

431 | Oktober 1982

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

K.Y. Lee

**Ein Beitrag zur Berechnung der
Widerstandserhöhung in von vorn
kommenden Wellen**

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Ein Beitrag zur Berechnung der Widerstandserhöhung in von vorn kommenden Wellen

K.Y.Lee , Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1982

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

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

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 431

Ein Beitrag zur Berechnung der Widerstandserhöhung
in von vorn kommenden Wellen

K.-Y. Lee

Oktober 1982

Ein Beitrag zur Berechnung der Widerstandserhöhung
in von vorn kommenden Wellen

Von der Fakultät für Maschinenwesen
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Ing. Kyu-Yeul LEE

geboren am 12.10.1947 in Pusan, Republic of Korea (Süd)

1982

Ein Beitrag zur Berechnung der Widerstandserhöhung
in von vorn kommenden Wellen

Inhaltsverzeichnis	Seite I - II
Abkürzungsverzeichnis	III - V
1. Einleitung	1
2. Mathematische Formulierung	
2.1 Koordinatensystem	4
2.2 Potentialtheoretische Formulierung des Problems	5
2.3 Linearisierung des Problems	7
2.4 Stationäres Potential	9
2.4.1 Parallelströmung	10
2.4.2 Doppelkörperströmung	10
3. Kurze Wellen	
3.1 Ein Ansatz für kurze Wellen	14
3.2 Anfangswertproblem	19
3.3 Randbedingung	19
3.4 Numerische Behandlung (Finite-Differenzen-Methode)	23
3.4.1 Explizite Methode	24
3.4.2 Implizite Methode	26
3.5 Beispielrechnungen	
3.5.1 Eindimensionaler Wellenerzeuger	29
3.5.2 Rankinesches Ovoid	32
4. Bestimmung der mittleren Widerstands- erhöhung	35

	Seite
5. Widerstandserhöhung in kurzen Wellen	
5.1 Beispielrechnung für ein völliges Schiff	38
5.2 Beispielrechnung für ein scharfes Schiff	41
5.3 Rechenzeit	42
6. Anwendung des Verfahrens auf längere Wellen	
6.1 Ein Ansatz für das Diffraktionsproblem	45
6.2 Methode der angepaßten asymptotischen Entwicklung	48
6.3 Numerische Behandlung	50
6.4 Randbedingungen	51
6.5 Beispielrechnung	52
6.6 Ein Ansatz für das Radiationsproblem	53
7. Zusammenfassung	56
8. Schrifttumsverzeichnis	57
9. Ergebnisbilder	59

Abkürzungsverzeichnis

a	: Konstante (siehe Seite 24)
B	: Schiffsbreite
C	: Wellenphasengeschwindigkeit = g/ω_0
C_B	: Völligkeit der Verdrängung
$f(X, Z)$: Schiffsoberfläche
F_n	: Froudezahl = $U/\sqrt{g \cdot L}$
$\overline{F_{1x}}, \overline{F_{2x}}$: siehe Seite 36
g	: Erdbeschleunigung
$\widehat{G(x)}$: siehe Seite 45
HL	: Hinteres Lot (=spt.0)
K	: Wellenzahl
L	: Länge zwischen den Loten
L_{WL}	: Wasserlinienlänge
M	: Schiffsmasse
m	: Quellstärke
n	: Zeitindex, z.B. $t_m = \Delta t \cdot n$
\vec{n}	: Normaleinheitsvektor auf der Schiffsoberfläche, $= (n_x, n_y, n_z)$
\vec{n}_1	: Normaleinheitsvektor an der Wasserlinienkontur, $= (n_{x1}, n_{y1}, 0)$
r	: Abstand zwischen Aufpunkt und Quellpunkt
R_{AW}	: mittlere Widerstandserhöhung
$\overline{R_{AW}}$: mittlere Widerstandserhöhung im Seegang
$S(x, t)$: Relativbewegung zwischen Schiff und Wellen
$S_A(x)$: Amplitude der Relativbewegung
$S_S(\omega)$: Seegangsspektrum
T	: Tiefgang

