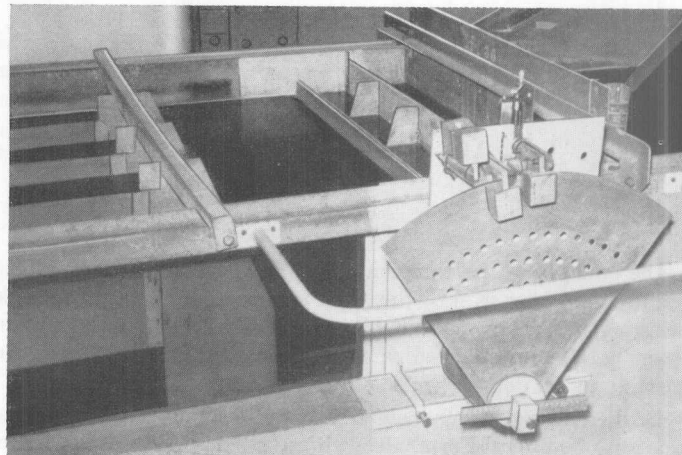


Bild 3. Wellentilger

Kurbelschleife angetrieben. Die verschiedene Winkelgeschwindigkeit des Schwingbleches ist der Orbitalbewegung regelmäßiger Wellenzüge angepaßt. Eine weitere Verbesserung erfuhr diese Anlage dadurch, daß überflüssige Trägheiten des schwingenden Systems vermieden wurden. Hierdurch ist die Resonanzbreite der Tilger erweitert worden, so daß auch Wellen benachbarter Frequenz noch befriedigend absorbiert werden.

Wenn sich kein Versuchskörper in der Rinne befindet, wird die Amplitude der Primärwelle vom Wellentilger zu fast 99% absorbiert. Die örtlichen Amplitudenunterschiede liegen unter $\pm 3\%$. Sie sind zum größeren Teil durch die geometrischen Unstimmigkeiten des Beckens bedingt. Die Versuchsdauer kann beliebig lang sein, da die Querschwingungen wegen in Längsrichtung angeordneter Sieb-systeme sich nicht ausbilden können. Nach Abschalten des Wellenerzeugers hat sich das Wasser nach einigen Minuten völlig beruhigt.

Die Messungen in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt wurden in einem 80 m langen und 5 m breiten Schleppkanal durchgeführt. Als Wellenerzeuger diente ein Tauchkörper. Die Wellen liefen

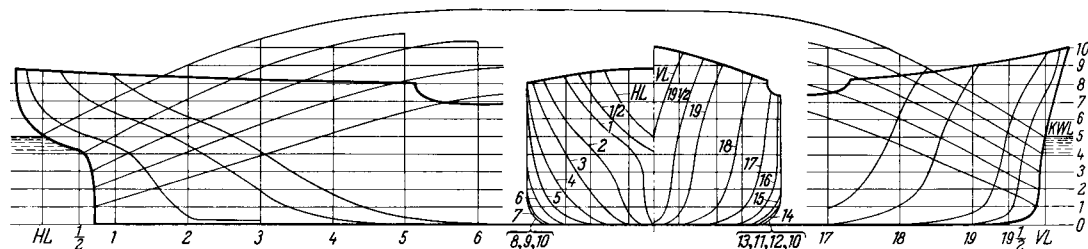


Bild 4. Linienschnitt eines Tankschiffes

in einen Rundlauftank aus und wurden von dort aus wieder reflektiert. Ein abgesenktes Sieb aus mehreren Schichten feinmaschigen Drahtgeflechtes direkt vor dem Wellenerzeuger dämpfte die Wellen, wodurch die Wartezeit verkürzt wurde.

b) Modelle. Die Auswahl der Modelle wurde getroffen, nachdem Vorversuche [40] Richtlinien für die Gestaltung eines möglichst vielen Anforderungen gerecht werdenden Schiffsmodells gegeben hatten. Als Vorbild wurde ein schnelles Tankschiff mittlerer Volligkeit gewählt. Da die vorliegenden Messungen später erweitert und die Modelle auch für andere Untersuchungen herangezogen werden sollten, wurde als Vorbild eine Schiffsform aus einer systematischen Forschungsarbeit über die Widerstände von 10 Tankschiffen gleicher Verdrängung und Geschwindigkeit genommen (Typ H aus [38]), von der dadurch schon viele charakteristische Merkmale bekannt sind.

Die Hauptabmessungen des Schiffskörpers lauten:

$$\begin{aligned} L &= 600.00 \text{ ft} = 182,88 \text{ m} \\ B &= 83.51 \text{ ft} = 25,45 \text{ m} \\ Tg &= 30.64 \text{ ft} = 9,34 \text{ m} \\ \delta &= 0.746 & L/B &= 7.186 \\ \beta &= 0.990 & B/Tg &= 2.740 \\ \alpha &= 0.821 \end{aligned}$$

Die Geschwindigkeit beträgt $V = 17,0$ kn. Weitere Angaben sind dem Linienschnitt (Bild 4), dem Spantenriß (Bild 29) und [38] zu entnehmen. Auf Grund der Ergebnisse der Vorversuche wurden die Maßstäbe 1 : 150 und 1 : 75 gewählt, so daß die Modelle mit folgenden Abmessungen hergestellt wurden:

Modell I	Modell II
Maßstab 1 : 150	Maßstab 1 : 75
$L = 1220 \text{ mm}$	$L = 2440 \text{ mm}$
$B = 170 \text{ mm}$	$B = 340 \text{ mm}$
$Tg = 62 \text{ mm}$	$Tg = 124 \text{ mm}$

Die einzigen Abweichungen von dem Original aus [38] sind die schlankeren Wasserlinien des Vorschiffes über der KWL, die eine bessere Anordnungsmöglichkeit für Kohlelektroden zur Wellenmessung bieten, und das Fehlen der Ruderhacke aus herstellungstechnischen Gründen. Das Hauptspant hat einen Kimmradius und keine Aufkimmung. Dieses Spantprofil läßt sich über eine konforme Abbildung bei der theoretischen Behandlung gut annähern.

Da die Untersuchungen einen längeren Zeitraum beanspruchen sollten, war bei der Modellausführung eine gute Maß- und Formhaltigkeit auf längere Zeit die erste Forderung. Aus diesem Grunde schied ein Holzmodell von vornherein aus. Als Material wurde für das Modell I zunächst Plexiglas gewählt.

Erfolgreich abgeschlossene Versuche zur Herstellung von Kunststoffmodellen aus glasfaserverstärkten Duroplasten führten zur Anfertigung von zwei weiteren, völlig gleichen Modellen aus Araldit¹, zu deren Herstellung das Plexiglasmodell als Kern gedient hatte. Das Modell II wurde ebenfalls aus diesem Kunststoff gefertigt, wobei ein Paraffinkörper das Urmodell abgab. Somit konnten wechselweise vier Modelle durchgemessen werden. Diese Kunststoffmodelle zeichnen sich durch hohe Festigkeit bei geringer Wandstärke und geringem Eigengewicht sowie durch gute Formbeständigkeit und Bearbeitungsmöglichkeit aus [39].

c) Wellensonden. Bei den durchgeführten Modellversuchen im künstlichen Seegang war eine möglichst genaue Aufzeichnung der Wasserwellen notwendig, damit man ihre Höhe, Periode und gegebenenfalls auch ihre Form und Phase feststellen und anderen Größen zuordnen konnte. Die Versuchsbedingungen erforderten häufig Wellenmessungen gleichzeitig an verschiedenen Stellen oder kontinuierlich über eine längere Strecke. Diesen verschiedenen Bedingungen paßte sich die oszillographische Aufzeichnung von Wasserwellen mit Hilfe einer Wellensonde gut an.

Die Sonde besteht aus zwei parallelen Kohlestäben als Elektroden, die zum Teil in das Wasser getaucht werden. Durch die vorbeilaufende Welle ändert sich der augenblicklichen Wellenphase entsprechend die Tauchtiefe der Sonde, so daß sich daraus eine Strommodulation ergibt. Unter der Einwirkung einer Wechselspannung von etwa $10 V_{\text{eff}}$ fließt ein Strom von etwa $3 \text{ m A}_{\text{eff}}$ pro 1 cm Tauchung. Dieser Strom wird über ein Anschlußgerät oder bei einer größeren Zahl von Meßstellen über eine elektrische Dämpfung direkt dem Oszillographen

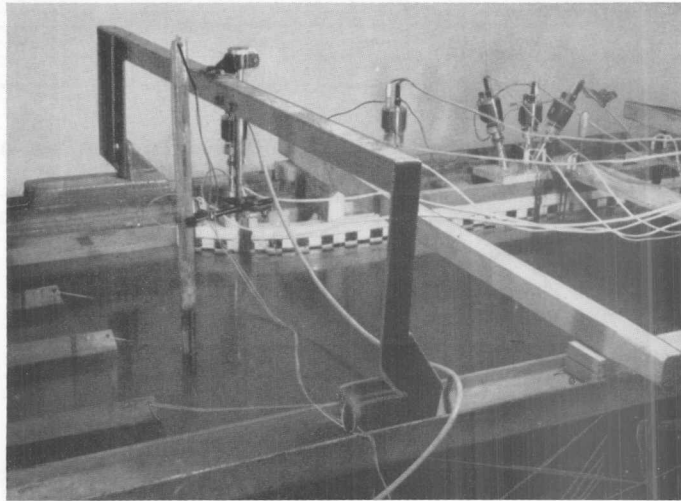


Bild 5. Halbiertes Modell mit kapazitiven Druckgebern und Wellensonden (aus den Vorversuchen)

zugeführt. In diesem zweiten Falle schreibt der Oszillograph die von den Wasserwellen modulierte Wechselstromkurve auf. Das Anschlußgerät enthält die Gleichrichter, Brückenschaltung, Siebung und den Maßstabswähler; in diesem Falle wird nur die Wasserwelle aufgezeichnet.

Die Kohleelektroden können verschieden verwendet werden: Bei Wellenmessungen am Schiffskörper werden sie an die Bordwand des Modells geklebt oder in die Außenhaut eingelassen, um bei Fahrt Strömungsstörungen zu vermeiden. Mit einfachen Mitteln ist eine freitragende Anordnung der Elektroden während des Versuchsbetriebs leicht herzustellen. Eine mechanisch brauchbare Wellensonde, die auch bei Fahrt geeignet ist, erhält man durch Einlegen der beiden Kohleelektroden in einen schwertförmigen Isolator aus Plexiglas oder Polyester. Eine Wellensonde dieser Art, aufgeklebte Elektroden und freitragende Kohlestäbe zeigt das Bild 5.

Im folgenden wird jetzt über Wellensonden als Meßwertgeber mit Kohleelektroden im Plexiglas-körper berichtet. Zunächst ist es erforderlich, in Vorversuchen die charakteristischen Eigenschaften der Sonden mit ihren Anschlußgeräten und ihr Verhalten gegenüber verschiedenen Einflüssen zu erfassen. Spannungsschwankungen im Wechselstromnetz werden durch Vorschalten eines Spannungsgleichhalters von $\pm 15\%$ auf $\pm 1\%$ reduziert. Nach Einschalten des Stromes benötigen die Geräte eine gewisse Anlaufzeit, da anfangs Erwärmungseffekte und die mangelnde Benetzung der Sondenoberfläche Widerstandsänderungen hervorrufen und dadurch die Anlage nicht gleichmäßig arbeiten lassen. Ergebnisse einer Untersuchung des Anlaufvorganges und des Verhaltens über einen längeren Zeitraum gibt Bild 6 wieder. Es sind die Tauchanzeigen t_a für zwei Wellensonden bei einer konstanten Tauchtiefe der Sonden von $t = 125 \text{ mm}$ dimensionslos als Funktion der Zeit aufgetragen worden. Nach 90 Min. Laufzeit sind die Änderungen nur noch gering, und der stationäre Zustand ist praktisch erreicht. Unsauberes Wasser, eine verschmutzte Oberfläche und Temperaturschwankungen, die die Leitfähigkeit beeinflussen, liefern weitere Fehlerquellen. Es empfiehlt sich, durch langsames, gleich-

¹ geschützte Markenbezeichnung der CIBA-Aktiengesellschaft

mäßiges Überlaufen des Wassers für gute Versuchsbedingungen zu sorgen. Alle diese Differenzen treten nur in größeren Zeitabständen auf, so daß sie durch die obligatorischen Eichungen größtenteils eliminiert werden.

Bei der Durchführung der Eichungen zeigt sich eine gute Linearität der Eichkurven über die gesamte Länge der Wellensonden von 250 mm. Der maximale Fehler liegt unter $\pm 1,0\%$. Im Interesse

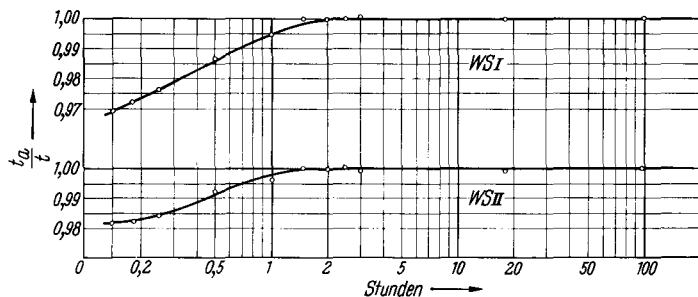


Bild 6. Amplitudencharakteristik der Wellensonden nach dem Einschalten

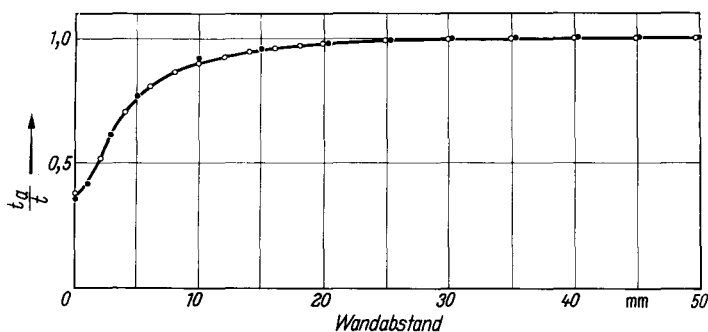


Bild 7. Amplitudencharakteristik einer Wellensonde in Wandnähe

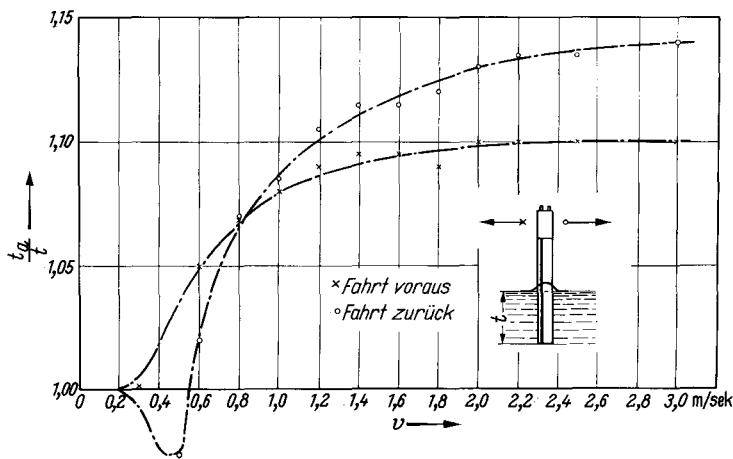


Bild 8. Der Einfluß der Fahrt auf die Wellensonde

einer linearen Charakteristik ist es ratsam, gelegentlich die Sonden im völlig getauchten Zustand zu formieren, damit der nur selten benetzte obere Bereich dem dauernd getauchten unteren angeglichen wird. Die in den Vorversuchen durchgeführten umfangreichen Eichungen sind während der Wellenmessungen zur Kontrolle laufend wiederholt worden, so daß die Genauigkeit der Aufzeichnungen gewährleistet ist. Dieses gilt auch für die aufgeklebten und freitragenden Kohleelektroden. Wellenmessungen nahe am Modell oder am Tankrand werden durch die Einengung der elektrischen Stromlinien beeinflusst. Der Extremfall der völlig getauchten Sonde ergibt die Fehlerkurve nach Bild 7. Außerhalb von 25 mm liegt die Differenz im Bereich der normalen Fehlergrenze.

Bei der Bewegung der Wellensonden durch das Wasser müssen die Meßwerte korrigiert werden, da durch die auftretende Stauwelle und durch die unsymmetrische Anordnung der Elektroden auf der vorderen Hälfte des Meßkörpers diese bei Fahrt verschieden benetzt werden. Korrekturwerte gibt das Bild 8 wieder. Sie gelten für die halbgetauchte Sonde bei Vor- und Rückwärtsfahrt. Die verschiedenartige Anströmung bei zusätzlichem Seegang muß beachtet werden.

d) Druckgeber. Zunächst wurden zur oszillographischen Aufzeichnung der Wasserdrücke am Modell im Institut für Schiffbau fünf Druckgeber entwickelt

[37], deren kapazitive Modulationsschaltung ohne Zwischenschaltung eines Verstärkers direkt an die Spiegelgalvanometer eines Schleifenzillographen angeschlossen werden kann. Bild 5 zeigt die Anordnung der Druckwandler in einem Modell, mit dem u. a. in Vorversuchen die ersten orientierenden Druckmessungen vorgenommen wurden [39, 40]. Die Eigenfrequenz dieser Druckgeber beträgt mehr als 10 Hz. Bei verschiedenen Tiefgängen wurden 10,5 Hz, 12,0 Hz und 13,3 Hz gemessen. Die Linearität wurde durch die Aufstellung statischer Eichkurven nachgewiesen und die Meßwerte durch Eichungen vor und nach dem Versuch festgelegt.

Wegen der vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten der Trägerfrequenz-Meßverstärker beim elektrischen Messen mechanischer Größen wurden für das in Frage stehende Forschungsvorhaben Verstärker angeschafft mit dazugehörigen induktiven Druckaufnehmern, die in Sonderanfertigungen hergestellt werden mußten. Mit ihrer hohen Eigenfrequenz von über 1000 Hz in Luft sind diese Geber auch für hydrodynamische Stoßaufnahmen geeignet. Die Verstärker und Druckgeber sind von verschiedener Bauart: Zwei Geräte arbeiten mit einer Trägerfrequenz von 480 kHz, und die dazugehörigen Druckwandler haben einen Membrandurchmesser von 15 mm, während vier weitere Verstärker die Aufnehmer mit 5 kHz speisen, die einen Schaftdurchmesser von nur 6 mm haben. Der Meßbereich aller Druckgeber liegt zwischen 0 und 300 mm WS, der Fehler unter $\pm 2\%$. Einen Teil dieser Meßgeräte zeigt das Bild 10, das einen Überblick über die Versuchsanordnung gibt.

e) Kraftaufnehmer. Für die Messung des wechselnden Widerstandes im Seegang und der Trägheits- und Dämpfungskräfte bei Längsschwingungen eines Schiffes (surging) bis zu den Frequenzen im Bereich der Schiffsvibrationen wurde ein Aufnehmer entwickelt, der die auftretenden Kräfte und bei Zwischenschaltung von Spiralfedern als Schwingungsmeßgerät auch die Wege erfassen kann. Bild 9 stellt eine Prinzipskizze dieses Meßkörpers dar. Das Gehäuse besteht aus zwei austauschbaren Blattfedern und zwei Anschlagblechen, die eine Übersteuerung des Meßverstärkers verhindern. Im Inneren befinden sich zwei tastlose induktive Wegaufnehmer in Differentialschaltung, die in Achsrichtung verschiebbar angeordnet sind und die die Wegänderung der Meßzunge, hervorgerufen durch eine außen angreifende Kraft, mit Hilfe der Induktivitätsänderung in den Aufnehmerspulen anzeigen. Der Abstand der beiden Wegaufnehmer wird dem linearen Anzeigebereich und die austauschbaren Blattfedern werden den Frequenzbedingungen mittels ihrer unterschiedlichen Stärken angepaßt.

f) Weitere mechanische Meßvorrichtungen. Wegen der begrenzten Zahl der Druckaufnehmer, ihrer teilweise großen Bauart und wegen der notwendigen Sorgfalt bei der Versuchsdurchführung mußten weitere Einrichtungen nach den in den Versuchen gesammelten Erfahrungen entwickelt werden.

Für Druckmessungen auf dem Hauptspant im Bereich des parallelen Mittelschiffes wurde eine Vorrichtung geschaffen, die in Querrichtung an jeder beliebigen Stelle den Druck aufzunehmen ermöglicht.

Im Prinzip besteht die Einrichtung aus zwei parallelen Stahlplatten mit den Abmessungen des Hauptspantes, über die als Außenhautstreifen mit Hilfe eines Exzenters ein verschiebbares Stahlband gespannt wird, das unter Wasser zwei Öffnungen mit innen aufgesetzten Schlauchtüllen hat. Schläuche als Druckanschlüsse bilden den Übergang zu den Druckwandlern, die außen an dem Gerät befestigt werden können. Mit Hilfe der beiden Anschlüsse kann bei einem Versuchsdurchgang der Druckverlauf auf der Backbord- und Steuerbordseite gleichzeitig ermittelt werden. Für die Meßstellen auf dem Kiel in Längsrichtung wurden mechanische Wähler hergestellt, die die jeweils sechs, auf einer Kreisplatte angeordneten Anschlüsse mit einem Druckgeber nacheinander erfassen können. Diese beiden beschriebenen Vorrichtungen sind in Bild 11 zu sehen, das den Mittelschiffsbereich des Modells I wiedergibt.

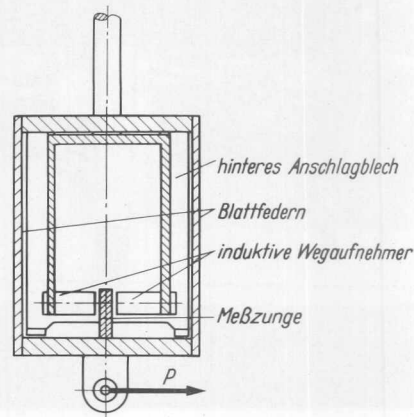


Bild 9. Skizze eines Kraftaufnehmers

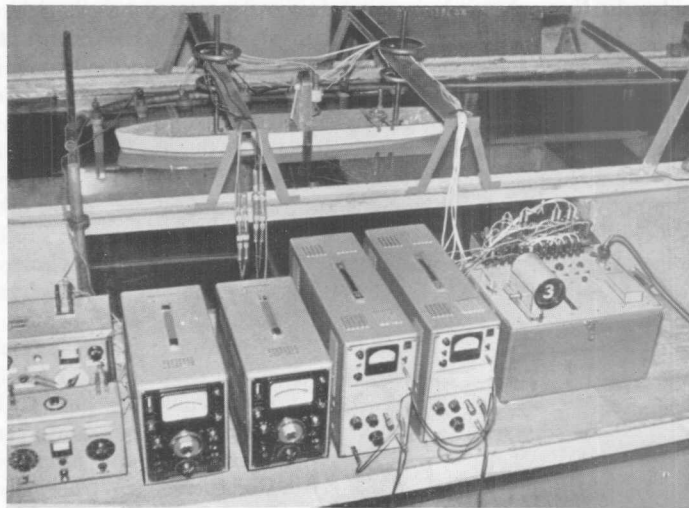


Bild 10. Versuchsanordnung

Das Bild 10 zeigt die Versuchsanordnung mit einigen der verwendeten Meßgeräte im Vordergrund. Bei den Standversuchen wurden die Modelle mit Schraubspindeln an zwei Haltern befestigt, die quer über die Rinne reichten. Die genormte Gewindesteigung ergab gute Eichmöglichkeiten, und die Modelle konnten in bestimmten Grenzen vertrimmt und gekrängt werden. Die Wellenmessungen in der Nähe

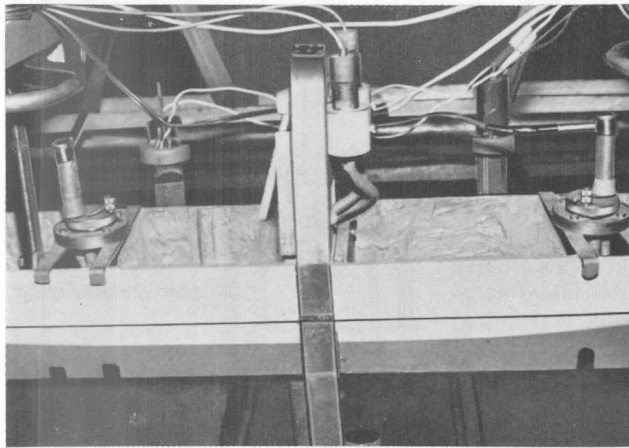


Bild 11. Meßvorrichtungen im Mittelschiffsbereich

des Versuchskörpers wurden von einer Meßbühne aus vorgenommen, die zu Eichzwecken als Ganzes angehoben und gesenkt und von der aus die Wellensonden an beliebigen Stellen angeordnet oder kontinuierlich verschoben werden konnten. Zur Unterdrückung der Querschwingungen wurden die drei Siebflächen, die in Bild 1 zu sehen sind, ersetzt durch zwei Rahmenkonstruktionen, in die je acht engmaschige, parallel verlaufende Siebflächen gespannt werden konnten. Diese Siebssysteme waren über die Länge des Versuchsbeckens verschiebbar, und zur Anpassung an die jeweilige Wellenlänge war es möglich, die Siebflächen einzeln zu spannen oder auch auszuwechseln [39].

B. Vorbereitung, Ausführung und Diskussion der Messungen

1. Wellen- und Druckuntersuchungen im ungestörten Modellseegang

a) Die Stokesschen Wellen. Bevor mit den Messungen am Schiffskörper begonnen wurde, mußten Untersuchungen über die ungestörten regelmäßigen Wellenzüge vorgenommen werden, um später die Versuchsergebnisse auf diesen Seegang richtig beziehen und beurteilen zu können. Für die bei der Erzeugung dieser künstlichen gleichförmigen Wellen auftretenden Gesetzmäßigkeiten lassen sich im Gegensatz zu der wirklichen Seegangsstruktur die Ergebnisse der klassischen Wellentheorie gut anwenden. Die Schwerewellen an einer ebenen Flüssigkeitsoberfläche werden unter der Voraussetzung von Wirbelfreiheit, Reibungslosigkeit und Inkompressibilität durch die Potentialgleichung, die Bernoulli-Gleichung und die Grenzbedingungen für die Meeresoberfläche und den Meeresboden beschrieben. Die nichtlinearen Glieder der Kontinuitätsbedingung haben es bisher verhindert, eine vollständige Lösung dieses Gleichungssystems aufzustellen. Von den bisher erbrachten Näherungslösungen stammt die bekannteste von Stokes [41, 42, 8] für die Gleichung des Profils einer Tiefwasserwelle in Form einer Reihe, deren erste drei Glieder mit der Gleichung einer Trochoide übereinstimmen. Als exakte Lösung

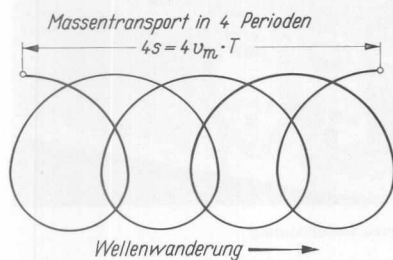


Bild 12. Orbitalbahnen der Wellen endlicher Amplitude in tiefem Wasser (nach Stokes)

der dynamischen Gleichungen bei Annahme kreisförmiger Orbitalbahnen gibt Gerstner [43] diesen Trochoidenverlauf an. Wegen ihrer mathematisch einfacheren Form wird die Trochoide in der Schiffstechnik häufig angewendet, wenn die Sinuslinie zu große Fehler ergeben würde. Die Oberflächenwellen nach Stokes zeigen im Gegensatz zu den Lösungen der linearisierten Gleichungen mit infinitesimal kleinen Amplituden und zu der Gerstnerschen Wirbelwelle die bemerkenswerte Eigenschaft, daß die Orbitalbahnen der Wasserteilchen für endliche Wellenhöhen nicht geschlossen sind, sondern zu schleifenförmigen Bahnen verzerrt werden (Bild 12), wie es in jeder Modellseegangsanlage deutlich beobachtet werden kann. Die Partikel wandern auf dem Wellenberg schneller als im Wellental in entgegengesetzter

Richtung, so daß daraus eine durchschnittliche Translationsgeschwindigkeit der Wasserteilchen als Strömungsgeschwindigkeit in Richtung der Wellenfortpflanzung resultiert. Diese Geschwindigkeit des Massentransportes ist eine Funktion der Wellenschräge und wird bei gleichem Grad der Annäherung wie für die Trochoide durch die folgende Gleichung bestimmt:

$$v_m = \pi^2 \frac{h^2}{\lambda'^2} \sqrt{\frac{g \lambda'}{2 \pi} \left(1 + \pi^2 \frac{h^2}{\lambda'^2}\right)} e^{\frac{4 \pi z}{\lambda'}} = \vartheta_m^2 c' e^{\frac{4 \pi z}{\lambda'}} \quad (1)$$

Durch diese zusätzliche Strömung gewinnt man für die Wellengeschwindigkeit an der Wasseroberfläche den Ausdruck

$$c' = \sqrt{\frac{g \lambda'}{2 \pi} \left(1 + \pi^2 \frac{h^2}{\lambda'^2}\right)} = \sqrt{\frac{g \lambda'}{2 \pi} (1 + \vartheta_m^2)} \quad (2)$$

In diesem Abschnitt gelten die durch einen Strich bezeichneten Maßzahlen c' , λ' und T' für Wellen endlicher Höhe. Der experimentelle Nachweis des Massentransportes ist in wesentlichen Zügen durch Versuche von Morrison und Crooke [44] bis herab zu Wassertiefen von $0,2 \lambda$ erbracht worden. Schuster berichtet in [45] über Versuche von Wiegel und Johnson [46], die bei einer Flachwasserwelle eine Verschiebestrecke pro Periode von fast 30% der Wellenhöhe gemessen haben.

Durch die unbegrenzte Wellenlaufzeit mit Hilfe der reflexionslosen Absorption der Wasserwellen durch den Wellentlger in der Modellseeganganlage des Instituts für Schiffbau war es möglich, systematische Untersuchungen über diesen Massentransport vorzunehmen. Es wurde nach zwei Verfahren gearbeitet:

1. Die Strömungsgeschwindigkeit des Massentransportes wurde mit Hilfe kleiner Massenteilchen und Schwebekörperchen an der Oberfläche über eine Entfernung von mehreren Wellenlängen gemessen. Die Verschiebestrecken während einer Periode und die Strömungsgeschwindigkeiten sind als Meßergebnisse dimensionslos in Bild 13 und 14 als Funktion der Wellenschräge aufgetragen worden.

2. Die Wellengeschwindigkeit wurde über eine Strecke von 10 Wellenlängen durch die oszillographische Aufzeichnung der Wellen an den Enden dieser Meßstrecke ermittelt. Diese Ergebnisse sind ebenfalls Bild 14 zu entnehmen.

Bei beiden Versuchsmethoden wurde die Wellenhöhe in der Mitte der Meßstrecke, die Periode an drei ortsfesten Stellen und die Wellenlänge über die Wellengeschwindigkeit bestimmt. Bei dem Übergang von flachen Wellen mit infinitesimal kleinen Amplituden zu Wellen endlicher Höhe gibt es nach Gleichung (2) zwei Möglichkeiten:

1. $\lambda = \text{const}$ bedeutet, daß wegen $\lambda' = \lambda$, $c = \sqrt{\frac{g \lambda}{2 \pi}}$ und

$$c' = \sqrt{\frac{g \lambda}{2 \pi} (1 + \vartheta_m^2)} = \frac{\lambda}{T'} \quad (3)$$

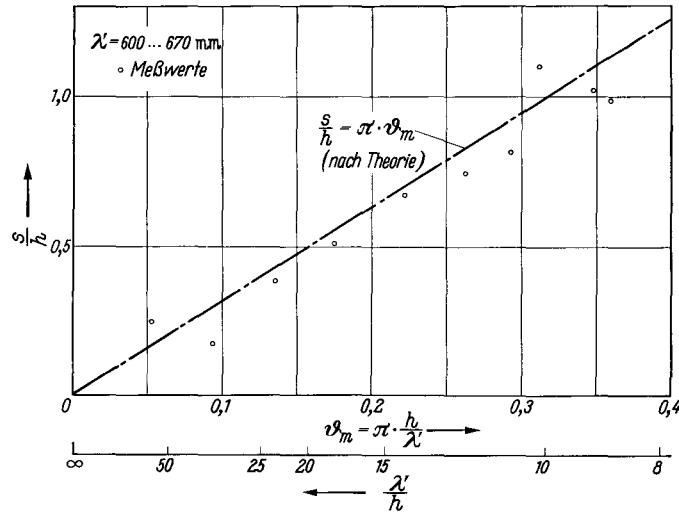


Bild 13. Weg eines Massenteilchens an der Oberfläche während einer Periode, dimensionslos gemacht durch die Wellenhöhe

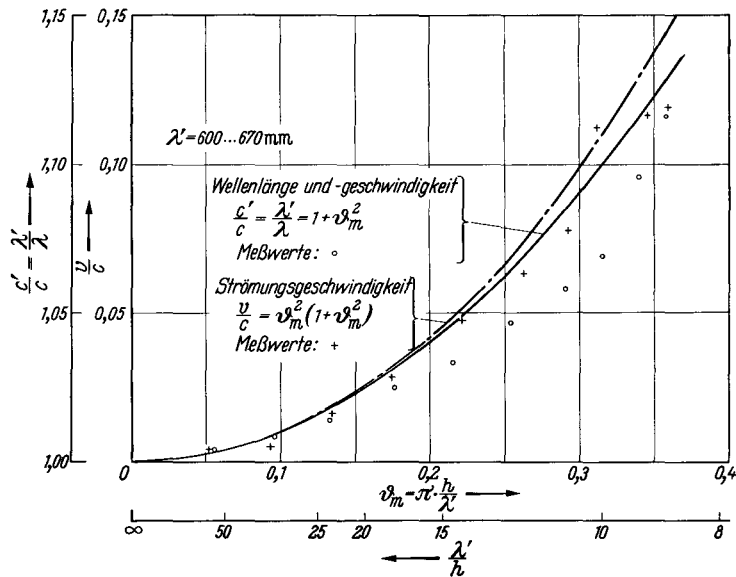


Bild 14. Strömungsgeschwindigkeit, Wellenlänge und Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeit an der Oberfläche bei einer Welle endlicher Höhe.

die Periode in einem ruhenden Bezugssystem auf

$$T' = \frac{T}{\sqrt{1 + \vartheta_m^2}} \quad (4)$$

sich verringert. Diese Bedingung der konstanten Wellenlänge ist in der freien Natur gegeben. Die Periodenveränderung nach Gleichung (4) kann man sich bei Dünungswellen in der umgekehrten Weise vorstellen, wenn infolge von Dissipation die Höhe langsam abnimmt. Lamb [42] gibt für die Abnahme der Wellenamplitude die Formel

$$A = A_0 e^{-\frac{8 \nu \pi^2 t}{\lambda^2}} \quad (5)$$

($t = \text{Zeit}$)

In einem Versuchslaboratorium muß bei exakten Messungen die Periodeneinstellung des Wellenerzeugers für eine definierte Wellenlänge nach Gleichung (4) erfolgen, da bei der üblichen, festen Einstellung

nach der Formel $T = \sqrt{\frac{2 \pi \lambda}{g}}$ an jedem ortsfesten Platz gilt:

2. $T = \text{const}$, so daß jetzt nach dem obigen Ansatz

$$c' = \sqrt{\frac{g \lambda'}{2 \pi} (1 + \vartheta_m^2)} = \frac{\lambda'}{T} \quad (6)$$

die Wellenlänge $\lambda' = \lambda (1 + \vartheta_m^2)$ (7)

und die Wellengeschwindigkeit $c' = c (1 + \vartheta_m^2)$ (8)

sich vergrößern. Unter dieser Bedingung sind die Versuche durchgeführt worden.

Die gewonnenen Meßwerte nähern sich besonders im unteren Bereich gut den theoretischen Kurven an. Die Abweichungen der Wellengeschwindigkeit bei steileren Wellen können experimentell durch die längere Meßstrecke, die fast vom Wellenerzeuger bis zum Tilger reichte und dadurch Grenzeinflüsse dieser Schwingungssysteme einschloß, durch leichte, noch vorhandene Rückströmungen im glatten Wasser und durch überlagerte Wellen und theoretisch durch die diesen Annäherungsformeln anhaftende Unsicherheit für große Wellenschrägen gedeutet werden. Aus der Darstellung der Meßergebnisse lassen sich folgende Aussagen gewinnen: Die Abweichungen der betrachteten Kenngrößen einer Welle endlicher Höhe von den Maßzahlen der Welle infinitesimaler Amplitude erfolgen nahezu quadratisch zur Wellenschräge. Die Transportgeschwindigkeit der Massenteilchen, die Zunahme der Wellengeschwindigkeit und der Wellenlänge überschreiten 11% bei den steilsten Wellen. Die Massenteilchen legen hierbei während einer Periode einen Weg zurück, der länger als die Welle hoch ist, so daß von Kreisbahnen nicht mehr gesprochen werden kann. Die steilsten Wellen in dieser Seeganganlage liegen bei $\lambda/h \approx 8,5$ mit einer ausgeprägten Spitze, bei größerer Radiuseinstellung des Wellenerzeugers brachen die Wellenkämme, und die Höhe reduzierte sich. Michell [47] berechnete die maximale Wellensteilheit zu $h/\lambda = 1/7$ und die Zunahme der Wellengeschwindigkeit um 20%. Die Form der Wellen ergab sich bei den Versuchen immer zwanglos durch die oszillographische Aufzeichnung. Es war deutlich festzustellen, daß die steilen Wellen trochoidenähnlich verliefen. Bei Messungen in steilen Wellen, wie zum Beispiel bei Roll- und Kenterversuchen, müssen diese Gesetzmäßigkeiten der Stokesschen Wellen unbedingt beachtet werden. Aber auch schon bei den üblichen Wellenhöhen von $\lambda/20$ bis $\lambda/25$ liegen die Abweichungen bei 2%. Das bedeutet für die Wellenlänge einen systematischen Fehler, der so groß ist wie der häufig angegebene statistische. Die Strömungsgeschwindigkeit der Massenteilchen liegt für $\lambda/20$ bei 2,5% der Wellengeschwindigkeit. Bei einer Froudeschen Zahl von $F = 0,20$ wird die Modellgeschwindigkeit $V = 0,5 c$, so daß die Strömungsgeschwindigkeit 5% der Modellgeschwindigkeit ausmacht. Diese Größenordnungen dürfen m.E. bei Widerstandsmessungen im Seegang nicht unberücksichtigt bleiben, da der Widerstand bei einer entsprechenden Steigung der Kurve um einen noch höheren Betrag zu groß sein kann. Durch diese Zusatzgeschwindigkeiten ist die lineare Abhängigkeit von der Wellenhöhe, wie sie bei den Bewegungen und Kräften im Seegang immer angenommen wird, nicht mehr vorhanden.

b) Der Smith-Effekt. Infolge der Theorie des unregelmäßigen Seeganges interessieren heute die Untersuchungen in Sinuswellen. Diese erhält man als periodische Lösungen der linearisierten Ausgangsgleichungen. Für sie gelten die bekannten Gesetze für Tief- und Flachwasserwellen konstanter Wasser-

tiefe, strenggenommen aber nur für infinitesimal kleine Amplituden. Die Orbitalbahnen bleiben geschlossen, ihr Radius nimmt um den Faktor $e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}}$ zur Tiefe hin ab. Die Abnahme der Wellenamplitude bzw. der -höhe zeigt das Bild 15 für Wellen verschiedener Länge als Tief- und Flachwasserwellen. Dieses hydrodynamische Verhalten ist in der Schiffbautechnik als Smith-Effekt [2] bekannt. Er bedeutet, daß der Druckgradient unter dem Wellental größer und unter dem Wellenberg kleiner als im glatten Wasser ist. Die dynamische Druckdifferenz (Wechseldruck) in einer bestimmten Tiefe, die man nach Abzug des statischen Druckes für glattes Wasser erhält, ist bei Wellen endlicher Höhe nicht identisch mit der Wellenhöhe, also dem Durchmesser der Orbitalbahnen in dieser Tiefe, sondern weicht

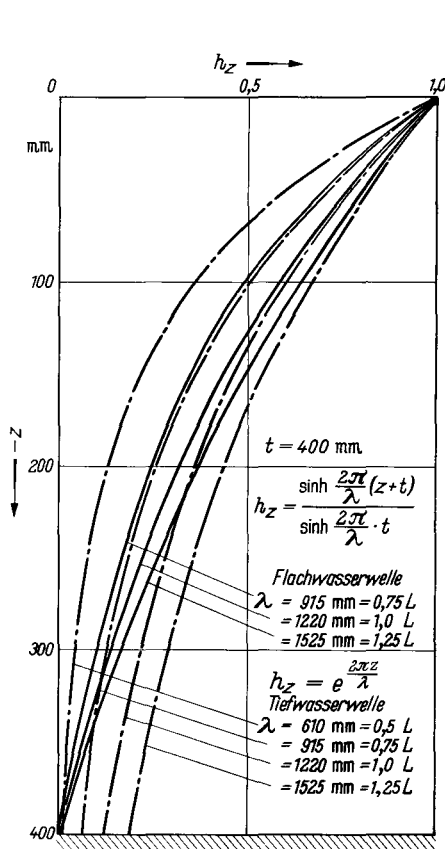


Bild 15. Die Abnahme der ungestörten Wellenhöhe zur Tiefe hin (Smith-Effekt)

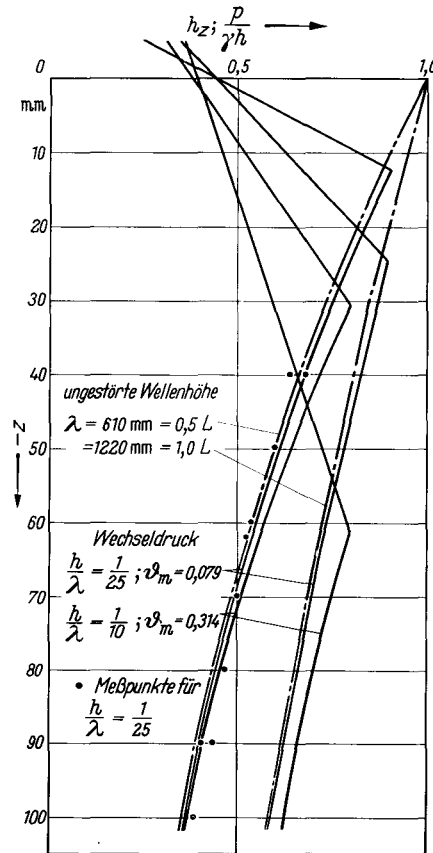


Bild 16. Der Einfluß der Wellenschräge auf den Wechseldruck

geringfügig zu größeren Werten in Abhängigkeit von der Wellenschräge ab, da der Druckberg und das Drucktal an einer bestimmten Stelle zu verschiedenen Orbitalkreisen gehören. In Bild 16 sind die Kurven für die Abnahme der Wellenhöhe und Wechseldrücke für verschiedene Wellenlängen und -höhen bis zu einem Tiefgang von 100 mm aufgetragen worden. Die eingezeichneten, gemessenen Druckpunkte mögen als ein experimenteller Nachweis des Smith-Effektes angesehen werden. Der Knick in dem Druckverlauf erfolgt in einer Wassertiefe, die der Amplitude im Wellental entspricht. Oberhalb dieses Punktes liegt ein periodisches Austausch aus der Welle vor.

c) Das Einmessen der Wellen. Für die nachfolgend beschriebenen Versuche wurden folgende Wellenlängen eingemessen:

- $\lambda = 610 \text{ mm} = 0,50 L$
- $\lambda = 915 \text{ mm} = 0,75 L$
- $\lambda = 1220 \text{ mm} = 1,00 L$
- $\lambda = 1525 \text{ mm} = 1,25 L$

Die Periodenbestimmung erfolgte über einen automatischen 10-Perioden-Stopper. Die Wellenhöhe betrug in den meisten Fällen $h = \lambda/25$, doch wurden auch Messungen in dem Höhenbereich von $\lambda/10$ bis $\lambda/100$ ausgeführt. Die dynamischen Druckuntersuchungen in einer bestimmten Tiefe in der un-

gestörten Dünung oder am Schiffsmodell wurden so vorgenommen, daß die Wechseldrücke, also die Differenz zwischen Druckberg und -tal oszillographiert wurde, wobei der statische Druck für glattes Wasser durch elektrische oder mechanische Nullpunktverschiebung kompensiert wurde. Systematische Druckmessungen an verschiedenen Stellen des Schiffes bei variiertem Wellenhöhe von flachen bis zu steilen Wellen zeigten die lineare Abhängigkeit der Wechseldrücke von der Wellenhöhe.