T_e	: Begegnungsperiode = $2\pi / \omega_e$
t	: Zeit
U	: Schiffsgeschwindigkeit in X-Richtung
$U \cdot X$: Potential der Parallelströmung
$U \cdot \Phi$: stationäres Störungspotential infolge der Fahrt des Schiffes
$\hat{U}_T(x)$: siehe Seite 53
VL	: Vorderes Lot (=spt.20)
\vec{V}_s	: Schiffsgeschwindigkeitsvektor
X, Y, Z	: mitbewegtes Koordinatensystem
$\hat{\alpha}_3(x)$: äußerer Grenzwert des Potentials $\hat{\psi}_3$
$\hat{\alpha}_7(x)$: äußerer Grenzwert des Potentials $\hat{\psi}_7$
ΔX	: Maschenweite in X-Richtung
ΔY	: Maschenweite in Y-Richtung
Δt	: Zeitschritt
E_{ZH}, E_θ	: siehe Seite 36
$\bar{\zeta}(x, y)$: Wellenerhebung durch Φ
$\zeta(x, y, z)$: Wellenerhebung durch $\tilde{\zeta}$
ζ_A	: Amplitude der ankommenden Welle
$\zeta_F(x, y, t)$: Wellenerhebung durch ψ_F
$\eta(x, y, t)$: Wellenerhebung durch Φ
θ_A	: Amplitude des Stampfwinkels
λ	: Wellenlänge
ρ	: Wasserdichte
S_{AW}	: dimensionslose mittlere Widerstandserhöhung
σ	: Quellstärke der Einheitsquelle
$\Phi(x, y, z, t)$: gesamtes Geschwindigkeitspotential = $U \cdot (x + \Phi) + \tilde{\zeta}$

- $\Phi(x, y, z)$: stationäres Störungspotential infolge der Fahrt des Schiffes
- $\tilde{\varphi}(x, y, z, t)$: Wellenpotential einschließlich der Störung dieser Wellen durch das Schiff
- $\varphi(x, y, t)$: $\tilde{\varphi}$ auf $z = 0$
- $\varphi_F(x, y, z, t)$: äußeres Potential
- $\hat{\varphi}_A(x, y, z)$: äußerer Grenzwert des inneren Potentials $\tilde{\varphi}$ (Komplexe Größen)
- $\hat{\varphi}_3(y, z)$: 2-D. Radiationspotential (Komplexe Größe)
- $\hat{\varphi}_7(y, z)$: 2-D. Diffraktionspotential (Komplexe Größe)
- ω_0 : Kreisfrequenz der ankommenden Welle
- ω_e : Begegnungsfrequenz = $\omega_0 + k \cdot U$

1. Einleitung

Gegenüber den idealisierten Probefahrtsbedingungen werden Geschwindigkeit und Antriebsleistung eines Schiffes unter Dienstbedingungen zusätzlich, außer durch Bewuchs und Wind, wesentlich durch den Seegang beeinflusst.

Der Seegang wirkt einmal indirekt über die Erregung extremer Bewegung auf die sogenannte freiwillige Geschwindigkeitsverringerung durch Maßnahmen der Schiffsführung zur Vermeidung gefährlicher Effekte, wie extreme Rollbewegung, hohe Beschleunigung, Seeschlag und Slamming.

Der zweite Einfluß des Seegangs auf die Schiffsgeschwindigkeit ist der direkte Einfluß, der durch die Erhöhung des Fahrtwiderstandes über die Begrenzung der Antriebsleistung zu einer sogenannten unfreiwilligen Begrenzung der Geschwindigkeit führt.