Bei dem Ausmessen der ungestörten Wellen wurden nach längerer Laufzeit des Wellenerzeugers über eine die Modelllänge überragende Meßstrecke die Wellenhöhen aufgezeichnet und mit den Größt- und Kleinstwerten der örtlichen Wellenhöhe h das Verhältnis $r = \frac{h_{\max} - h_{\min}}{h_{\max} + h_{\min}}$ gebildet, das den Reflexionskoeffizienten der Anlage bestimmt. Theoretisch genügt das Ausmessen einer halben Wellenlänge. Bei optimaler Anpassung war die Reflexion $r < 3\%$.

2. Die Durchführung der Vorversuche

Zu Beginn dieses Forschungsprogramms wurden Vorversuche durchgeführt, die zunächst der allgemeinen Orientierung dienen und Aufschluß über die günstige Auswahl eines Modells für systematische Messungen über einen längeren Zeitraum geben sollten. Drei verschiedene Schiffsmodelle wurden untersucht: eine völlige Tankerform und zwei schlanke Schiffsmodelle mit parabelförmigen Wasserlinien. Ein Teil der Ergebnisse dieser Untersuchungen wird in [40] wiedergegeben. Bei diesen Messungen wurden die Reflexionen an der Bord- und Tankwand, die Ausbildung der Querschwingungen und Möglichkeiten zu ihrer Vermeidung sowie der Einfluß des Modellmaßstabes besonders untersucht. Die Druckmessungen stimmen mit den später an den Modellen I und II gewonnenen Ergebnissen überein.

3. Messungen am Versuchskörper

a) Meßmethoden. Die ersten orientierenden Vorversuche zur Abschätzung der Druckverhältnisse ließen sogleich die enge Verknüpfung der Druckverteilung mit der Wellendeformation an der Außenhaut des Störkörpers erkennen. Dadurch mußte die ursprüngliche Aufgabenstellung der Druckermittlung auf Wellenmessungen in der Modellnähe erweitert werden, die in demselben Umfang wie die Druckversuche durchgeführt wurden. Erst so war es möglich, einige Gesetzmäßigkeiten klarer zu erkennen. Die bisher und im weiteren Verlauf dieser Arbeit betrachteten Messungen gelten für das Modell I in der Seeganganlage des Instituts für Schiffbau, wenn es nicht ausdrücklich anders betont wird.

Grundsätzlich wurden während der Dauer des Versuchsbetriebes zwei verschiedene Meßverfahren angewendet:

1. Bei eingetauchtem Schiffsmodell liefen die eingemessenen Wellen zunächst so lange, bis die instationären Anlaufvorgänge abgeklungen waren, die infolge der Frequenzabweichung der anfänglich nur unvollkommen absorbierten ersten Wellenzüge auftraten, und bis sich über die ganze Rinne ein stationärer Schwingungszustand einstellte. Erst dann wurden die Messungen vorgenommen. Mit einer Wellensonde wurde in einem angemessenen Abstand vor dem vorderen Lot des Schiffes die Wellenhöhe ermittelt, auf die alle anderen Meßergebnisse bezogen wurden. Untersuchungen dieser Art konnten ohne Zeitverlust und mit einer geringen Zahl von Meßwertaufnehmern hintereinander durchgeführt werden; die Reproduzierbarkeit solcher Versuche war gut. Trotz der aktiven Dämpfungsvorrichtungen an beiden Enden der Rinne und der Siebanordnungen gegen Querschwingungen in der Nähe der Meßstrecke blieb es nicht aus, daß sich bei bestimmten Wellenlängen in den gleichmäßigen Verlauf der Versuchsergebnisse durch stehende Wellen und Querschwingungen systembedingte Fehler einschlichen. Um diese auf ein Mindestmaß zu beschränken, wurde zur genauen Ermittlung der Versuchswerte zuletzt nur noch die nächste Methode verwendet.

2. Bei dieser wurden gleich nach den ersten Anlaufwellen, sobald die erforderlichen Wellenlängen und -höhen erreicht waren, die Meßwerte aufgeschrieben und die Anlage wieder abgeschaltet, so daß bis zu diesem Zeitpunkt weder die ersten Störungen vom Tankende zurückkommen noch durch die Reflexionen an der Modell- und Tankwand schon Querschwingungen entfacht werden konnten. Nach einigen Minuten hatte sich das Wasser völlig beruhigt, und der nächste Versuch konnte durchgeführt werden. Die ungestörte Wellenhöhe wurde jetzt genau an der Stelle bestimmt, an der auch der Druck oder die deformierte Welle ermittelt werden sollte. Durch die festgelegte Meßstrecke, eine vorgegebene Stellung des Wellenerzeugers und das Ausmessen bestimmter Wellen, z. B. der 10. bis 15. Welle, wurde für vollkommen reproduzierbare Verhältnisse gesorgt. Dieses Vorgehen gab die genaueste Zuordnung. Es war notwendig geworden, da im Gegensatz zu Kraft- oder Bewegungsbestimmungen im Seegang hier bei den Wellenmessungen die Versuchswerte sich teilweise nur um wenige Prozente von den ungestörten Höhen unterschieden. Die in dieser Arbeit wiedergegebenen Wellendiagramme wurden aus-

schließlich und die Druckaufnahmen größtenteils nach diesem Verfahren ermittelt. Am Rande sei erwähnt, daß zur Abschätzung der Druck- und Wellenverläufe auch kontinuierliche Zustandsänderungen untersucht wurden: Bei der erstgenannten Methode wurden z. B. eine gleichmäßige Tiefgangverschiebung mittels der Schraubspindeln in den Modellhalterungen und fortlaufende Wellenmessungen entlang der KWL unter Ausnutzung der Meßbühne vorgenommen. Bei festgesetztem Wellentilger konnten leicht stehende Wellen erzeugt werden, in denen Vergleichsmessungen auf dem Hauptspant durchgeführt wurden. Einige hydrodynamische Stoßaufnahmen und Druckmessungen am vertrimmten und gekrängten Modell ergänzten das Forschungsprogramm [39, 40].

b) Versuchsdurchführung und Diskussion. Von den durchgeführten Modellversuchen werden hier systematische Wellenaufnahmen an der Seite des Schiffes und Druckmessungen auf dem Kiel und quer über dem Hauptspant in vier Wellenlängen bei vier Tiefgängen wiedergegeben. Der geringe Tiefgang $Tg = 0.36 Tg_0$ wurde notwendig, weil anfänglich einige Gesetzmäßigkeiten in Abhängigkeit des Tiefganges nur schwer zu erkennen waren. Die Versuchsergebnisse sind in den Diagrammen der Bilder 17 bis 24 aufgetragen worden.

Zunächst einige Bemerkungen zur Auftragsart der Meßergebnisse: Alle ermittelten Wellenhöhen und Wechseldrücke sind über den Meßspanten und -positionen dimensionslos — d. h. als Verhältnis deformierte Wellenhöhe $= \frac{h^*}{h}$ bzw. $\frac{\text{Wechseldruck}}{\gamma \cdot \text{ungestörte Wellenhöhe}} = \frac{p}{\gamma h}$ — eingezeichnet worden. Die aus ungestörte Wellenhöhe

den Meßpunkten sich ergebenden Kurven stellen die Einhüllenden der deformierten Wellenhöhen und Wechseldrücke dar. Sie geben die maximal erreichte Wellenhöhe bzw. den maximal erreichten Wechseldruck an der betreffenden Stelle des Schiffes an. Bild 17 und 18 zeigen eine skizzierte Wellen- und Druckaufnahme. Die Lage der Meßstellen geht aus einer kleinen Skizze hervor. Die zu den verschiedenen Tiefgängen gehörenden kurzen Striche vor dem vorderen Lot des Schiffes bedeuten die dimensionslosen ungestörten Wechseldrücke in dieser Tiefe, bedingt durch den Smith-Effekt (vgl. Bild 15 und 16). Bei den Druckaufzeichnungen auf dem Hauptspant ist der ungestörte Wechseldruck unter dem Kiel aufgetragen worden. Durch die Lage des Schiffes in den Wellen werden die Wellenhöhe an der Bordwand deformiert und der Wechseldruck auf dem Kiel und auf dem Hauptspant verändert. Mit Hilfe der Linien

der ungestörten Wellenhöhe $\frac{h^*}{h} = 1.0$ und der ungestörten Wechseldrücke $\frac{p}{\gamma h} \approx e^{\frac{2\pi z}{\lambda}}$ ist die Größe der Veränderungen der Wellenhöhen und Wechseldrücke aus den Diagrammen zu entnehmen.

Es kann aus den Messungen allgemein gefolgert werden: Die Deformation der Welle ist eine Funktion ihres Längenverhältnisses zum Schiffskörper. Kurze Wellen werden am Vorschiff stärker reflektiert und dadurch im Hinterschiffsbereich in ihrer Höhe stark reduziert. Je größer bei einer bestimmten Wellenlänge der Tiefgang ist, desto stärker werden die Wellen am Vorschiff seitlich reflektiert. Trotzdem werden die Wellen bei einem geringen Tiefgang stärker verzerrt — auch wenn hierbei die eingetauchte Schiffsfläche vor dem parallelen Mittelschiff die kleinere Reflexionsebene bietet und dadurch die Reflexion am Bug geringer ist. Die Ursache dieser starken Wellendeformation sind die erregenden Druckkräfte, die beim flachen Tiefgang größer werden und dadurch ihrerseits die Welle stärker verzerren.

Damit steht im Zusammenhang, daß beim Austausch am Kimmgang infolge der größeren Vertikal-komponente der Orbitalgeschwindigkeit des Wassers ein größerer Energiebetrag seitlich reflektiert wird. Am Hinterschiff überschneiden sich die Kurven der einhüllenden Wellenaufzeichnungen, da beim flachen Tiefgang die Wellen sich hinter dem parallelen Mittelschiff schneller wieder aufbauen infolge des flacheren Störkörpervolumens, während bei einem großen Tiefgang die Wellen vom Vorschiff aus mehr seitlich reflektiert werden. Das leichte Ansteigen der deformierten Wellenhöhen hinter dem Hauptspant bei den langen Wellen und großen Tiefgängen wird trotz Beachtung der Anlaufwellen schon eine Interferenzerscheinung sein.

Diese Abhängigkeit der Wellendeformation vom Tiefgang bewirkt, daß der Wechseldruck unter dem Schiffsboden sich nicht in entsprechendem Maße ändert, da die Abnahme der Wellenhöhe beim flachen Tiefgang einem notwendigen Druckanstieg entgegensteht.

Ein typisches Beispiel bringt Bild 17. Auf dem Hauptspant liegen die Drücke trotz großer Tiefgangsdifferenzen dicht beieinander. Systematische und kontinuierliche Druckmessungen über den gesamten Tiefgangsbereich haben den eingezeichneten Grenzwert bei rund 30% für flache Wellen bei einem geringstmöglichen Tiefgang ergeben. Auf dem Kiel fallen die Drücke besonders auf den ersten Meßspanten stark ab und behalten dann ihren Wert im Bereich des parallelen Mittelschiffes nahezu bei mit Ausnahme der kurzen Wellen $\lambda = 0,5 L$. Die Versuchspunkte sind Mittelwerte mehrerer Messungen. Die Quermessungen auf dem Hauptspant wurden mit der im Abschnitt I.A.2.f beschriebenen Vorrichtung durchgeführt. Die geringe Streuung der Meßwerte resultiert aus der Mittelwertbildung der

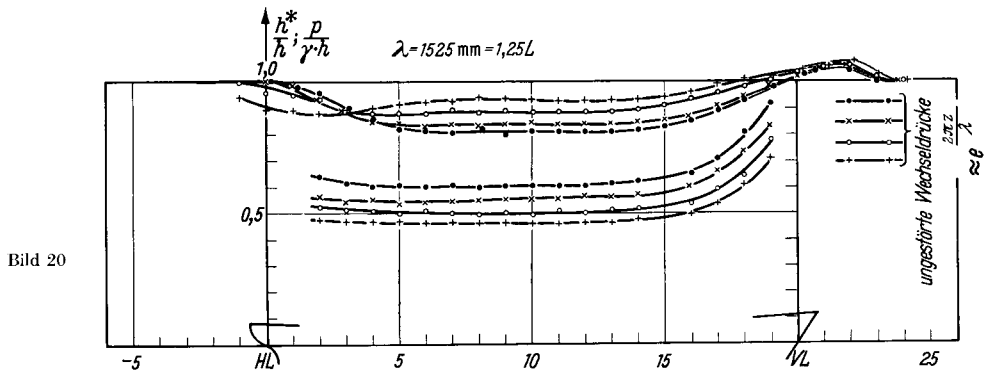
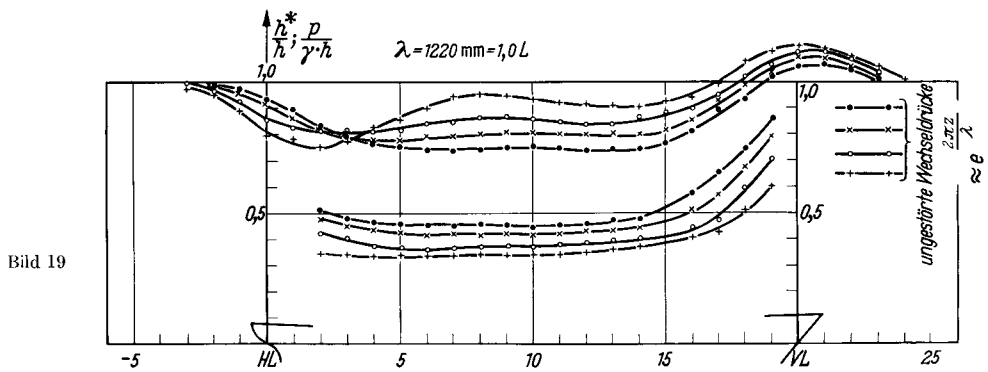
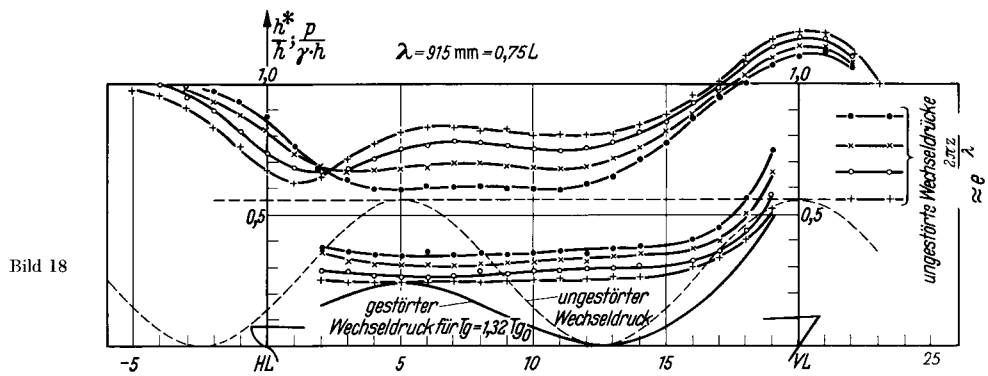
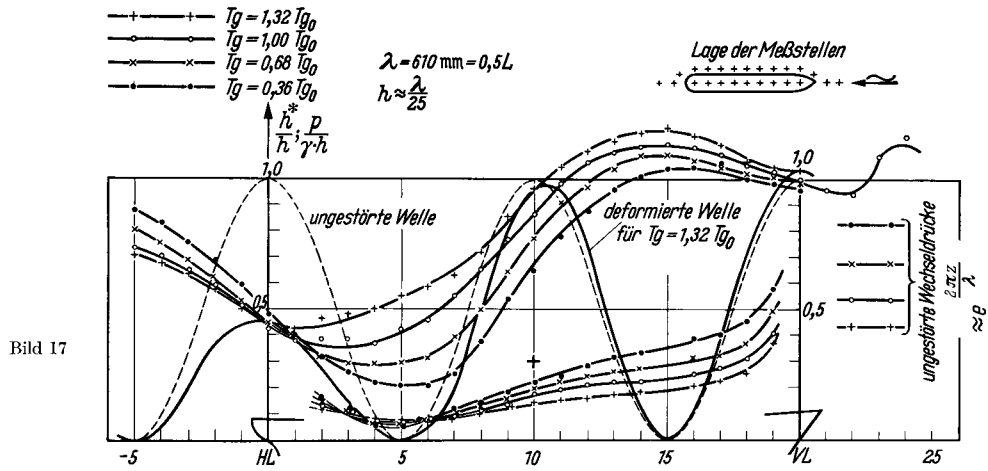


Bild 17 bis 20. Einhüllende der deformierten Wellenhöhen und der Wechseldrücke am festgehaltenen Schiffsmodell im regelmäßigen Seegang

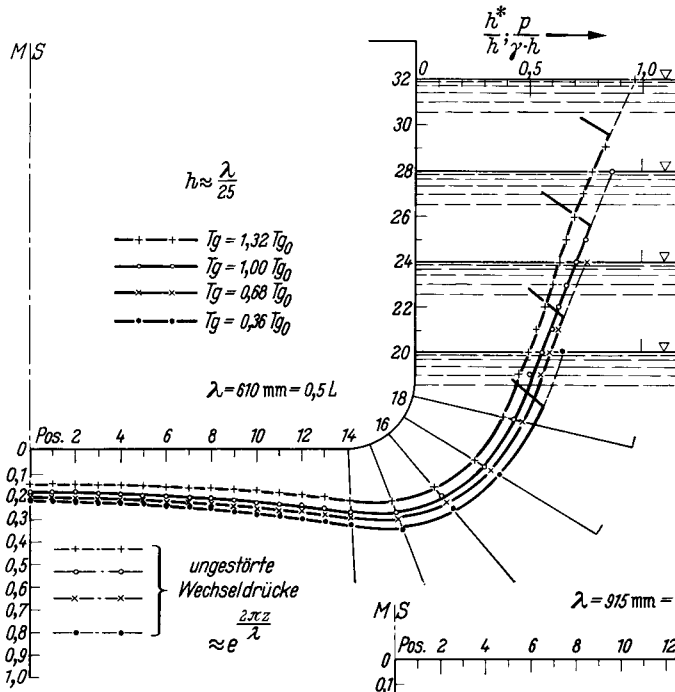


Bild 21

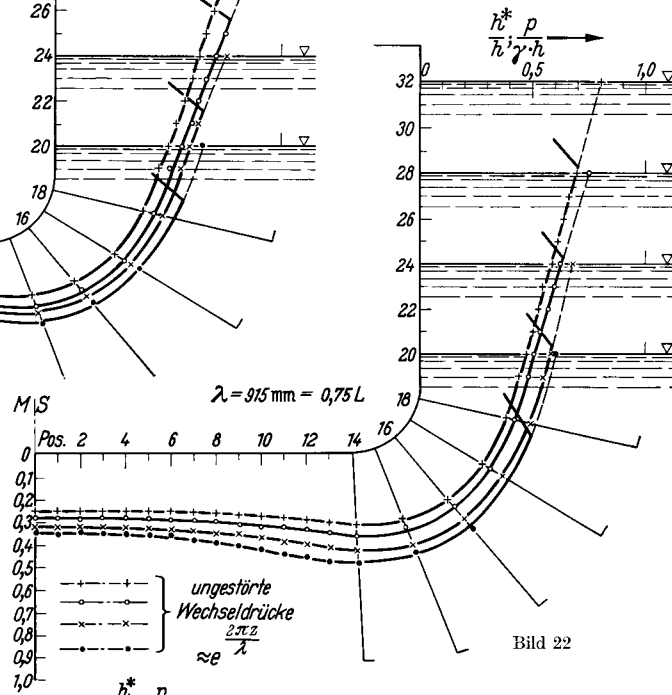


Bild 22

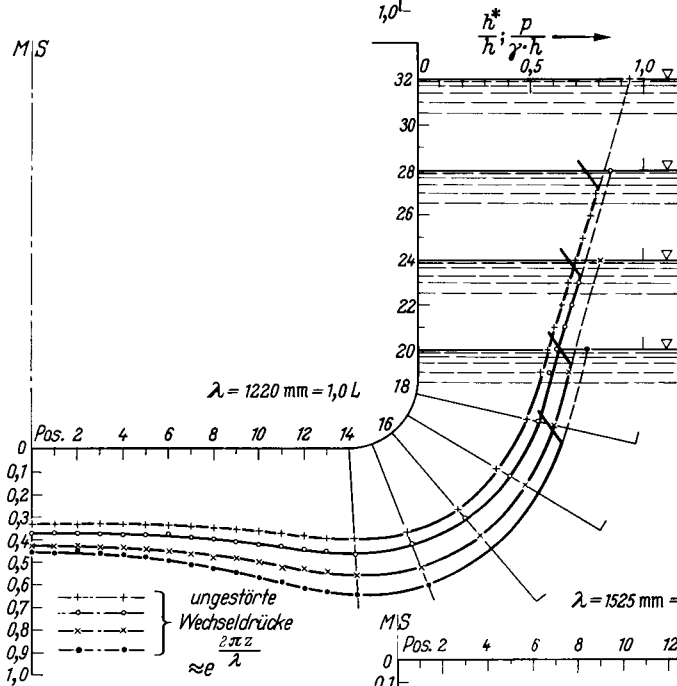


Bild 23

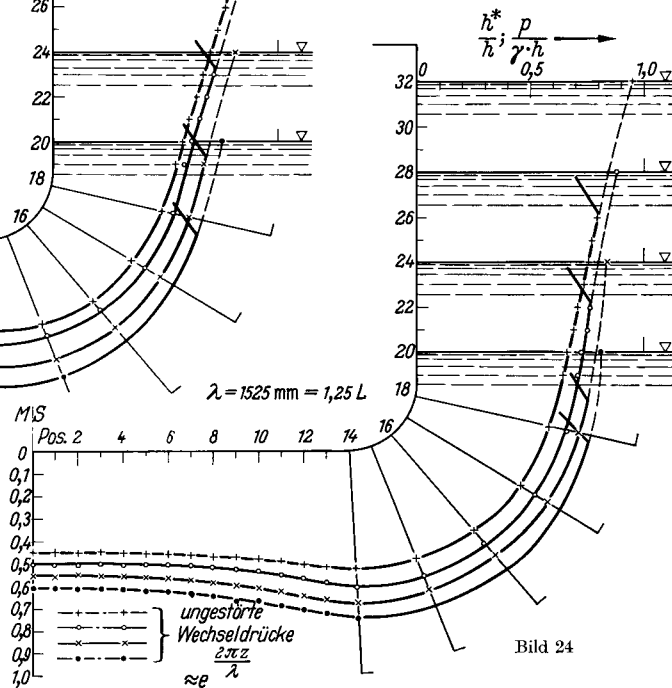


Bild 24

Bild 21 bis 24. Deformierte Wellenhöhen und Wechseldrücke auf dem Hauptspant eines festgehaltenen Schiffmodells im regelmäßigen Seegang

teilweise mehrfach durchgeführten Backbord- und Steuerbordmessungen. Deutlich ist aus den Druckkurven die Abnahme des Wechseldruckes von der Kimm bis zum Kiel zu sehen. Dieser Abdeckeffekt ist beim flachen Tiefgang stärker als beim großen. Bei der Lage auf dem Konstruktionstiefgang beträgt die Druckabnahme 15 % bei der langen und 30 % bei der kurzen Welle.

e) Vergleichsmessungen am Modell II. Die in den Bildern 17 bis 24 wiedergegebenen Meßergebnisse unterliegen in ihrer Übertragbarkeit einer grundsätzlichen Beschränkung, da bei der Lage des Schiffsmodells in den Wellen der Rinnenquerschnitt durch den Hauptspant verengt wird. Dadurch liegen die Werte um einen bestimmten Betrag zu hoch. Vergleichsmöglichkeiten bieten Messungen am Modell II in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt, über die in den Abschnitten I.B.3.d und I.B.3.e ebenfalls berichtet wird. Hier fielen die genannten Schwierigkeiten fort, dafür litten diese Versuche teilweise unter deutlichen Querschwingungen. Da aber bei einigen Wellenlängen auch der Wellen-

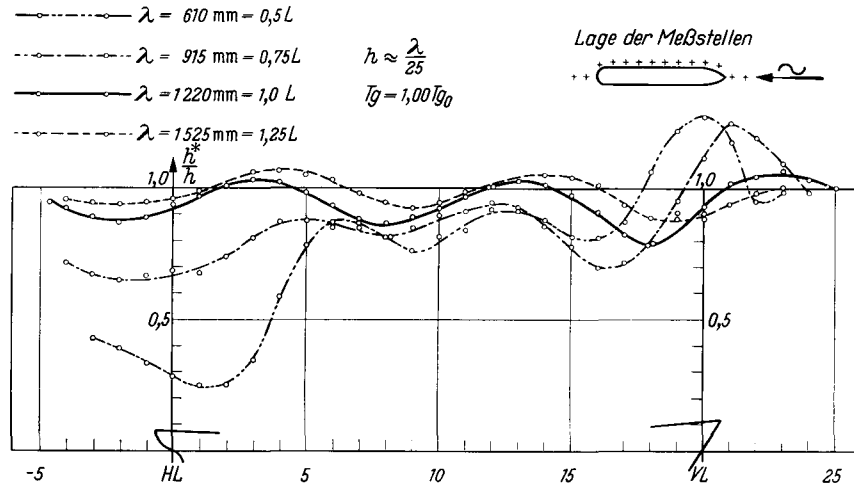


Bild 25. Einhüllende der durch das freibewegliche Schiffsmodell deformierten Wellenhöhe

verlauf an der Seite des Schiffes aufgenommen wurde, konnte der Druck durch Ausmessen der Anlaufvorgänge einigermaßen genau bestimmt werden. In der Zahlentafel I werden die Ergebnisse für den Konstruktionstiefgang mit den Meßwerten aus den Versuchen im Institut für Schiffbau verglichen. Bei den langen Wellen macht sich der Einfluß der schmalen Rinne stärker bemerkbar.

Zahlentafel I

λ/L	0,50	0,75	1,00	1,25	
$p/\gamma h$ (%)	18	28	37	49	Modell I IfS
$p/\gamma h$ (%)	16	24	31	40	Modell II HSVA

d) Wellenmessungen am freibeweglichen Schiffsmodell. Als Ergänzung zu den Wellenmessungen am festgehaltenen Schiffsmodell wurden Wellenaufnahmen am freibeweglichen Schiffskörper durchgeführt. Da diese Versuche durch ihre Aufgabenstellung den Rahmen dieser Untersuchung sprengen, muß hier auf eine eingehende Behandlung verzichtet werden. Als Beispiel bringt das Diagramm des Bildes 25 den Verlauf der deformierten Welle für vier Wellenlängen bei der Lage des Schiffes auf dem Konstruktionstiefgang. Jetzt entspricht dieser Verlauf nicht mehr der Einhüllenden der deformierten Welle an der Außenhaut des Schiffes, wie es beim festgehaltenen Schiffsmodell der Fall ist unter der Voraussetzung, daß bei der Welle Berg und Tal gleichmäßig verzerrt werden, sondern die Bewegungen des Schiffskörpers bestimmen die Benetzung der Außenhaut mit. Aus diesem Grunde wurden die Tauch- und Stampfbewegungen und ihre Phasenlage zur Welle gefilmt, so daß es möglich war, auch Bewegungsdiagramme und die Wellenverläufe an der Außenhaut darzustellen [39].

Für diese Wellenmessungen wurden ebenfalls Kontrollversuche in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt an dem Modell II durchgeführt. Hier war klar zu erkennen, daß beim freibeweglichen Schiffskörper ein Einfluß der geringen Tankbreite im Institut für Schiffbau nicht vorhanden war. Wellenmessungen mit $\lambda = 0,5L$ und $1,0L$ zeigten den gleichen Verlauf wie in Bild 25.

e) Der Einfluß der Fahrt auf die Druckverteilung. Die Untersuchungen über die Druckverteilung an einem starrgehaltenen Schiffsmodell im Stand in regelmäßigen Wellenzügen wurden durch Messungen an einem fahrenden, festgeführten Versuchskörper ergänzt. Diese Versuche wurden in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt durchgeführt. Als Meßobjekt diente das Modell II. Das Modell wurde starr mit dem Schleppwagen verbunden und mit verschiedenen Geschwindigkeiten gegen die Wellen und mit den Wellen geschleppt.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in [40] mitgeteilt, wobei gleichfalls die in der Aufgabenstellung liegenden Schwierigkeiten diskutiert und Wege angegeben werden, diese zu verringern. Bild 26 gibt als ein Beispiel die Einhüllenden der Wechseldrücke bei verschiedenen Modellgeschwindigkeiten für eine Wellenlänge wieder. Allgemein erfolgt die Zunahme der Wechseldrücke linear zur Modellgeschwindigkeit in dem untersuchten Bereich. Besonders deutlich liegen die Verhältnisse auf den ersten

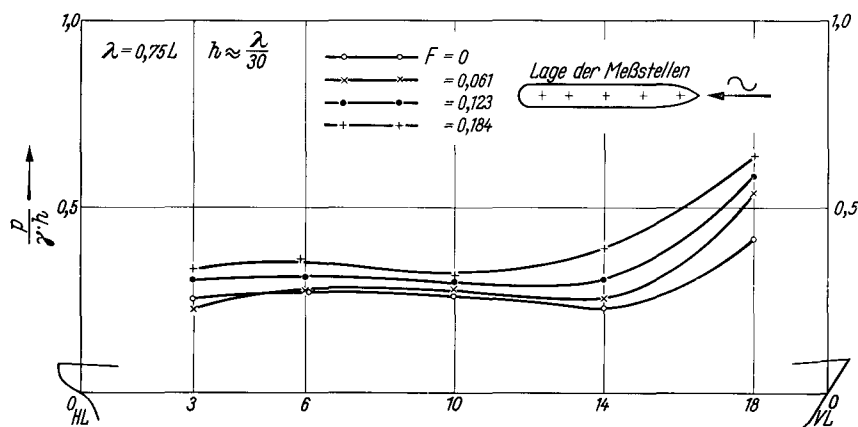


Bild 26. Einhüllende der Wechseldrücke am festgehaltenen Schiffsmodell bei verschiedenen Modellgeschwindigkeiten

beiden Meßspanten. Vom Hauptspant an treten Überschneidungen der einzelnen Kurven auf. Am Vorschiff steigen die Drücke bei zunehmender Modellgeschwindigkeit infolge der geringeren und mehr nach hinten verschobenen Reflexion der Wellen an der Außenhaut, wegen der höheren Begegnungsfrequenz bei gleicher Länge und auch wegen der erhöhten Stauwelle beim Vorbeistreichen eines Wellenberges an. Im Bereich des parallelen Mittelschiffes liegen die Drücke durchschnittlich noch über den Werten aus den Standversuchen.

4. Fehlerabschätzung

Bei der Auswertung dieser Seegangsmessungen ist eine genaue Fehlerrechnung schwierig durchzuführen, da eine Trennung der systematischen und zufälligen Fehler nicht in jedem Falle klar vollzogen werden kann. Auf die verschiedenen systembedingten Fehler der einzelnen Meßapparaturen ist bei der Beschreibung der benutzten Versuchseinrichtungen hingewiesen worden. Nach ihrer Reduzierung erhält man bei den statischen Eichungen für die Wellenonde eine Fehlergrenze von $\pm 1,0\%$ und für den Druckgeber von $\pm 2,0\%$. Bei der Messung des ungestörten Modellseeganges erfolgte die Bestimmung der Wellenhöhe nach längerer Laufzeit des Wellenerzeugers mit einer Ungenauigkeit von $\pm 3,0\%$, während bei den Anlaufwellen die Höhe auf $\pm 1,5\%$ genau ermittelt werden konnte. Eine genaue Bestimmung des mittleren Fehlers wird nicht durchgeführt, da hierfür die Zahl der Messungen zu gering ist. Es wird für die Wellen- und Druckmessungen aus diesem Grunde nur der maximale Fehler angegeben, der nach den Versuchserfahrungen für die Wellenmessungen am Schiffsmodell bei $\pm 3,0\%$ und für die Druckbestimmung bei $\pm 5,0\%$ liegt. Auf dem Hauptspant ist dieser Fehler wegen der Mittelwertbildung mehrerer Messungen kleiner, doch kann er in Ausnahmefällen an anderen Positionen auch größer sein.

II. Die theoretischen Berechnungen

A. Eine Erweiterung des Verfahrens von Korvin-Kroukovsky

Vor einigen Jahren hat Korvin-Kroukovsky [22, 23] für die Behandlung der Tauch- und Stampf-schwingungen in längsschiffslaufenden regelmäßigen Wellen ein Berechnungsverfahren vorgeschlagen, das mit Hilfe der Geschwindigkeitspotentiale der Umströmung spantflächengleicher Halbkreise nach

Einführung von Korrekturen für den wirklichen Spantverlauf und die freie Wasseroberfläche über die Streifenmethode unter Berücksichtigung der Kopplung zwischen den beiden Bewegungsabläufen die einzelnen konstanten Koeffizienten der inhomogenen linearen Differentialgleichungen zweiter Ordnung und damit die Bewegungen und Kräfte zu bestimmen ermöglicht. Die Anwendbarkeit dieser Näherungsmethode ist durch Modellversuche mit verschiedenen Schiffsformen in bestimmten Wellenlängen bestätigt worden. Dennoch bleibt es ungewiß, wie weit dieses Verfahren verallgemeinert werden kann, da durch die abgebrochenen Reihenentwicklungen und die Korrekturfaktoren die Genauigkeit beeinträchtigt wird. Zunächst wird jetzt diese Berechnungsmethode kurz erläutert, besonders soweit sie für die uns interessierende Bestimmung der erregenden Kräfte und ihrer Druckverteilung von Bedeutung ist.

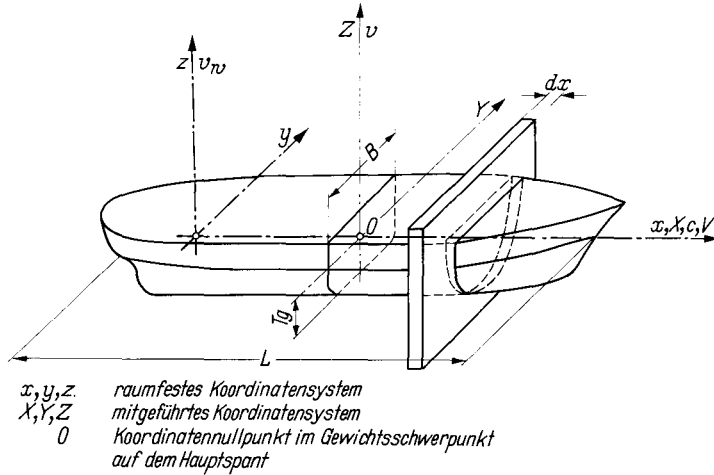


Bild 27. Skizze der Bezeichnungen

wegt, die mit der Geschwindigkeit c fortschreiten. Das raumfeste Koordinatensystem xyz (Bild 27) hat seinen Ursprungspunkt auf der ungestörten Wasseroberfläche. Die den nachfolgenden Berechnungen zugrunde liegenden harmonischen Tiefenwasserwellen werden durch folgende Gleichungen charakterisiert:

$$\text{Wellenprofil} \quad \zeta = A e^{\frac{2\pi z}{\lambda}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \quad (9)$$

$$\text{maximale Wellenschräge} \quad \vartheta_m = \pi \frac{h}{\lambda} e^{\frac{2\pi z}{\lambda}} \quad (10)$$

$$\text{Geschwindigkeitspotential} \quad \Phi_w = A c e^{\frac{2\pi z}{\lambda}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \quad (11)$$

$$\text{Wellengeschwindigkeit} \quad c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \quad (12)$$

$$\text{vertikale Wassergeschwindigkeit} \quad v_w = -\frac{\partial \Phi_w}{\partial z} \\ v_w = -\frac{2\pi A c}{\lambda} e^{\frac{2\pi z}{\lambda}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \quad (13)$$

$$\text{vertikaler Druckgradient} \quad \frac{\partial p}{\partial z} = 2\rho g \frac{\pi A}{\lambda} e^{\frac{2\pi z}{\lambda}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct). \quad (14)$$

Für die Berechnung der Tauch- und Stampfbewegungen ist es notwendig, ein zweites Koordinatensystem XYZ einzuführen, dessen Nullpunkt im Gewichtsschwerpunkt des Schiffes liegt und bei Fahrt sich mit diesem fortbewegt. Nimmt man den Schwerpunkt in der Höhe der Konstruktionswasserlinie an, so können bei $V = 0$ beide Systeme zusammenfallen.

Die hydrodynamischen Kräfte werden an den verschiedenen Spantquerschnitten ermittelt. Dafür werden Kontrollflächen im Abstand dx eingeführt, und die Spantfläche in x wird durch einen flächengleichen Halbkreis ersetzt (Bild 28). Es wird angenommen, daß das Schiff und das Wasser mit seiner Orbitalbewegung den Raum zwischen den Kontrollflächen durchstreichen und daß die durch das Schiff

bestätigt worden. Dennoch bleibt es ungewiß, wie weit dieses Verfahren verallgemeinert werden kann, da durch die abgebrochenen Reihenentwicklungen und die Korrekturfaktoren die Genauigkeit beeinträchtigt wird. Zunächst wird jetzt diese Berechnungsmethode kurz erläutert, besonders soweit sie für die uns interessierende Bestimmung der erregenden Kräfte und ihrer Druckverteilung von Bedeutung ist.

Es wird das mit einer konstanten Geschwindigkeit V fahrende Schiff unter Vernachlässigung der Längsbewegungen (surging) betrachtet, das sich senkrecht zu regelmäßigen Wellenzügen be-

gestörte Strömung zweidimensional zwischen diesen Flächen erfolgt. Die resultierende Strömung wird nach [10, 15] um die untere Hälfte eines in idealer Flüssigkeit tiefgetauchten Kreiszyinders betrachtet. Alle Bewegungen werden so klein angenommen, daß die Ableitungen der Potentiale auf dem um den Ursprungspunkt $z = 0$ beschriebenen Kreis vorgenommen werden können. Durch Integration der Drücke erhält man die Kräfte an den einzelnen Spantquerschnitten. Mit Hilfe der Streifenmethode werden diese über die Länge des Schiffes addiert und ergeben dadurch die Gesamtkraft.

Die zweidimensionale Strömung zwischen den Kontrollflächen wird durch folgende Bewegungen bestimmt:

1. Vertikalgeschwindigkeit v des Kreismittelpunktes;
2. Vertikalkomponente der Orbitalgeschwindigkeit der Welle v_w ;
3. zeitliche Änderung des Spanradius $\partial r/\partial t$ infolge der Vorwärtsbewegung des Schiffes.

Das Geschwindigkeitspotential der Strömung um einen Kreiszyinder (body) mit der Relativgeschwindigkeit $(v - v_w)$ lautet

$$\Phi_b = - (v - v_w) \frac{r^2}{R} \cos \Theta. \quad (15)$$

Das erste Glied dieser Gleichung liefert das Potential der Körperbewegung (body motion) im glatten Wasser

$$\Phi_{bm} = - v \frac{r^2}{R} \cos \Theta. \quad (16)$$

Für die Berechnung der erregenden Kräfte wird $\Phi_{bm} = 0$. Der zweite Ausdruck gibt die Strömungsbeeinflussung in der Welle durch den Körper (body-wave interaction):

$$\Phi_{bw} = v_w \frac{r^2}{R} \cos \Theta,$$

$$\Phi_{bw} = - \frac{2\pi A c}{\lambda} \frac{r^2}{R} e^{\frac{2\pi z}{\lambda}} \cos \Theta \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct). \quad (17)$$

Das Strömungspotential der Wellenbewegung lautet

$$\Phi_w = A c e^{\frac{2\pi z}{\lambda}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct). \quad (18)$$

Das resultierende Geschwindigkeitspotential der Umströmung eines Kreiszyinders erhält man durch die Addition

$$\Phi = \Phi_{bm} + \Phi_{bw} + \Phi_w. \quad (19)$$

Mit Hilfe dieses Potentials und einiger Korrekturen führt Korvin-Kroukovsky die Berechnungen durch. Soweit folgen wir seinen Gedankengängen. Da der Einfluß des wirklichen Spantverlaufs nach der obigen Methode erst nach der Integration der Drücke, also bei der resultierenden Vertikalkraft an einem Spantprofil berücksichtigt wird, muß das Verfahren für die Ermittlung der Druckverteilung erweitert werden, wenn die wirkliche Spantform berücksichtigt werden soll. Dieses wird jetzt zunächst für den Fall des feststehenden Schiffskörpers durchgeführt.

1. Die Druckverteilung am ruhenden Schiffskörper

Die in diesem Abschnitt folgenden Berechnungen gelten für die Schiffsgeschwindigkeit $V = 0$. Die Ermittlung der Druckverteilung an einem Schiffskörper im Seegang erfolgt über die Bestimmung der Drücke an den durch konforme Abbildungen den Schiffsspanten angenäherten Querschnitten. Lewis [10, 11] hat nach dieser Methode die durch Schwingungen im glatten Wasser verursachten Strömungen um Spantprofile bestimmt und über die Geschwindigkeitspotentiale durch Integration der Drücke die hydrodynamischen Massen ermittelt.