Um den Effekt des erhöhten Widerstandes im Seegang quantitativ zu erfassen, kann man Modellschleppversuche in regelmäßigen Wellen verschiedener Länge durchführen. Der Versuch stellt dabei erhebliche Anforderungen an die Meßgenauigkeit, da die Widerstandserhöhung etwa quadratisch von der Wellenhöhe abhängt und als kleine Differenz zweier großer Werte, nämlich Widerstand in Wellen und Widerstand im glatten Wasser, ermittelt wird, die ihrerseits mit unvermeidlicher Meßstreuung behaftet sind. Das gilt insbesondere für den Bereich kurzer Wellen, weil hier diese Differenz absolut sehr klein und damit ihr relativer Fehler sehr groß werden kann.

Neben Modellversuchen zur Vorhersage der Widerstandserhöhung im Seegang gibt es eine einfache Berechnungsmethode von Boese/1/, die von bekannten vertikalen Relativbewegungen zwischen dem Schiff und der Wasseroberfläche an der Schiffsaußenhaut ausgeht.

Für kurze Wellen versagt die theoretische Berechnung jedoch, wenn bei der Ermittlung der Relativbewegung in der üblichen Weise (z.B. nach der Streifenmethode) die ungestörte Welle oder die nur durch das 2-dimensionale Diffraktionspotential gestörte Welle eingesetzt wird, aber die Beeinflussung der Wellen an einem Schiffsspannt durch die davor und dahinter liegenden Spanten vernachlässigt wird.

In kurzen Wellen macht das Schiff kaum Bewegungen, d.h. die vertikalen Relativbewegungen bestehen praktisch nur aus den Wellenbewegungen. Berücksichtigt man die Deformation der Wellen durch das Schiff nicht, werden die Relativbewegungen am Schiff überall gleich groß, wodurch sich für die Widerstandserhöhung der Wert 0 ergibt. Durch viele Versuche ist aber bestätigt, daß die Widerstandserhöhung für unendlich kurze Wellen gegen einen endlichen Wert strebt.

Die Verhältnisse ändern sich nur wenig, wenn man das 2-dimensionale Diffraktionspotential, wie bei der Streifenmethode üblich, ebenfalls berücksichtigt, da sich die Einflüsse der Wellen auf das Vor- und Hinterschiff nahezu aufheben. Tatsächlich werden die am Schiff entlanglaufenden Wellen jedoch zum Teil seitlich abgestrahlt; da die Gesamtenergie der Wellen dabei unverändert bleibt, muß die am Schiff entlanglaufende Welle in ihrer Amplitude abnehmen. Bei See von vorn ist die Relativbewegung daher am Vorschiff größer als am Hinterschiff. Dies führt zu einem Widerstandszuwachs durch den am Vorschiff stärkeren "Strahlungsdruck".