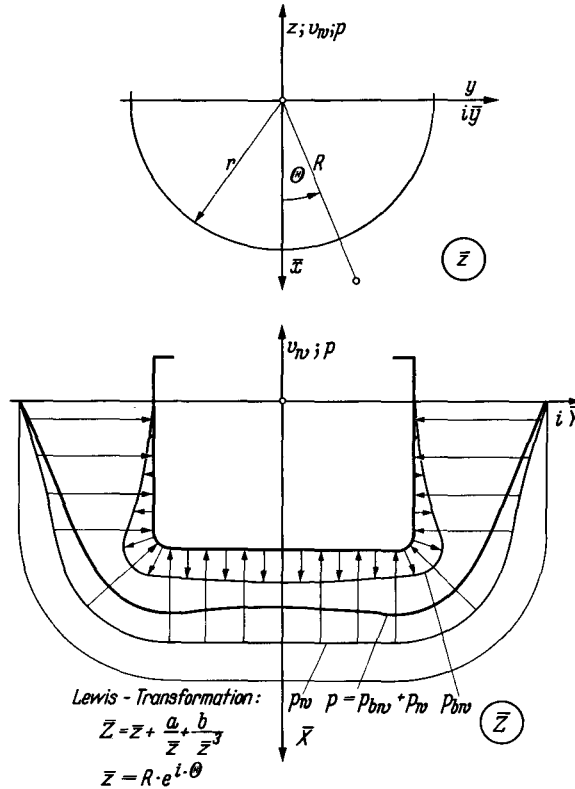


Bild 28. Skizze der Druckverteilung

kaum abweichenden Spantkonturen 7, 8, 14 und 15 außerhalb des parallelen Mittelschiffes sind zwecks besserer Übersicht ausgelassen. Die Annäherung ist besonders im Mittelschiffsbereich befriedigend. Der Kimmradius wird nicht ganz erreicht. Dafür sackt der Boden der völligen Spanten etwas durch. Diese geringfügigen Abweichungen beeinflussen den Druckverlauf und die daraus resultierende hydrodynamische Kraft kaum.

Durch die konforme Abbildung behält das Potential auf dem Spantprofil den Wert

$$\Phi = 2v_w \cos \Theta \quad (25)$$

bei. Das Strömungspotential Φ_{bw} der Absolutströmung des translatierenden Systems erhält man durch Subtraktion der Parallelströmung $\Phi_w = v_w \bar{X}$, da für $\bar{Y} \rightarrow \infty$ die Geschwindigkeit v_w Null sein muß. Es wird

$$\begin{aligned} \Phi_{bw} &= 2v_w \cos \Theta - v_w \bar{X} \\ \Phi_{bw} &= v_w [(1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta] \\ \Phi_{bw} &= -\frac{2\pi A c}{\lambda} e^{-\frac{2\pi \bar{X}}{\lambda}} [(1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta] \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct). \end{aligned} \quad (26)$$

Für das Potential der ungestörten Welle gilt

$$\Phi_w = A c e^{-\frac{2\pi \bar{X}}{\lambda}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct). \quad (27)$$

Diese beiden Geschwindigkeitspotentiale liefern die Umströmung von Spantprofilen. Sind sie bekannt, so wird der Druck auf die Spantkontur aus der Bernoullischen Gleichung für instationäre Strömung unter Vernachlässigung der Geschwindigkeitsquadrate – wie üblich bei der Behandlung der Oberflächenwellen – berechnet:

$$p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (28)$$

Es ergeben sich für die Druckanteile

$$\begin{aligned} p_{bw} &= -\rho \frac{4\pi^2 A c^2}{\lambda^2} e^{-\frac{2\pi \bar{X}}{\lambda}} [(1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta] \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct), \\ p_{bw} &= -\rho g \frac{2\pi A}{\lambda} e^{-\frac{2\pi \bar{X}}{\lambda}} [(1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta] \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct), \\ p_{bw} &= -\gamma \vartheta_m e^{-\frac{2\pi \bar{X}}{\lambda}} [(1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta] \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct), \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} p_w &= \rho \frac{2\pi A c^2}{\lambda} e^{-\frac{2\pi \bar{X}}{\lambda}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct), \\ p_w &= \gamma A e^{-\frac{2\pi \bar{X}}{\lambda}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct). \end{aligned} \quad (30)$$

Der resultierende Druck wird

$$p = p_{bw} + p_w$$

p bedeutet in diesem Abschnitt die Druckamplitude.

$$p = \gamma A e^{-\frac{2\pi \bar{X}}{\lambda}} \left[1 - \frac{2\pi}{\lambda} \{(1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta\} \right] \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \quad (31)$$

und nach einigen Umformungen dimensionslos zur ungestörten Wellenamplitude dargestellt:

$$\frac{p}{\gamma A} = e^{-\frac{2\pi \bar{X}}{\lambda}} \left[1 - \frac{\pi}{\lambda/B (1-a+b)\infty} \{(1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta\} \right] \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct). \quad (32)$$

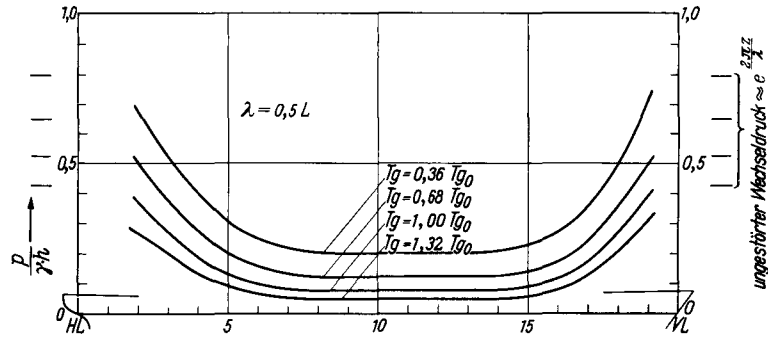


Bild 30

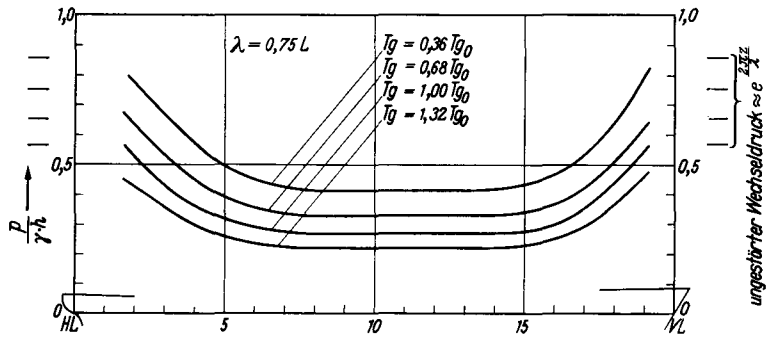


Bild 31

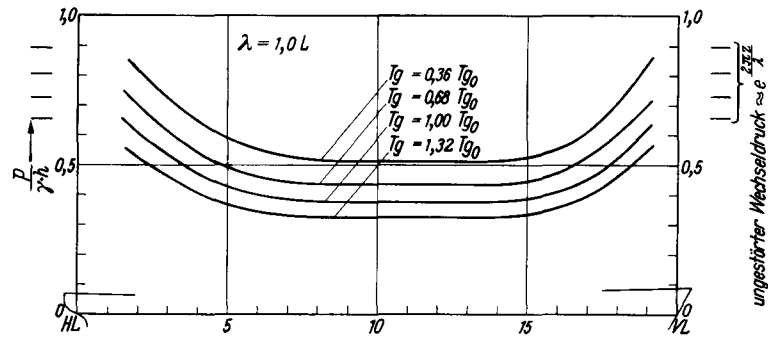


Bild 32

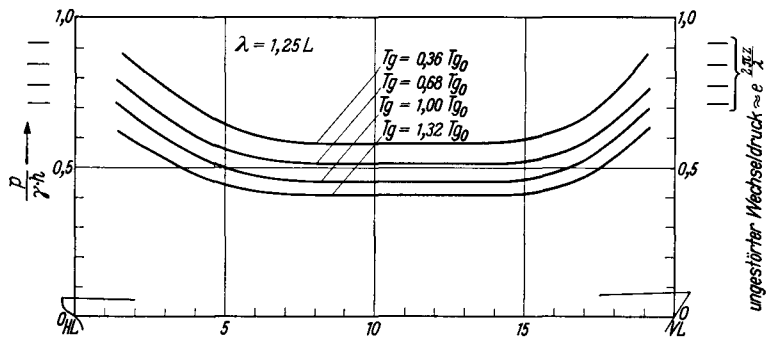


Bild 33

Bild 30 bis 33. Einhüllende der berechneten Wechseldrücke am festgehaltenen Schiffmodell im regelmäßigen Seegang (vgl. Bild 17 bis 20)

Diese Gleichung liefert die Druckverteilung an Spantformen nach Lewis in idealer Flüssigkeit ohne Berücksichtigung der freien Wasseroberfläche. Das wechselnde Vorzeichen der beiden Druckanteile ergibt sich aus der Gleichung der Relativströmung und ist auch physikalisch sich leicht vorzustellen: Der Wechseldruck der ungestörten Wellenbewegung kann in dem betrachteten Strömungsfeld nur herrschen, wenn die Spantumrandung mit v_w in Richtung der ungestörten Wassergeschwindigkeit schwingt. Da aber die Spantkontur am Platz verharret, muß zur Erzielung des richtigen Strömungsverlaufes das Spantprofil mit v_w entgegengesetzt schwingen und die ungestörte Parallelströmung überlagert werden. Die der Wellenbewegung entgegengesetzte Körperschwingung liefert den negativen Druckanteil. Eine Skizze des qualitativen Druckverlaufes der beiden Werte und die resultierende Druckverteilung an einem Spant bringt das Bild 28. Es muß betont werden, daß im Seegangsfrequenzbereich die durch die Lage des Spantzylinders in den Wellen hervorgerufene Druckabnahme an der Umrandung in derselben Größenordnung liegt wie die Abnahme des ungestörten Wechseldruckes in der betrachteten Tiefe.

Es ist bekannt, daß das Verfahren nach Lewis zur Ermittlung der hydrodynamischen Masse nur für den Grenzfall unendlich großer Schwingungsfrequenz gilt. Bei Schwingungen an der freien Wasseroberfläche ändert sich die hydrodynamische Masse in Abhängigkeit von der Frequenz. Berechnungen für zweidimensionale Querschnittsformen [24, 50] und experimentelle Untersuchungen an Schiffsmodellen [33] geben hierüber Auskunft. Bei der Bestimmung der erregenden Kräfte im Seegang über die Potentialströmung unterliegt die Druckverteilung, hervorgerufen durch die Absolutströmung des mit der Geschwindigkeit v_w in glattem Wasser schwingenden Spantprofils, ebenfalls dem Einfluß der freien Wasseroberfläche. Allerdings gelten die Werte des Korrekturfaktors k_4 , die für die Tauchbewegung angegeben werden und die die hydrodynamische Masse bei Schwingungen an der freien Wasseroberfläche zu der hydrodynamischen Masse des unendlich tiefgetauchten Spantquerschnittes ins Verhältnis setzen, nicht exakt für die Berechnung der erregenden Kräfte im Seegang, da die Schwingungsgeschwindigkeit v_w im Gegensatz zu der Tauchbewegung mit einer über die Spantkontur konstanten Geschwindigkeit jetzt eine Funktion des Tiefganges ist. Die Abweichungen sind jedoch gering. Sie verstärken im Seegangsfrequenzbereich den Einfluß der freien Wasseroberfläche um ein geringes Maß. Korvin-Kroukovsky führt in seine Berechnungen den Korrekturfaktor k_4 ein, der von Ursell in [50] für den Kreiszyylinder angegeben wird. Da aber in dieser Arbeit nicht die Druckverteilung am Halbkreis, sondern am Spantprofil berechnet werden soll, werden die Ergebnisse von Golovato [33] vorgezogen, die an einer Schiffsform mit U-Spanten erzielt worden sind. Die Werte von Golovato weisen den gleichen Verlauf auf, liegen aber um 20% über den Ergebnissen von Ursell. Für die vier im experimentellen Abschnitt untersuchten Wellenlängen werden folgende Korrekturfaktoren festgelegt:

λ/L	0,50	0,75	1,00	1,25
$\omega^2 B/2g$	0,875	0,584	0,438	0,351
k_4	0,77	0,80	0,87	0,94

Diese Faktoren gelten strenggenommen nur für die resultierende hydrodynamische Kraft. In Ermangelung besserer Unterlagen wird in erster Annäherung angenommen, daß die einzelnen, am Querschnitt angreifenden Druckkräfte durch den Einfluß der freien Wasseroberfläche alle um das gleiche Maß reduziert werden. In Wirklichkeit wird in der Nähe der Schwimmwasserlinie diese Beeinflussung stärker und auf dem Kiel geringer sein, als der durchschnittliche Wert angibt. Aus diesem Grunde wird eine Wellendeformation an der Seite des Schiffes nicht erfaßt, die auch für den zweidimensionalen Fall vorhanden ist. Nach Einführung dieses Korrekturfaktors k_4 lautet die Gleichung für den Druckverlauf:

$$\frac{p}{\gamma A} = e^{-\frac{2\pi\bar{x}}{\lambda}} \left[1 - \frac{\pi k_4}{\lambda/B(1-a+b)\infty} \{(1-a)\cos\Theta - b\cos 3\Theta\} \right] \sin \frac{2\pi}{\lambda}(x-ct). \quad (33)$$

Nach dieser Formel sind die Druckverläufe am festgehaltenen Schiffsmodell in vier Wellenlängen auf vier Tiefgängen berechnet worden. Einige Berechnungsbeispiele bringen die Diagramme der Bilder 30 bis 37. Sie entsprechen den Druckmessungen aus dem experimentellen Teil (s. Bild 17 bis 24). Ein Vergleich beider Ergebnisse erlaubt eine Abschätzung über die Genauigkeit dieser Berechnungsmethode. Für den theoretisch angenäherten Hauptspantverlauf ist für alle vier Tiefgänge nur eine Spantkontur eingezeichnet worden, da die Abweichungen untereinander nur gering sind.

Bei den Berechnungen des Wechseldruckes auf dem Hauptspant beginnen die dynamischen Druckverläufe an der Wasseroberfläche mit dem Druck der ungestörten Oberflächenwelle, wie es oben be-

gründet worden ist. Die Abnahme des Wechseldruckes zur Tiefe hin erfolgt in Abhängigkeit der Wellenlänge und des Tiefgangs im stärkeren Maße als in der ungestörten Welle nach der Exponentialfunktion $e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}}$. Im Bereich des Kimmanges und zur Mitte des Schiffes hin wird der Druck noch weiter reduziert. In allen vier Diagrammen ist für jeden Tiefgang dieser Abdeckeffekt deutlich festzustellen, der auch experimentell klar ermittelt worden ist. Die strichpunktierten Linien unter dem Kiel bedeuten die Drücke in der ungestörten Welle für die verschiedenen Tiefgänge. Mit ihrer Hilfe kann sofort der Einfluß des Spantkörpers in den Wellen auf die Druckverteilung an der Kontur abgeschätzt werden. Bei der Wellenlänge $\lambda = 1,25 L$ nähern sich die Kurven der berechneten Drücke den gemessenen gut an. Eine prinzipielle Abweichung liegt im Bereich der Kimm vor: Die berechneten Druckkurven zeigen eine schwächere Krümmung, die dadurch gedeutet werden kann, daß die angenäherten theoretischen Spanten ebenfalls den Krümmungsradius des Hauptspantes nicht erreichen. Mittschiffs liegen die berechneten Werte durchschnittlich 5% niedriger. Zur Beurteilung des Abdeckeffektes wird in dieser Arbeit das Verhältnis des Druckes auf dem Kielpunkt zu dem Wert auf der Position 14 gebildet. Bei der langen Welle liegt diese Zahl auf dem Konstruktionstiefgang bei 84%. Bei allen Wellenlängen ergeben die geringeren Tiefgänge etwas kleinere Prozentzahlen, also einen stärkeren Druckabfall.

Bei $\lambda = 1,0 L$ macht sich der Einfluß der an der Seite des Hauptspantes deformierten Welle bemerkbar. Aus diesem Grunde liegen die berechneten Drücke auf dem Kiel besonders bei dem flachen Tiefgang 0,36 Tg_0 höher. Eine Berücksichtigung der reduzierten Wellenhöhe führt die berechneten und gemessenen Druckkurven zusammen. Dasselbe gilt für die Wellenlänge $\lambda = 0,75 L$ in noch stärkerem Maße. Hier differieren die Druckkurven für $Tg = 1,32 Tg_0$ kaum, während bei dem flachen Tiefgang wegen der Wellenhöhenabnahme auf 60% auch die gemessenen Drücke niedriger liegen. Allerdings tritt jetzt bei den beiden kürzeren Wellen ein entgegengesetzter Einfluß auf, wie besonders die Welle $\lambda = 0,5 L$ deutlich zeigt. Trotz starker Deformation der gemessenen Welle liegen die berechneten Drücke unter dem Boden niedriger. Das bedeutet, daß bei diesen Seegangsfrequenzen der Einfluß der freien Wasseroberfläche stärker ist, als die von den Tauschschwingungen gewonnenen k_4 -Werte angeben. Der Abdeckeffekt wird bei den kurzen Wellen verstärkt. Er beträgt bei $\lambda = 0,5 L$ gemessen 68%. Zusammenfassend kann für diese Berechnungen auf dem Hauptspant gesagt werden, daß die Methode den Druckverlauf besonders für die Wellenlängen, die in der Nähe der Schiffslänge liegen, befriedigend bestimmt. Die beiden hohen Seegangsfrequenzen, entsprechend $\lambda = 0,5 L$ und $\lambda = 0,75 L$, erfordern eine stärkere Berücksichtigung der freien Wasseroberfläche.

Bei der berechneten Druckverteilung auf dem Kiel zeigen die theoretischen Berechnungen am Vorschiff auch den starken Abfall des Wechseldruckes auf den ersten Meßspanten. Geringfügige Abweichungen lassen sich durch die an der Seite des Schiffes deformierte Welle erklären. So herrscht teilweise bei den gemessenen Druckkurven ein stärkerer Abfall, da die Wellenhöhe zum Hauptspant hin verringert wird. Am Hinterschiff treten bei allen Wellenlängen deutliche Differenzen auf. Das Ansteigen der Drücke hinter dem parallelen Mittschiff bei den berechneten Kurven resultiert aus der Annahme eines zweidimensionalen Strömungsverlaufs, dem die Einheitswellenhöhe zugrunde liegt, während im Experiment zum hinteren Lot hin die Wellenhöhe verzerrt bleibt. Bei den gemessenen Druckpunkten ist nur ein schwaches Ansteigen der Drücke zum hinteren Lot hin festzustellen. Ein typisches Beispiel der unmittelbaren Abhängigkeit der Drücke von der Wellenhöhe an der Seite des Schiffes zeigt Bild 17. Bei dieser kurzen Welle $\lambda = 0,5 L$ können die erheblichen Abweichungen von den berechneten Drücken direkt durch die stark deformierte Welle erklärt werden.

Nachdem diese Berechnungsbeispiele gezeigt haben, daß die Druckkräfte bei den vier behandelten Wellenlängen annähernd richtig wiedergegeben werden, kann erwartet werden, daß auf diesem Wege über die Integration der Drücke die erregenden Kräfte im regelmäßigen Seegang in einer befriedigenden Annäherung bestimmt werden können. Diese Berechnungen werden hier nicht weiter durchgeführt.

Nach diesem oben beschriebenen Verfahren zur Ermittlung der Druckverteilung an einem Schiff im regelmäßigen Seegang ist es prinzipiell auch möglich, den Druckverlauf an einem gekrängten Schiffskörper zu berechnen. Die Bestimmung dieser Druckkräfte gestattet die Berechnung der Stabilitätsänderungen eines Schiffes im Seegang, deren genaue Kenntnis für die Beurteilung einer ausreichenden Stabilität und für die Festsetzung von Stabilitätsmindestgrenzen notwendig ist. Wendel [51] und Mitarbeiter [52] haben u. a. gezeigt, daß in der Lage senkrecht oder schräg zu den Wellen bei einer Wellenlänge, die der Schiffslänge entspricht, die größten Stabilitätsschwankungen auftreten. Diese senkrechte Lage ist ebenso wie die Lage quer zur See sowohl für die theoretischen als auch experimentellen Untersuchungen verhältnismäßig leicht zugänglich.

Nach dem Berechnungsverfahren aus diesem Abschnitt kann der Druckverlauf am gekrängten Schiffskörper so ermittelt werden, daß sich die Tauchgeschwindigkeit v_w im glatten Wasser aus zwei Komponenten zusammensetzt entsprechend der Neigung des Schiffes, während das Geschwindigkeitspotential Φ_w gleich bleibt, jedoch jetzt an der Kontur des gekrängten Spantes genommen werden muß. Nach dieser Methode sind die Druckverläufe an einigen gekrängten, festgehaltenen Spantkonturen berechnet worden. Hierbei erhält man neben der Ermittlung des Stabilitätsmomentes gleichzeitig eine hydrodynamische Querkraft, die bei einer Neigung des Hauptspantes von 20° 5% der erregenden Vertikalkraft beträgt. Diese Querkraft konnte bisher nach den statischen oder mit Berücksichtigung des Smith-Effektes quasihydrostatischen Berechnungsverfahren nicht bestimmt werden.

2. Abschätzung des Geschwindigkeitseinflusses

Bei der Betrachtung des Einflusses der Fahrt auf die Druckverteilung soll nur eine Abschätzung gegeben werden, da diese Näherungsmethode genaue Berechnungen nicht zuläßt. Bei der Fahrt des Schiffes muß der Störungsdruck p_{bw} nach Gleichung (29) um ein zusätzliches Glied erweitert werden, da in dem Geschwindigkeitspotential Φ_{bw} nach Gleichung (26) jetzt nicht nur die Vertikalkomponente der Orbitalgeschwindigkeit der Welle v_w , sondern auch die Lewis-Koeffizienten a und b infolge der Vorwärtsbewegung des Schiffes zeitabhängig sind. Man erhält:

$$p_{bw} = \rho \frac{\partial \Phi_{bw}}{\partial t},$$

$$p_{bw} = p_{stand} + \rho \frac{\partial \Phi_{bw}}{\partial X} \cdot \frac{\partial X}{\partial t}, \quad \text{wobei } \frac{\partial X}{\partial t} = -V \text{ ist.} \quad (34)$$

$$p_{bw} = p_{stand} - \rho V k_4 v_w \frac{\partial}{\partial X} \{ (1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta \},$$

$$p_{bw} = p_{stand} + k_4 \rho V \frac{2\pi A c}{\lambda} e^{-\frac{2\pi X}{\lambda}} \frac{\partial}{\partial X} \{ (1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta \} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct),$$

$$p_{bw} = p_{stand} + k_4 \frac{V}{c} \gamma A e^{-\frac{2\pi X}{\lambda}} \frac{\partial}{\partial X} \{ (1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta \} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct). \quad (35)$$

Damit wird der Gesamtdruck entsprechend Gleichung (33) zu

$$\frac{p}{\gamma A} = e^{-\frac{2\pi X}{\lambda}} \left\{ \left[1 - \frac{\pi k_4}{\lambda/B(1-a+b)\infty} \{ (1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta \} \right] \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \right. \\ \left. + k_4 \frac{V}{c} \frac{\partial}{\partial X} \{ (1-a) \cos \Theta - b \cos 3\Theta \} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \right\}. \quad (36)$$

In dieser Formel ändert sich bei der Berechnung der Druckkräfte der Betrag durch das Zusatzglied kaum, da der Fahrtanteil um 90° phasenverschoben ist. Es darf aber nicht unberücksichtigt bleiben, daß jetzt der Korrekturfaktor k_4 einen anderen Wert annimmt wegen der höheren Begegnungsfrequenz der Welle bei Fahrt gegen die See. So erhöht sich z. B. bei $F = 0,20$ der Frequenzparameter $\frac{\omega^2 B}{2g}$ von 0,438 auf 1,01, so daß für k_4 jetzt statt 0,87 der Wert 0,77 genommen werden muß. Dadurch erhöht sich der Wechseldruck auf dem Hauptspant um etwa 10%. Diese Tendenz ist bei den Modellversuchen im Abschnitt I.B.3.e festgestellt worden.

B. Die Methode von Grim

1. Berechnung der erregenden Kräfte

In den letzten Jahren hat Grim [24–27, 53, 54] ein Berechnungsverfahren entwickelt, das geeignet ist, die hydrodynamischen Kräfte an schwimmenden zweidimensionalen Körpern zu bestimmen, die im glatten Wasser periodische Schwingungsbewegungen ausführen oder festgehalten von quer kommenden Wellen getroffen werden. Nach dieser Methode ist es ebenso möglich, die Deformation der längsschiffslaufenden Wellen in Querrichtung an zweidimensionalen Körpern zu berechnen. Dieses ist für eine größere Zahl von Spantprofilen durchgeführt worden. Die Ergebnisse sind in den Diagrammen des Bildes 39 dargestellt.

Das Berechnungsverfahren wird von Grim in [26] ausführlich behandelt. Da es demnächst veröffentlicht werden soll, kann hier eine kurze Beschreibung der Methode genügen. Es werden wie im Abschnitt II. A. eine ideale Flüssigkeit, kleine Bewegungsamplituden für die lineare Behandlung des Problems und eine ebene Strömung vorausgesetzt. Das Spantprofil wird wieder durch die Lewis-Transformation bestimmt, nur jetzt mit den in [26] benutzten Koordinaten (siehe Skizze des Bildes 38). Für das Geschwindigkeitspotential und die Stromfunktion der durch eine Tauchbewegung verursachten Strömung werden die folgenden Funktionen angesetzt:

$$\begin{aligned} \Phi &= U \left\{ A_0 \lim_{\mu \rightarrow 0} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\kappa y} \cos(\kappa x)}{\kappa - \nu + i\mu} d\kappa + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \int_0^{\infty} \kappa^{2(n-1)} (\kappa + \nu) e^{-\kappa y} \cos(\kappa x) d\kappa \right\}, \\ \Psi &= U \left\{ A_0 \lim_{\mu \rightarrow 0} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\kappa y} \sin(\kappa x)}{\kappa - \nu + i\mu} d\kappa + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \int_0^{\infty} \kappa^{2(n-1)} (\kappa + \nu) e^{-\kappa y} \sin(\kappa x) d\kappa \right\}. \end{aligned} \quad (38)$$

U bedeutet die Amplitude der Schwingungsgeschwindigkeit; die Zeitfunktion $e^{i\omega t}$ ist weggelassen. Die Bedingung an der freien Wasseroberfläche und die Kontinuitätsbedingung sind bei diesem Ansatz erfüllt. Für den Fall des festgehaltenen Schiffskörpers wird für die längsschiffslaufende Welle folgende Potentialfunktion vorausgesetzt:

$$(\Phi + i\Psi)_w = W e^{i[\omega t + \nu(z + iy)]}, \quad (39)$$

$$W = \frac{Ag}{\omega} = Ac.$$

Durch eine solche Oberflächenwelle mit der Orbitalgeschwindigkeit Eins wird in einer Querschnittsebene die Geschwindigkeit in vertikaler Richtung

$$e^{i\omega t} e^{-\nu y} \cos(\nu z) \quad (40)$$

erzeugt, und durch ein bestimmtes Querschnittsprofil des Körpers würde daher die folgende Flüssigkeitsmenge fließen:

$$\cos(\nu z) \int_{\text{Profilrand}} e^{-\nu y} dx. \quad (41)$$

Um die Deformation in Querrichtung zu bestimmen, wird jetzt angenommen, daß über der ganzen Länge des zweidimensionalen Körpers die Geschwindigkeit $e^{-\nu y}$ beträgt. Es muß dann eine zusätzliche zweidimensionale Strömung erzeugt werden, die durch (38) beschrieben werden kann und für die die Bedingung am Profilrand erfüllt sein muß:

$$\int_{\text{Profilrand}} e^{-\nu y} dx + A_0 \lim_{\mu \rightarrow 0} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\nu y} \sin(\kappa x)}{\kappa - \nu + i\mu} d\kappa + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \int_0^{\infty} \kappa^{2(n-1)} (\kappa + \nu) e^{-\nu y} \sin(\kappa x) d\kappa = 0. \quad (42)$$

Es bleibt jetzt die Aufgabe, die Koeffizienten A_n so zu bestimmen, daß die Bedingung (42) erfüllt wird. Dieses kann nicht exakt durchgeführt werden, doch hat sich ergeben, daß das Verfahren besonders für kleine Frequenzparameter $\frac{\omega^2 B}{2g}$, die für Seegangsbedingungen Gültigkeit haben, gut konvergiert. Die Größe des durch diese Annäherung verursachten Fehlers hängt nur von dem Rechenaufwand ab. In der Gleichung der Stromfunktion werden jetzt die Koordinaten durch (37) ersetzt. Man erhält Gleichungen mit der Koordinate Θ in verschiedenen Funktionen: als Θ , $\sin(2n\Theta)$ und $\cos(2n+1)\Theta$. Durch eine Umformung werden die Cosinusfunktionen in Sinusfunktionen entwickelt, so daß die Randbedingung jetzt etwa die folgende Gestalt annimmt:

$$C_0 \left(\frac{\pi}{2} - \Theta \right) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin(2n\Theta) = 0. \quad (43)$$

Hieraus resultiert ein System unendlich vieler linearer Gleichungen. Für die Berechnung der unbekanntenen Koeffizienten A_n wird die Reihenentwicklung nach n -Gliedern abgebrochen. Die Randbedingung ist erfüllt bis auf einen geringen Fehler, über den eine Abschätzung in [54] gegeben wird. Mit der Lösung dieses Gleichungssystems kann das Geschwindigkeitspotential berechnet werden. Bei bekanntem Potential wird die hydrodynamische Kraft in vertikaler Richtung durch die Integration der Drücke über den Profilrand bestimmt.

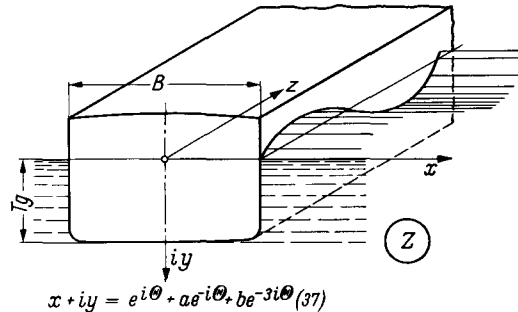


Bild 38. Koordinaten des Strömungsfeldes

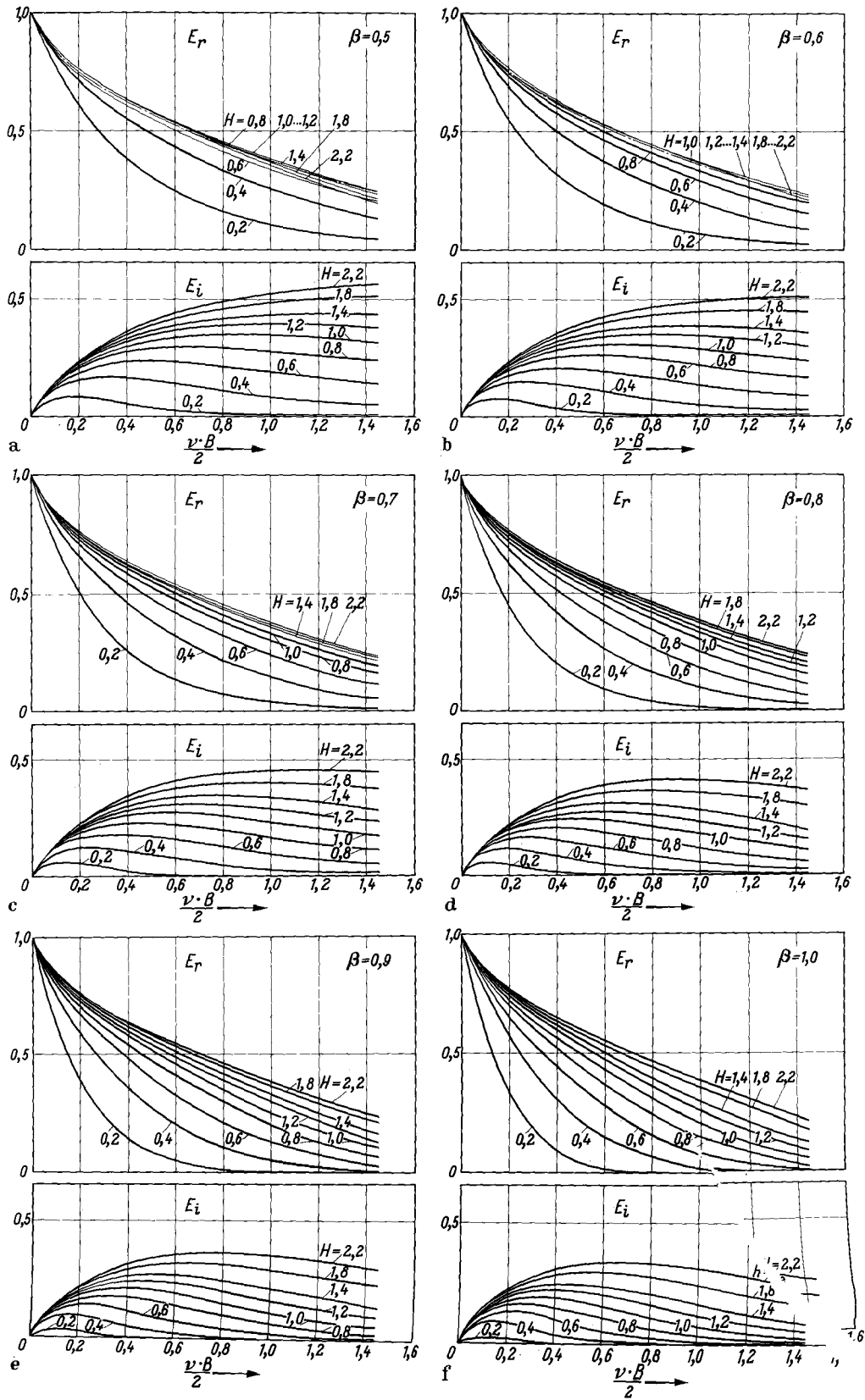


Bild 39. Die durch eine längsschiffslaufende Oberflächenwelle mit der Amplitude Eins an zweidimensionalen Spantquerschnitten erregte Kraft $E = E_r + i E_i$, dimensionslos gemacht durch γB

Diese Berechnungen sind für eine Reihe von Querschnittsprofilen mit Hilfe der elektronischen Rechenmaschine IBM Typ 650 durchgeführt worden, die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft der Universität Hamburg zur Verfügung gestellt worden ist. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in den Diagrammen des Bildes 39 enthalten. Hier sind die erregenden Kräfte dargestellt, die durch eine in Längsschiffsrichtung laufende Oberflächenwelle mit der Amplitude Eins auf Spantprofile mit der Breite Eins ausgeübt werden. Diese erregenden Kräfte stehen dimensionslos, da noch durch γ dividiert worden ist. Die erregende Kraft setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: Der reelle Teil liegt in Phase mit der Verschiebung der Wasserteilchen, der imaginäre Teil ist phasengleich mit der Geschwindigkeit der Wasserteilchen; beide in vertikaler Richtung und in $x = 0$ genommen:

$$E = E_r + i E_i. \quad (44)$$

Die beiden Komponenten sind um 90° phasenverschoben. Aus den Diagrammen können die erregenden Kräfte für alle bei einer praktischen Anwendung interessierenden Fälle ermittelt werden. Zwischenwerte werden durch Interpolation bestimmt. Die Kräfte sind für verschiedene Spantvölligkeiten β und Breiten-Tiefgangsverhältnisse $H = \frac{B}{2 Tg}$ in Abhängigkeit von dem Frequenzparameter $\frac{\omega^2 B}{2g} = \nu \frac{B}{2} = \pi \frac{B}{\lambda}$ aufgetragen worden.

2. Vergleich mit dem Experiment

Die in dem vorigen Abschnitt berechneten erregenden Kräfte sollen mit den Ergebnissen der Druckmessungen des experimentellen Teiles verglichen werden; und zwar bei einer Lage des Schiffes auf dem Konstruktionstiefgang in vier Wellenlängen. Die Meßwerte und die berechneten Kräfte auf dem Hauptspant sind der Zahlentafel 2 zu entnehmen. Die erregende Vertikalkraft E_{exp} aus dem Versuch wird durch Integration der Druckkräfte aus den Diagrammen der Bilder 21 bis 24 gewonnen. Mit Hilfe der beiden berechneten Komponenten E_r und E_i wird die resultierende Kraft $E = \sqrt{E_r^2 + E_i^2}$ bestimmt. Diese Kraft, die nur für eine zweidimensionale Umströmung der Spantprofile gilt, muß noch mit einer wirksamen Wellenhöhe G multipliziert werden, die Grim in [27] definiert und für die Ermittlung der hydrodynamischen Kräfte an dreidimensionalen Schiffskörpern berechnet. Das Produkt ergibt die theoretische erregende Vertikalkraft E_{theo} .

Zahlentafel 2

λ/L	$\frac{\omega^2 B}{2g} = \nu \frac{B}{2}$	E_{exp}	E	G	E_{theo}
0,50	0,876	0,23	0,39	0,57	0,22
0,75	0,584	0,32	0,55	0,67	0,37
1,00	0,438	0,42	0,63	0,75	0,47
1,25	0,350	0,54	0,68	0,80	0,54

Der Vergleich zeigt, daß bei zwei Wellenlängen Übereinstimmung herrscht und bei den beiden anderen geringe Differenzen auftreten, die aber noch im Rahmen der bei diesem komplizierten Problem zu erwartenden Genauigkeit liegen. Wenn auch die gemessenen Druckkräfte des Abschnittes I. B. 3. um einen geringen Betrag zu hoch liegen, so kann doch allgemein festgestellt werden, daß mit Hilfe dieses Berechnungsverfahrens nach Grim die erregenden Kräfte an einem dreidimensionalen Schiffskörper in guter Annäherung bestimmt werden können. Im Gegensatz zu der häufig noch benutzten Froude-Krylovschen Hypothese wird hier die Änderung der Druckverteilung in der Welle durch die Anwesenheit des Schiffskörpers in zwei Richtungen erfaßt: Bei der Behandlung des zweidimensionalen Falles wird die Reduktion der erregenden Kraft durch die Strömungsbeeinflussung in Querrichtung bestimmt, und durch die rechnerische Erfassung der wirksamen Wellenhöhe in Längsrichtung, die nicht genau mit der deformierten Oberflächenwelle an der Seite des Schiffes übereinstimmt, ist eine genauere Berechnung der hydrodynamischen Kräfte möglich.

III. Einige Anwendungen

A. Tauch- und Stampffunktionen

In einer Abhandlung über die Bewegungen des Schiffes im Seegang hat Weinblum [15] vor Jahren zur Bestimmung der erregenden Kräfte und Momente Tauch- und Stampffunktionen berechnet, denen die Annahme einer hydrostatischen Druckverteilung in der Welle zugrunde liegt. Bei einigen korri-

gierten Funktionen ist der Einfluß der hydrodynamischen Masse berücksichtigt worden. Mit Hilfe der im Abschnitt II. B. ermittelten erregenden Kräfte werden jetzt im analogen Vorgehen die Tauch- und Stampffunktionen für die gleichen Wasserlinien wie in [15] berechnet.

Das Verfahren wird hier nur kurz erläutert; Einzelheiten sind der zitierten Arbeit zu entnehmen. Diesen Berechnungen werden Sinuswellen zugrunde gelegt und Schiffsformen mit folgenden Daten:

$$\begin{aligned} L/B &= 7,2, \quad B/Tg = 2 \text{ H} = 2,4, \\ \beta &= 1,0 \text{ für alle Spanten,} \\ \text{Gleichungen der Wasserlinien: } \eta &= 1 - \xi^2, \\ &\eta = 1 \text{ (Ponton).} \end{aligned}$$

Diese Angaben müssen gemacht werden, da jetzt im Gegensatz zu den hydrostatischen Berechnungen, bei denen nur die Völligkeit der Wasserlinienfläche zu berücksichtigen ist, die erregenden Kräfte bei der Beachtung der hydrodynamischen Vorgänge auch von der Spantvölligkeit und den B/Tg - und L/B -Verhältnissen abhängen. Zunächst wird die erregende Kraft $E = \sqrt{E_r^2 + E_t^2}$ an den einzelnen Spantquerschnitten ermittelt.

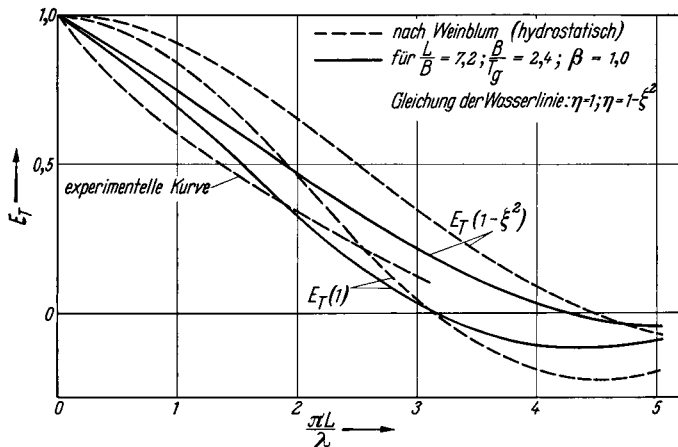


Bild 40. Dimensionslose erregende Tauchkraft E_T als Funktion der Wellenlänge $(\pi \frac{L}{\lambda})$

Im weiteren Vorgehen wird diese resultierende Kraft mit der Ordinate des Wellenprofils an dem jeweiligen Spant multipliziert und die Gesamtkraft über die Länge des Schiffes erhalten. Bei der Berechnung der Stampfmomente wird die Kraft am Spantquerschnitt mit dem entsprechenden Hebelarm multipliziert. Alle Rechnungen werden mit dimensionslosen Schiffskordinaten, einer Einheitswellenhöhe und für alle für Seegangsuntersuchungen interessierenden Wellenlängen durchgeführt. Man erhält erregende Tauchkräfte Σ_T und Stampfmomente Σ_{St} . Um diese Funktionen besser vergleichen zu

können, werden einige Umformungen vorgenommen: Indem Σ_T durch α , den Völligkeitsgrad der Wasserlinienfläche, dividiert wird, bekommt man die Kraft an einer Einheitswasserlinienfläche

$$E_T = \frac{\Sigma_T}{\alpha} \tag{45}$$

Tauchfunktionen dieser Art sind in dem Diagramm des Bildes 40 aufgetragen worden. Die erregende Tauchkraft für ein Schiff mit den oben angegebenen Abmessungen ergibt sich zu

$$F_T = \rho g A \cdot B L \alpha E_T \tag{46}$$

Die Stampfmomente werden folgendermaßen berechnet:

$$M_{St} = \frac{1}{2} \rho g A B L^2 \Sigma_{St} \tag{47}$$

Es ist jedoch zweckmäßiger, die Momente auf die maximale Wellenschräge $\vartheta_m = \frac{2\pi A}{\lambda}$ zu beziehen. Durch eine Umformung erhält man

$$M_{St} = \rho g \vartheta_m B L^3 \frac{\lambda}{4\pi L} \Sigma_{St} \tag{48}$$

Für $\lambda/L \rightarrow \infty$ wird $B L^3 \frac{\lambda}{4\pi L} \Sigma_{St}$ gleich dem Flächenträgheitsmoment der Wasserlinienfläche $J_y = c_y B L^3$, so daß geschrieben werden kann

$$M_{St} = \rho g \vartheta_m J_y \Psi_{St}, \tag{49}$$

wobei

$$\Psi_{St} = \frac{\Sigma_{St} \lambda}{4 c_y \pi L} \tag{50}$$

Stampffunktionen nach Gleichung (50) sind in dem Diagramm des Bildes 41 dargestellt. Sie geben das Verhältnis zu dem statischen Moment an, das einen Trimmwinkel von ϑ_m erzeugen würde.