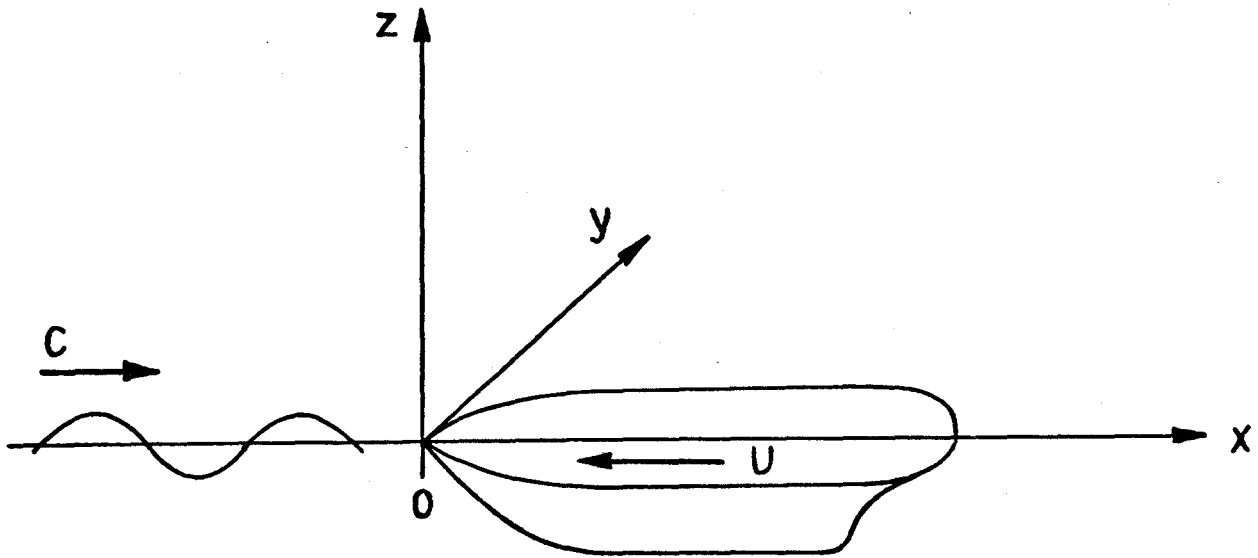
Die Widerstandszunahme großer Schiffe in den für sie besonders häufigen kurzen Wellen kann daher nicht nach der Streifenmethode berechnet werden.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Relativbewegung eines Schiffes, das mit konstanter Geschwindigkeit in regelmäßigen von vorn kommenden Wellen, insbesondere kurzen Wellen, fährt, nach einem numerischen Verfahren zu bestimmen, das die beschriebene Deformation der Welle berücksichtigt. Als 'kurz' werden in diesem Zusammenhang Wellen bezeichnet, deren Länge in der Größenordnung des Schiffstiefgangs oder der Schiffsbreite liegen.

2. Mathematische Formulierung

2.1 Koordinatensystem

Es wird ein rechtwinkeliges kartesisches Koordinatensystem eingeführt, Bild 1:



- Bild 1 - Ein mitbewegtes Koordinatensystem

Ein mitbewegtes System OXYZ, das sich mit der mittleren Schiffsgeschwindigkeit U vorwärts bewegt. OX sei entgegen der Fahrtrichtung und OZ nach oben gerichtet. OXY sei die mittlere freie Wasseroberfläche.

2.2 Potentialtheoretische Formulierung des Problems

Das Schiff fährt nun mit konstanter Geschwindigkeit U in regelmäßigen von vorn kommenden kurzen Wellen, macht aber dabei keine harmonischen Bewegungen (Diffraktionsproblem) .

Wir setzen eine homogene, inkompressible und reibungsfreie Flüssigkeit voraus und beschreiben die dann rotationsfreie Flüssigkeitsbewegung durch eine Funktion $\Phi(X, Y, Z, t)$, deren partielle Ableitungen nach X , Y und Z gleich der Geschwindigkeit der Flüssigkeitsbewegung in X -, Y - und Z -Richtung sind: $\text{grad } \Phi(X, Y, Z, t) = \vec{V}(X, Y, Z, t)$, wobei \vec{V} ein Geschwindigkeitsvektor ist. $\Phi(X, Y, Z, t)$ ist also ein von der Zeit t abhängiges Geschwindigkeitspotential, das die Strömung relativ zum mitbewegten System beschreibt.

Das Potential Φ muß folgende Bedingungen erfüllen:

- Kontinuitätsgleichung (Laplacegleichung)

$$\Delta \Phi = \Phi_{xx} + \Phi_{yy} + \Phi_{zz} = 0, \quad (2-1)$$

die im ganzen Flüssigkeitsraum und für jedes t gilt.

- Dynamische Oberflächenbedingung:

$$\Phi_t + \frac{1}{2}(\Phi_x^2 + \Phi_y^2 + \Phi_z^2) + g\eta = \frac{1}{2}U^2 \quad (2-2)$$

auf $Z = \eta(X, Y, t)$,

wobei η die freie Oberfläche darstellt.

g ist die Erdbeschleunigung.