Die beiden Diagramme der Bilder 40 und 41 zeigen gleichzeitig die berechneten Funktionen aus [15]. Durch die Einführung der erregenden hydrodynamischen Kräfte werden die Tauchkräfte und Stampfmomente erheblich verringert. Die nach diesem Verfahren berechneten Tauchfunktionen nähern sich jetzt gut einer experimentellen Kurve an, die auch aus [15] stammt. Diese Berechnungen der erregenden Tauchkräfte und Stampfmomente können für jede beliebige Schiffsform durchgeführt werden.

B. Die Dämpfung der Längsschwingungen

Ursprünglich waren im Anschluß an die Wellenaufnahmen am freibeweglichen Schiffsmodell Messungen des zusätzlichen wechselnden Widerstandes im Seegang mit Hilfe des im Abschnitt I.A.2.e beschriebenen Kraftaufnehmers vorgesehen. Diese Versuche sollten neben dem durchschnittlichen Widerstandszuwachs auch die Extremwerte und ihre Phasenlage zur Welle und zur Bewegung des Schiffes ergeben. Sie konnten nicht in dem Umfang wie vorgesehen durchgeführt werden, so daß auf ihre Angaben hier verzichtet werden muß.

Für die Untersuchungen der Widerstandsänderung im Seegang ist die Behandlung der Längsschwingungen (surging) im glatten Wasser zweckmäßig. Bisher ist dieser Bewegungsablauf kaum beachtet worden. Es sind dem Verfasser nur die Bestimmung der hydrodynamischen Masse für das dreiaxige Ellipsoid in idealer Flüssigkeit [42] und einige Beschleunigungs- und Verzögerungsmessungen [55] bekannt. Da die Längsschwingungen mit dem Tauchen und Stampfen nur schwach gekoppelt sind, ist die experimentelle Ermittlung der Trägheits- und Dämpfungskräfte für die Fahrgeschwindigkeit Null nicht schwierig. Es werden als nächstes Versuche beschrieben, die die Dämpfungskräfte für diesen Freiheitsgrad für den Seegangsfrequenzbereich und die hydrodynamische Masse für eine Periode ergeben haben.

Als Meßmethode wurde die freie Schwingung im ruhigen Wasser herangezogen. Da bei dieser Bewegung in der Ebene der Wasseroberfläche die Gleichgewichtslage erhalten bleibt, mußten auswechselbare Spiralfedern am Bug und Heck des Modells für die Rückstellkräfte sorgen und den Schwingungsvorgang ermöglichen. Das Schema der Versuchsanordnung zeigt Bild 42. Die eine Feder war direkt am Schleppwagen, die zweite an dem als Schwingungsmeßgerät arbeitenden Kraftmesser befestigt worden, so daß die Trägheitskräfte und die Schwingungswege oszillographisch aufgezeichnet werden konnten. Mit Hilfe von Eichgewichten und einer Meßspindel mit Zehntelmillimeterteilung wurden die Federkonstanten des Schwingungssystems genau ermittelt. Zur Einleitung der Schwingung wurde das Modell um einen vorgegebenen Weg aus seiner Ruhelage gebracht und dann durch Abbrennen eines Fadens losgelassen.

Die Bewegungsgleichung der Längsschwingung lautet:

$$(m + m_x'') \ddot{x} + N_x \dot{x} + c x = 0. \tag{51}$$

Nach einer Umformung erhält man

$$\ddot{x} + 2 h \dot{x} + \omega^2 x = 0. \tag{52}$$

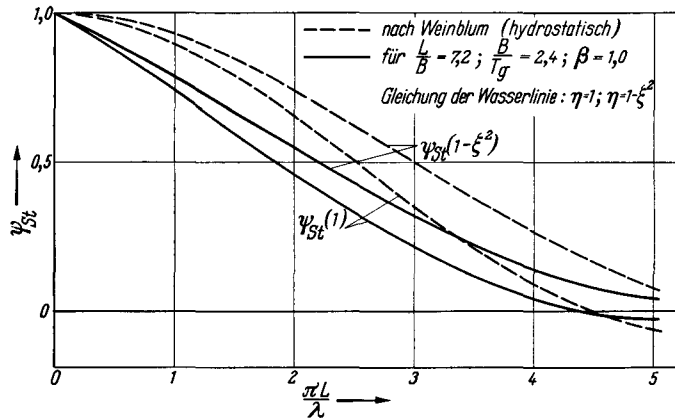


Bild 41. Dimensionsloses erregendes Stampfmoment Ψ_{St} als Funktion der Wellenlänge $(\pi \frac{L}{\lambda})$

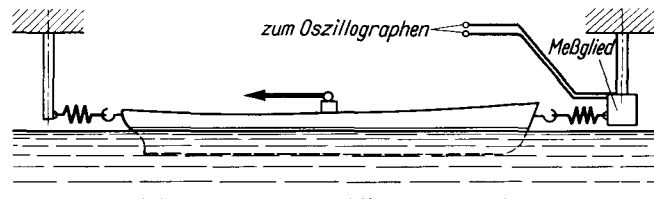


Bild 42. Versuchsanordnung zur Ermittlung der hydrodynamischen Trägheits- und Dämpfungskoeffizienten

Die Dämpfung wurde über das logarithmische Dekrement ϑ bzw. über die Halbwertzahl n ermittelt [56]:

$$\vartheta = \ln \frac{x_n}{x_{n+1}} = \frac{\ln 2}{n} = \frac{2\pi D}{\sqrt{1-D^2}}; \quad D = \frac{h}{\omega} \quad (53)$$

und in einer dimensionslosen Form durch

$$\kappa_x = \frac{2n}{\omega} = \frac{\vartheta}{\pi} \sqrt{1-D^2} \quad (54)$$

ausgedrückt. Die Abhängigkeit der Dämpfung von der Schwingungsfrequenz zeigt das Bild 43. Als zweite Ordinatenauftragung wurde $\frac{N_x}{\Delta \sqrt{g} L}$ nach Golovato [33] gewählt, wobei für die hydrodynamische Masse der Wert nach Lamb [42] genommen wurde. Bild 43 läßt deutlich die schwache Dämpfung dieser Längsschwingungen erkennen. Sie beträgt weniger als 10% der Dämpfung der Tauchbewegung, wie ein Vergleich mit Haskinds Ergebnissen (s. Figur 18 aus [15]) zeigt. Die Maxima der Kurven liegen etwa im gleichen Frequenzbereich. Der Verhältniswert zu Golovatos Messungen ist sogar kleiner als 5%, was in der Tatsache begründet liegt, daß die beim Tauchen auftretende hydrodynamische Masse berücksichtigt werden muß, die den Faktor 1/2 einführt.

Bei der vorgegebenen Versuchsanordnung kann die hydrodynamische Masse nach zwei Verfahren ermittelt werden:

1. Bei genügend genauer Federkonstanten- und Periodenbestimmung erhält man die hydrodynamische Masse aus der Differenz zweier fast gleich großer Werte nach

$$m_x'' = \frac{T^2 c (1-D^2)}{4\pi^2} - m. \quad (55)$$

Bild 43. Dimensionsloser Dämpfungskoeffizient κ_x bzw. $\frac{N_x}{\Delta \sqrt{g} L}$ der Längsschwingungen (surging) eines Schiffes als Funktion des Frequenzparameters $\omega^2 B/2g$

Hiernach ist $\frac{100 m_x''}{m}$ zu 2,6% für den Frequenzparameter $\frac{\omega^2 B}{2g} = 0,113$ berechnet worden.

Dieser Meßwert liegt in der Nähe des theoretischen Wertes für das dreiaxige Ellipsoid. Die Federkonstante wurde auf 1% und die Periode auf 0,1% genau gemessen. Damit war die Messung auf rund 10% genau. Die Meßwerte in [55] liegen alle beträchtlich höher. Als Ursache kann ein Grenzschichteffekt angesehen werden, da der vorliegende Versuch im Gegensatz zu den in [55] beschriebenen Beschleunigungs- und Verzögerungsmessungen im Stand durchgeführt wurde.

2. Eine bessere Methode liefern zusätzliche Pendelversuche in Luft, bei denen neben einer genauen Periodenbestimmung die Rückstellkraft des Modells bei bifilarer Aufhängung berechnet werden kann. Die Federkonstanten der Spiralfedern werden durch den Vergleich der Messungen in Wasser und Luft eliminiert.

C. Berechnung der Biegemomente

In diesem Abschnitt sollen die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse für die Berechnung des Biegemomentes praktisch angewendet werden. Da die statische Berechnungsmethode die Biegemomente nicht richtig erfaßt, wie in letzter Zeit häufig diskutiert, und vorgeschlagen wurde, den Einfluß des Smith-Effektes zu berücksichtigen, führte der Verfasser Berechnungen mit den vorangegangenen Ergebnissen durch. Mit diesen wurde eine wirksame Welle gewonnen, mit der nach der üblichen statischen Methode, bei der der Auftrieb gleich der Verdrängung bleibt, das zusätzliche Biegemoment bei der Lage des Schiffes im Wellental berechnet wurde. Bild 44 enthält das Ergebnis dieser Berechnungen, das mit dem Zusatzmoment in der Trochoidenwelle verglichen werden kann und von letzterem im Maximum 53% beträgt. Dadurch verringert sich das Gesamtmoment auf 61%. In dem Diagramm

des Bildes 44 ist das Glattwassermoment mit entgegengesetztem Vorzeichen aufgetragen worden. Diese Berechnungen dürfen nur als eine Abschätzung gelten, da die wirklichen Vorgänge nur mit Hilfe der Bewegungsgleichungen erfaßt werden können.

Abschließende Betrachtungen

Die vorliegende Arbeit stellt nur ein Teilgebiet eines umfangreichen Forschungsvorhabens dar, das aus folgenden Gründen durchgeführt wird:

Die Praxis erfordert genaue Kenntnisse der hydrodynamischen Vorgänge bei der Lage des Schiffes in den Wellen an Stelle der noch häufig benutzten hydrostatischen Berechnungen. Aus dem großen Komplex der damit verbundenen Aufgaben ist hier in Einschränkung des Problems die Ermittlung

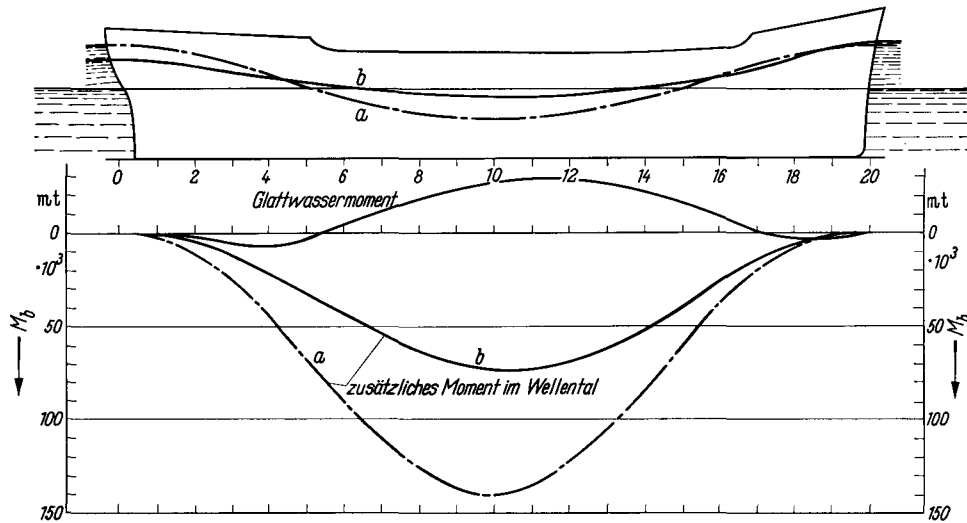


Bild 44. Vergleich der Biegemomente im Wellental. a) Trochoide ($L/20$); b) wirksame Welle

der Druckverteilung an einem festgehaltenen Schiffsmodell im regelmäßigen Seegang behandelt worden. Die bestimmten Druckkräfte haben für weitere Berechnungen grundlegenden Wert. Ihre Erkenntnisse können zu Abschätzungen und Berechnungen der äußeren Lokal- und Gesamtbeanspruchung eines starren Schiffskörpers in den Wellen führen: zu Aussagen über die Längsfestigkeit, die Querstabilität und den Widerstand im Seegang.

Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse werden in den einzelnen Abschnitten diskutiert und sind teilweise aus den Diagrammen zu ersehen, so daß hier nicht näher darauf eingegangen wird. Allgemein haben Theorie und Experiment einstimmig ergeben, daß die erregenden Druckkräfte durch die Anwesenheit des Schiffskörpers im Vergleich zu der ungestörten Druckverteilung in den Wellen erheblich verringert werden. Die Größe der Verminderung ist aus der Darstellung der Ergebnisse klar zu ersehen. Erste Anwendungen mit Hilfe einfacher Berechnungsmethoden zeigen, daß diese auf hydrodynamischer Basis gewonnenen Resultate besser mit experimentellen Ergebnissen übereinstimmen als die hydrostatischen Berechnungen.

Am Schluß dieser Ausführungen möchte der Verfasser seinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr.-Ing. G. Weinblum, aufrichtig für das Vertrauen danken, das er mit diesem Forschungsauftrag seinem Schüler entgegengebracht hat. In freundlicher Anteilnahme hat Herr Professor Weinblum die Durchführung dieser Arbeit zu jeder Zeit verfolgt. Gleichfalls gebührt Herrn Professor Dr.-Ing. K. Wendel Dank für sein teilnehmendes Interesse. Für die experimentelle Wegbereitung und die anregenden Diskussionen und freundlichen Hinweise im Verlaufe dieser Arbeit ist der Verfasser Herrn Dr. phil. H. Baumann dankbar verbunden. Herrn Dr.-Ing. O. Grim sei für seine hilfreiche Unterstützung und fördernde Kritik bei den theoretischen Berechnungen sowie für seine Bemühungen zur Durchführung der Experimente in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt gedankt. Der Herr Bundesminister für Verkehr hat durch großzügige finanzielle Zuwendungen die umfangreichen Versuchseinrichtungen ermöglicht und dadurch die Grundlagen zur Durchführung des Forschungsprogramms geschaffen, wofür an dieser Stelle das Institut für Schiffbau dankt. In dankenswerter Weise hat die Deutsche Forschungsgemeinschaft die vorliegende Arbeit materiell unterstützt. Für die umsichtige und verständnisvolle Mitarbeit bei der Durchführung und Auswertung der Versuche dankt der Verfasser abschließend Herrn cand. arch. nav. E. Niessen.

Verwendete Bezeichnungen

Zeichen, die nur vorübergehend benutzt werden oder von der hier gebrachten Definition gelegentlich abweichen, werden an der Stelle ihres Auftretens im Text erklärt. Einige Bezeichnungen haben verschiedene Bedeutung und werden unten für die jeweiligen Kapitel definiert.

a, b	Parameter nach Lewis
c	Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeit; Federkonstante, in III.B.
c_y	Koeffizient des Flächenträgheitsmomentes
g	Erdbeschleunigung
h	Wellenhöhe; Einflußzahl, in III.B.
h^*	deformierte Wellenhöhe
k_4	Korrekturfaktor für die freie Wasseroberfläche
m	Masse des Schiffes
m''	hydrodynamische Masse
n	Halbwertzahl, in III.B.
p	Druckhöhe = Wechseldruck; Druckamplitude in II.
r	Radius des Kreiszylinders (= $B/2$); Reflektions-Koeffizient, in I.
s	Verschiebestrecke während einer Periode
t	Zeit; Tauchtiefe, in I.
v	Vertikalgeschwindigkeit
v_m	mittl. Horizontalgeschwindigkeit der Massenteilchen in der Welle
v_w	Vertikalkomponente der Orbitalgeschwindigkeit der Welle
x, y, z	raumfeste Koordinaten, s. Bild 27
A	Wellenamplitude
A_0, A_n	Belegungsfunktionen; A_0 Wellenamplitude in I.B.1.a
B	Schiffsbreite auf dem Hauptspant
D	Dämpfungsmaß
E	vertikale, hydrodynamische Kraft, dimensionslos
E_T	Tauchfunktion, dimensionslos
F	Froudesche Zahl
F_T	Tauchkraft
G	wirksame Wellenhöhe, dimensionslos
H	Breiten-Tiefgangsverhältnis (= $B/2 Tg$)
I_y	Flächenträgheitsmoment
L	Schiffslänge in der Wasserlinie
M_{St}	Stampfmoment
N_x	Dämpfungskoeffizient
R	Radiusvektor
T	Periode
Tg	Schiffstiefgang; Tg_0 Schiffstiefgang auf KWL
U	Amplitude der Schwingungsgeschwindigkeit
V	Schiffs- und Modellgeschwindigkeit
X, Y, Z	mitgeführtes Koordinatensystem; siehe Bild 27
α	Völligkeitsgrad der Wasserlinienfläche
β	Völligkeitsgrad der Hauptspantfläche
γ	spez. Gewicht
δ	Völligkeitsgrad der Verdrängung
ζ	Koordinate des Wellenprofils
η, ξ	Koordinaten der Schwimmwasserlinie, dimensionslos
θ	Wellenschräge; logarithmisches Dekrement, in III.B.
κ_x	Dämpfungszahl, dimensionslos
λ	Wellenlänge
μ	Zähigkeit
ν	Wellenzahl (= $2\pi/\lambda$); kinemat. Zähigkeit, in I.B.1.a
ρ	Dichte
φ	Völligkeitsgrad der Fläche der Spantarealkurve
ω	Kreisfrequenz
Δ	Verdrängung
Θ	Winkel des Radiusvektors
Σ_{St}	Stampfmoment, dimensionslos
Σ_T	Tauchkraft, dimensionslos
Φ	Geschwindigkeitspotential
Ψ	Stromfunktion
Ψ_{St}	Stampffunktion
Ω	Geschwindigkeitsverhältnis (= v/c)

Schrifttum

Folgende Abkürzungen werden in diesem Literaturverzeichnis verwendet:

JSTG	Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft, Berlin
SF	Schiffstechnik, Forschungshefte für Schiffbau und Schiffsmaschinenbau, Hamburg
WRH	Werft, Reederei und Hafen, Hamburg
IFS	Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, Hamburg
HSVA	Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt, Hamburg
TSNAME	Transaction of the Society of Naval Architects and Marine Engineers, New York
TINA	Transaction of the Institution of Naval Architects, London
DTMB	David Taylor Model Basin, Washington

- [1] Froude, W.: „On the Rolling of a Ship“, TINA v 2 (1861), S. 180–227.
- [2] Smith, W. E.: „Hogging and Sagging Strains in a Seaway as Influenced by Wave Structure“, TINA v 24 (1883), S. 135–141.
- [3] Krylov, A. N.: „A New Theory of the Pitching Motion of Ships on Waves and of the Stresses Produced by this Motion“, TINA v 37 (1896), S. 326–359.
- [4] Krylov, A. N.: „A General Theory of the Oscillations of a Ship on Waves“, TINA v 40 (1898), S. 135 bis 190.
- [5] Pierson, W. J., Neumann, G., und James, R. W.: „Practical Methods for Observing and Forecasting Ocean Waves by Means of Wave Spectra and Statistics“, Department of Meteorology, Research Division, New York University, July 1953.
- [6] Lewis, E. V.: „Ship Speeds in Irregular Seas“, TSNAME v 63 (1955), S. 134–202.
- [7] Neumann, G.: „Zur Charakteristik des Seeganges“, Sonderabdruck aus dem Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, Serie A, Bd. 7 (1954).
- [8] Roll, H. U.: „Oberflächenwellen des Meeres“, Handbuch der Physik von S. Flügge, Marburg, Bd. 48, S. 671–733, Springer-Verlag (1957).
- [9] Bartsch, H.: „Statistische Methoden zur Untersuchung der Bewegungen eines Schiffes im Seegang“, SF Bd. 6 (1959), S. 1–8, S. 85–92.
- [10] Lewis, F. M.: „The Inertia of the Water Surrounding of a Vibrating Ship“, TSNAME v 37 (1929), S. 1–20.
- [11] Wendel, K.: „Hydrodynamische Massen und hydrodynamische Massenträgheitsmomente“, JSTG Bd. 44 (1950), S. 207–255.
- [12] Havelock, T. H.: „Notes on the Theory of Heaving and Pitching“, TINA v 87 (1945), S. 109–122.
- [13] Haskind, M. D.: „Two Papers on the Hydrodynamic Theory of Heaving and Pitching of a Ship“, SNAME Technical and Research Bulletin No. 1–12, April 1953.
- [14] Weinblum, G.: „Über den Einfluß der Schiffsform auf die Bewegungen eines Schiffes im Seegang“, WRH (1933), S. 269–275, S. 289–292.
- [15] Weinblum, G., and St. Denis, M.: „On the Motions of Ships at Sea“, TSNAME v 58 (1950), S. 184 bis 231.
- [16] Weinblum, G.: „Progress of Theoretical Investigations on Ship Motions in a Seaway“, Proceedings of the 1st Conference on Ships and Waves, Council on Wave Research and the SNAME, Engineering Field Station, University of California, Richmond, Cal.
- [17] Weinblum, G.: „Recent Progress in Theoretical Studies on the Behavior of Ships in a Seaway“, 7th International Conference on Ship Hydrodynamics (1954), IFS-Bericht.
- [18] St. Denis, M.: „On Sustained Sea Speed“, TSNAME v 59 (1951), S. 758–763.
- [19] Havelock, T. H.: „The Forces on a Submerged Body Moving under Waves“, TINA v 96 (1954), S. 77–88.
- [20] Szebehely, V. G.: „Ship Slamming in Head Seas“, DTMB-Report No. 913 (1955).
- [21] Szebehely, V. G., Todd, M. A., and Lum, S. M. Y.: „On Slamming“, 7th International Conference on Ship Hydrodynamics (1954).
- [22] Korvin-Kroukovsky, B. V.: „Investigation of Ship Motions in Regular Waves“, TSNAME v 63 (1955), S. 386–435.
- [23] Korvin-Kroukovsky, B. V.: „Pitching and Heaving Motions of a Ship in Regular Waves“, TSNAME v 65 (1957), S. 590–632.
- [24] Grim, O.: „Berechnung der durch Schwingungen eines Schiffskörpers erzeugten hydrodynamischen Kräfte“, JSTG Bd. 47 (1953), S. 277–299.
- [25] Grim, O.: „Die durch eine Oberflächenwelle erregte Tauchbewegung“, SF Bd. 4 (1957), S. 98–100.
- [26] Grim, O.: „Die Schwingungen von schwimmenden zweidimensionalen Körpern“, HSVA-Bericht Nr. 1090 und 1117.
- [27] Grim, O.: „Die Berechnung von hydrodynamischen Kräften an dreidimensionalen Schiffskörpern“, HSVA-Bericht Nr. 1122.
- [28] Schnadel, G.: „Die Beanspruchungen des Schiffes im Seegang“, JSTG Bd. 37 (1936), S. 129–152.
- [29] „SS Ocean Vulcan Sea Trials“, Report No. 6–12, Admiralty Ship Welding Committee, London.
- [30] Lewis, E. V.: „Ship Model Tests to Determine Bending Moments in Waves“, TSNAME v 62 (1954), S. 426–490.

- [31] Akita, Y., and Ochi, K.: „Modell Experiment on the Strength of Ships Moving in Waves“, TSNAME v 63 (1955), S. 203–236.
- [32] Gerritsma, J.: „Seaworthiness Tests with three Geometrical Similar Ship Models“, Proceedings Symposium on the Behaviour of Ships in a Seaway, Wageningen (1957).
- [33] Golovato, P.: „A Study of the Forces and Moments on a Surface Ship Performing Heaving Oscillations“, DTMB-Report No. 1074 (1956).
- [34] Eggers, K.: „Über das Wellenbild einer pulsierenden Störung in Translation“, Schiff und Hafen Bd. 9 (1957), S. 874–878.
- [35] Vedeler, G.: „Seagoing Qualities of Ships“, 7th International Conference on Ship Hydrodynamics (1954).
- [36] Baumann, H.: „Ein Wellentilger für Modell-Seegangversuche“, JSTG Bd. 48 (1954), S. 165–174.
- [37] Baumann, H.: „Druckmessung an Schiffsmodellen“, IfS-Bericht (1957).
- [38] Couch, R. B. and St. Denis, M.: „Comparison of Power Performances of ten 600-Foot Single-Screw Tanker Hulls as Predicted from Model Tests“, TSNAME v 56 (1948), S. 359–421.
- [39] Abels, F.: „Druckmessungen an Schiffsmodellen“, IfS-Bericht (1958).
- [40] Abels, F.: „Die Druckverteilung an einem festgehaltenen Schiffsmodell im regelmäßigen Seegang“, IfS-Bericht (1959).
- [41] Stokes, G. G.: „On the Theory of Oscillatory Waves“, Camb. Trans. 8, S. 441 (1847); Wiedergabe in Math. and Phys. Papers, Bd. 1, S. 197 und S. 314.
- [42] Lamb, H.: „Hydrodynamics“, 6th ed. Cambridge University Press (1932).
- [43] Kotschin, N. J., Kibel, I. A., und Rose, N. W.: „Theoretische Hydromechanik“, Bd. 1, Akademie-Verlag Berlin (1954).
- [44] Morison, J. R., und Crooke, R. C.: Un. of Calif., Insl. Eng. Res. Berkeley, Calif. Series No. 3 Issue No. 344 (1953).
- [45] Schuster, S.: „Untersuchungen über Strömungs- und Widerstandsverhältnisse bei der Fahrt von Schiffen in beschränktem Wasser“, JSTG Bd. 46 (1952), S. 244–288.
- [46] Wiegel, R. L., und Johnson, J. W.: „Elements of Wave Theory“, The Dock and Harbour Authority (Mai 1952).
- [47] Michell, J.: „The Highest Waves in Water“, Phil. Mag. (5), 36, S. 430 (1893).
- [48] Durand, W. F.: „Aerodynamic Theory“, Volume 1, Springer-Verlag Berlin (1934).
- [49] Prandtl, L., und Tietjens, O.: „Hydro- und Aeromechanik“, Band 1, Springer-Verlag Berlin (1929).
- [50] Ursell, F.: „Water Waves Generated by Oscillating Bodies“, Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, v 7 (1954), S. 427–437.
- [51] Wendel, K.: „Stabilitätseinbußen im Seegang und durch Koksdeckslast“, Hansa 1954, S. 2009–2024.
- [52] Arndt, B., und Roden, S.: „Stabilität bei vor- und achterlichem Seegang“, SF Bd. 5 (1958), S. 192 bis 199.
- [53] Grim, O.: „Durch Wellen an einem Schiffskörper erregte Kräfte“, Proceedings Symposium on the Behaviour of Ships in a Seaway, Wageningen, September 1957, S. 232–265.
- [54] Grim, O.: „Die Schwingungen von schwimmenden zweidimensionalen Körpern“, HSVA-Bericht Nr. 1171.
- [55] Smith, L.: „BSRA Resistance Experiments on the Lucy Ashton“, TINA v 97 (1955), S. 525–561.
- [56] Klotter, K.: „Technische Schwingungslehre“, Springer-Verlag (1951).

Erörterung

Dr.-Ing. O. Grim, Hamburg

Meine Herren!

Die Probleme des Schiffes im Seegang sind, vom Standpunkt des Wissenschaftlers betrachtet, noch weit von einer befriedigenden Lösung entfernt. Der praktische Schiffbau hat sich natürlich helfen müssen und hat auch Wege gefunden, mit den Problemen des Seegangs fertig zu werden. Wir wissen aber nicht, ob diese auf Erfahrungen aufgebauten Lösungen optimal sind, und können daher erwarten, daß die Wissenschaft in Zukunft noch viel zu einer besseren Lösung dieser Probleme beitragen kann. Wir können beobachten, daß im Ausland große Anstrengungen auf diesem Gebiet gemacht werden, und wir können feststellen, daß in den letzten Jahren in vielen Ländern Seegangstanks gebaut worden sind, die neue Möglichkeiten für solche Untersuchungen bieten und die nur der Aufgabe dienen, Seegangversuche mit Schiffsmodellen auszuführen. In Deutschland bestehen so weitgehende Möglichkeiten noch nicht. Um so mehr dürfen wir uns über die Arbeit von Herrn Abels freuen, die viel zur Erweiterung unserer Kenntnisse über die hydrodynamischen Kräfte bei von vorn kommender See beiträgt. Bis vor wenigen Jahren stand für die Beantwortung dieser Frage nur die Theorie von Krylov, die über ein halbes Jahrhundert alt ist, zur Verfügung. Diese Theorie ist aufgebaut auf der Annahme, daß der hydrodynamische Druck an der Außenhaut des Schiffes so verteilt ist, wie wenn die Wellen durch das Schiff nicht deformiert wären. Es hat Jahrzehnte gedauert, bis ein Fortschritt über diese Theorie hinaus erzielt werden konnte. Heute stehen über die wirkliche Druckverteilung über die Außenhaut des Schiffes Unterlagen zur Verfügung, die eine zutreffendere Bestimmung der hydrodynamischen Kräfte als nach der Theorie von Krylov ermöglichen. Herr Abels hat durch sorgfältige Messungen und durch theoretische Berechnungen einen sehr wichtigen Beitrag zur Lösung dieses speziellen Problems geleistet und einwandfrei gezeigt, daß die hydrodynamischen Kräfte wesentlich kleiner sind, als sie die Theorie von Krylov liefert.

Die theoretischen Berechnungen von Herrn Abels haben mich in die Lage gebracht, die Deformation der längslaufenden Welle durch das Schiff zu berechnen. Ich darf ein Lichtbild zeigen, das aus einer eigenen Arbeit stammt. Man muß sich am rechten Ende des Diagramms den Bug, am linken Ende das Heck des Schiffes denken und kann nun aus dem Diagramm erkennen, wie die Amplitude der Welle von vorn nach hinten verkleinert wird. Wenn die von vorn kommende Welle durch den Schiffskörper nicht gestört würde, würde sie mit ihrer vollen Amplitude durchlaufen; in dem Diagramm müßte das dargestellt sein durch eine Linie auf der Höhe 1,0. Die Deformation der Welle ist abhängig von dem Verhältnis Wellenlänge λ zu Schiffslänge L . Dieses Verhältnis ist als Parameter zu den Kurven geschrieben. Das Diagramm zeigt, daß die Amplitude der wirksamen Welle von vorn nach hinten um so kleiner wird, je kleiner das Verhältnis λ/L ist. Das Bild zeigt zwei Diagramme, und zwar oben ein Diagramm für einen in der Welle fest gedachten Schiffskörper und unten für einen frei beweglichen Schiffskörper, der die Tauch- und Stampfbewegung entsprechend den durch die deformierte Welle erzeugten Kräften mitmachen kann. Die Deformation der Welle ist für kleine Verhältnisse Wellenlänge zu Schiffslänge in beiden Fällen fast gleich, weil dafür das freibewegliche Schiff nur geringe Bewegungen ausführt. Bei großen Verhältnissen Wellenlänge/Schiffslänge ist in dem zweiten Fall, also für den freibeweglichen Schiffskörper, die Welle fast nicht deformiert, weil dafür das Schiff den Wellen folgt.

Diese Deformation der Wellen konnte berechnet werden, weil durch Berechnungen von Herrn Abels gewisse Voraussetzungen geschaffen wurden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen wurden bestätigt durch die Druckmessungen, die von Herrn Abels durchgeführt wurden. Ich glaube daher feststellen zu können, daß wir durch die Arbeit von Abels einen großen Schritt weitergekommen sind und nun die Deformation der längslaufenden Welle durch den Schiffskörper und die Druckverteilung an der Außenhaut in einer recht guten Annäherung voraussagen können.

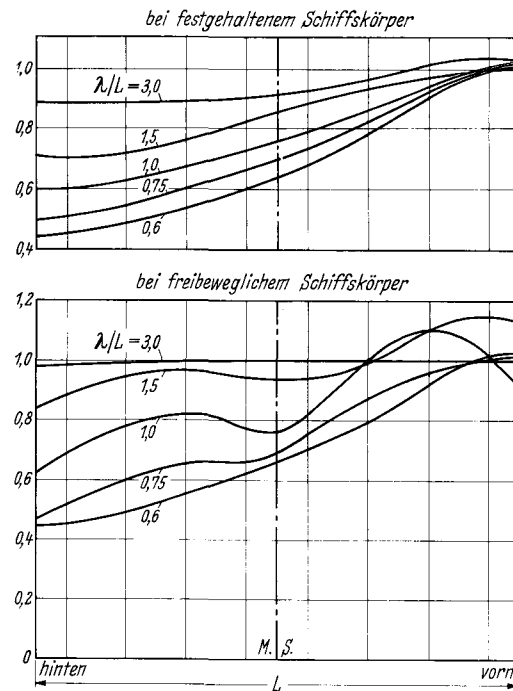


Bild 1. Schiff in von vorn kommender See; Amplitude der in Längsrichtung deformierten Welle, dimensionslos durch Amplitude der undeformierten Welle

Prof. Dr.-Ing. E. h. Dr.-Ing. **G. Schnadel**, Hamburg

Zu den Messungen von Herrn Abels über die Druckverteilung in den Wellen möchte ich kurz einiges sagen.

Wir haben dieses Problem bereits 1934 auf der Hochseemeßfahrt behandelt. Auf der „San Francisco“ war eine Reihe von Bodendruckschreibern eingebaut, um festzustellen, wie groß die Drücke wirklich sind. Wir haben dabei festgestellt, daß die Drücke am Boden geringer sind als diejenigen, die sich aus der Wellen-Theorie in der ungestörten Welle ergeben. Es wäre nun ganz interessant gewesen, einmal festzustellen, wie die Verhältnisse zu diesen Messungen liegen. Ich habe ja heute die Größenangaben gemacht über die Wellen, die aus diesen Messungen herauskamen. Die Wellenmessungen stimmen mit den Spannungsmessungen überein, d. h., die Messungen sind richtig gewesen. Die Spannungen gingen ungefähr auf 70% der erwarteten Spannungen zurück, die auch mit den gemessenen Drücken im Boden übereinstimmten, d. h., auch die Drücke gingen auf ungefähr 70% zurück, weil eben die Bodendrucke in der Mitte des Schiffes, wie es richtig hier gezeigt wurde, wesentlich abfielen. Ich weiß nicht, ob Sie Herrn Abels über diese damaligen Druckmessungen etwas zur Verfügung stellen konnten, es wäre vielleicht ganz interessant gewesen, nun die Messungen am fahrenden Schiff einmal mit den Messungen am Modell zu vergleichen, um festzustellen, daß auch hier Übereinstimmung besteht. Jedenfalls hatte ich den Eindruck, — ich hatte ja den Vortrag nur überfliegen können —, daß hier eine gute Übereinstimmung besteht. Es ist eben der Einfluß des Schiffes so groß, weil die Rotation der Wellenteilen am Schiffsboden wegfällt. Eine Schwierigkeit lag natürlich bei den Messungen an der „San Francisco“ darin, daß es nicht ohne weiteres möglich war, zwei Einflüsse zu trennen, den einen Einfluß, der davon herrührt, daß die Wellen geändert werden, und den anderen Einfluß, daß die Trägheitskräfte, die durch die Beschleunigung am Schiffskörper wirken, selber wieder die Spannungen am Schiff beeinflussen. Es ist auch sehr schwer, diese beiden Einflüsse zu trennen; dies kann nur rechnerisch geschehen. Vielleicht kann Herr Abels oder Herr Grim darüber noch eine Auskunft geben.

Prof. Dr.-Ing. **G. Weinblum**, Hamburg

Aufrichtigen Dank dem Redner! Ich darf vielleicht etwas vorgreifen: die Kurve der Biegemomente, die Herr Abels Ihnen gezeigt hat, war, Herr Präsident Professor Schnadel, eigentlich Ihnen zu Ehren aufgezeichnet. Sie nennen in Ihrem Bericht über die Meßfahrt der „San Francisco“ als effektive Wellenhöhe etwa 70% der tatsächlichen ungestörten Höhe; das ist auch die Zahl, die unsere japanischen Kollegen benutzen. Herr Abels hat den Wert von etwa 61% herausgerechnet. Ich möchte diese Zahl nicht zu weit verallgemeinern. Jedenfalls sieht man aber, daß die Meßergebnisse der „San Francisco“ recht gut mit den Modellversuchsergebnissen von Herrn Abels übereinstimmen. Es ist dabei zu berücksichtigen, daß es sich eigentlich um ganz verschiedene Probleme — bewegliches Schiff und festes Modell — handelt.

Bei der Erörterung der Biegemomentkurve zeigt sich wieder einmal die Weisheit des Handwerks. Man kann auf Grund der vorliegenden Arbeit nicht den Schluß ziehen, daß die tatsächlichen Beanspruchungen des Schiffes im Seegang sehr viel kleiner werden, als die Berechnungsergebnisse der statischen Methoden zeigen, weil die Steilheit der Wellen in der Regel mit etwa $1/20$ berechnet wird, in Wirklichkeit aber ganz anders aussehen kann. Die Theorie gibt nach Michell als größte Steilheit $1/7$ an; auf der „San Francisco“ haben wir bei großen Wellen ein Verhältnis $1/13$ mehrfach gemessen. Dieses war auch der Grund, warum Herr Abels sein schönes Ergebnis mit aller notwendigen Vorsicht uns präsentiert hat.

Prof. Schnadel

Vielleicht ist auch nur eine kleine Richtigstellung notwendig, damit keine Irrtümer entstehen. Es war hier vom festgehaltenen Schiff die Rede. Wie ich aus dem Aufsatz ersehen habe, ist damit nur gemeint, daß das Schiff sich in der Längsrichtung nicht bewegt hat, daß es sich aber natürlich vertikal bewegen kann. Wenn das nicht der Fall ist, muß man vorsichtig sein, denn dann kommt die Frage, die ich eben angeschnitten habe, über den Einfluß der Beschleunigungskräfte nicht zum Tragen. Und die ist größer, als auch ich ursprünglich angenommen hatte. Ich möchte sagen, daß der Einfluß, der vielleicht sonst 20% beträgt, auf der Welle auf 10% zurückging, weil sich das Schiff, wenn auch vielleicht etwas nacheilend, aus dem Wasser heraushob, so daß die Wasserkräfte kleiner wurden. Wir stellten fest, daß das Schiff dem Seegang folgte, wenn auch mit einer kleinen Verzögerung, so daß die Spannungen, die von der Welle herrührten, vermindert wurden auf dem Wellenberg. Auf dem Wellental wurden dagegen die Spannungen größer. Sobald das Schiff wieder ins Wellental hereinfel, wurden die Spannungen sofort wesentlich größer. Und das Mittel war ungefähr gleich, aber beim Hereinfallen in das Wellental kamen die 10 oder 15% wieder dazu, so daß die Differenz zwischen beiden über 20% war. Deswegen habe ich heute morgen auch gesagt, Sie dürfen ein Schiff, bei dem die Maschine hinten eingebaut ist, nicht mit einem Schiff vergleichen, bei dem die Maschine in der Mitte des Schiffes sitzt, da werden die Beanspruchungen verschieden.

Dipl.-Ing. **F. Abels**, Hamburg (Schlußwort)

Herr Präsident, meine Damen und Herren!

Den Herren Diskussionsrednern danke ich für ihre interessanten Erörterungsbeiträge. Einige Fragen sind im Verlauf der Diskussion beantwortet worden, so daß hierzu nur kurze Erläuterungen gegeben werden.

Herr Professor Schnadel weist darauf hin, daß es schwierig, aber notwendig ist, bei der Fahrt eines Schiffes durch die Wellen die Trägheitskräfte von den erregten hydrodynamischen Kräften infolge der Wellenbewegung zu trennen. Da in Einschränkung dieses Problems die hier vorliegende Forschungsaufgabe die Bestimmung der erregenden hydrodynamischen Druckkräfte am festgehaltenen Schiffsmodell im regelmäßigen Seegang behandelt, fällt die obengenannte Schwierigkeit fort. Aus diesem Grunde können die Ergebnisse dieser Arbeit nicht direkt mit den Druck- und Wellenmessungen an dem MS „San Francisco“ verglichen werden. Bei dem festgehaltenen Schiffsmodell beträgt der Druck mittschiffs auf dem Hauptspant bei einer Wellenlänge, die der Schiffslänge entspricht, nur rund 50% des ungestörten Druckes. Bei einem freibeweglichen Schiff ist eine Trennung der einzelnen dabei auftretenden Druckkräfte experimentell über Modellversuche sowie rechnerisch über die linearisierten Bewegungsgleichungen möglich, wenn die einzelnen Koeffizienten der Differentialgleichungen bekannt sind, die berechnet oder experimentell ermittelt werden können, wobei der Trägheitsradius des Schiffes und die Phasenlage der Bewegung zur Welle zu beachten sind.

Mit Recht erwähnt Herr Professor Weinblum noch einmal die notwendige Vorsicht, die man bei der Anwendung dieser Ergebnisse walten lassen muß, da die Druckkräfte am festgehaltenen Schiff ermittelt worden sind. Die wirklichen hydrodynamischen Vorgänge bei der Lage des Schiffes in den Wellen können, wie oben betont, über die Bewegungsgleichungen mit Hilfe der in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse erfaßt werden. — Zu den von Herrn Professor Weinblum genannten Wellensteilheiten möchte ich bemerken, daß wir in der Modellseeganganlage des Instituts für Schiffbau eine maximale Wellenschräge von $h/\lambda = 1/8,5$ gemessen haben.

Herrn Dr. Grim danke ich für die anerkennenden Worte. Das von Herrn Dr. Grim gebrachte Diagramm stellt die deformierten wirksamen Wellenhöhen dar, mit denen die Ergebnisse der zweidimensionalen Berechnungen nach der Theorie von Herrn Dr. Grim multipliziert werden müssen, um diese berechneten erregenden Kräfte mit den Ergebnissen der Druckmessungen vergleichen zu können, wie es im Vortrag erwähnt worden ist.

Abschließend sei der Schiffbautechnischen Gesellschaft für die Gelegenheit gedankt, die Ergebnisse dieser Arbeit hier vorzutragen und im Jahrbuch ausführlich zu veröffentlichen. Den Zuhörern danke ich für ihre freundliche Aufmerksamkeit.

Prof. Weinblum (Dankwort)

Wir wollen Ihnen, Herr Abels, zu dem ersten schönen Vortrag „Vivant sequentes“ zurufen und Sie nochmals beglückwünschen. (Lebhafter Beifall.)