- Kinematische Oberflächenbedingung:

$$\eta_t + \eta_x \Phi_x + \eta_y \Phi_y = \Phi_z \quad (2-3)$$

auf $Z = \eta$.

Die Indices X, Y, Z und t bedeuten dabei partielle Ableitungen nach X, Y, Z und t .

- Randbedingung auf der Schiffsoberfläche:

Auf der Schiffsoberfläche muß die Normalkomponente der Schiffsgeschwindigkeit mit der in diese Richtung fallenden Komponente der Flüssigkeitgeschwindigkeit übereinstimmen:

$$\text{grad } \Phi \cdot \vec{n} = \frac{\partial \Phi}{\partial n} = \vec{v}_s \cdot \vec{n} .$$

\vec{n} ist der aus dem Körper herausragende, normal auf der Oberfläche stehende Einheitsvektor und \vec{v}_s ist der Schiffsgeschwindigkeitsvektor.

Wenn das Schiff keine Bewegung macht, dann gilt

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (2-4)$$

Wird die Schiffsoberfläche durch eine Funktion

$$y = f(x, z)$$

dargestellt, dann erhält man ihren Normalen-Einheitsvektor durch

$$\begin{aligned} \vec{n} &= (n_x, n_y, n_z) \\ &= \left\{ \frac{-f_x}{\sqrt{1+f_x^2+f_z^2}}, \frac{1}{\sqrt{1+f_x^2+f_z^2}}, \frac{-f_z}{\sqrt{1+f_x^2+f_z^2}} \right\} \end{aligned}$$

- In unendlicher Tiefe muß die Geschwindigkeit der Flüssigkeit gegen 0 gehen, d.h.

$$\Phi_z \rightarrow 0 \text{ bei } z \rightarrow -\infty \quad (2-5)$$

- Außerdem muß die Strahlungsbedingung erfüllt werden. Sie besagt, daß außer den von vorn einfallenden Wellen alle anderen Wellen vom Schiff fortlaufen müssen.

2.3 Linearisierung des Problems

Die Bedingungen (2-2) und (2-3) an der freien Wasseroberfläche, die quadratische Ausdrücke enthalten und an der zunächst unbekanntem Oberfläche $z = \eta(x, y, t)$ zu erfüllen sind, erschweren die Lösung erheblich. Deshalb wird hier nur eine Lösung für den Fall gesucht, daß die Wellenhöhe der periodischen Wellen klein gegenüber der Wellenlänge ist.

Es sei

$$\Phi(x, y, z, t) = Ux + \psi(x, y, z) + \tilde{\psi}(x, y, z, t), \quad (2-6)$$

wobei Ux Potential für Parallelströmung

ψ stationäres Störungspotential infolge der Fahrt des Schiffes

$\tilde{\psi}$ ein Wellenpotential einschließlich der Störung dieser Wellen durch das Schiff

ist.

Die freie Oberfläche sei:

$$\eta(x, y, t) = \bar{\xi}(x, y) + \xi(x, y, t), \quad (2-7)$$

wobei $\bar{\xi}$ stationäre Wellenerhebung infolge der Fahrt des Schiffes

ξ periodische Wellenerhebung infolge der auf das Schiff treffenden regelmäßigen Wellen einschließlich der Störung dieser Wellen durch das Schiff

ist.

Wir setzen nun die Gleichungen (2-6) und (2-7) in die Gleichungen (2-1), (2-2), (2-3), (2-4) und (2-5) ein. Dabei werden alle Terme, die unabhängig von der Wellenhöhe sind, und linear von der Wellenhöhe abhängende Terme berücksichtigt. Terme, die quadratisch oder mit höherer Potenz von der Wellenhöhe abhängen (z.B. $\tilde{\phi}_x \zeta_x$, $\tilde{\phi}_x^2$), vernachlässigen wir, weil diese gegenüber den linearen Termen bei kleiner Wellenhöhe relativ klein werden.

Bei der Linearisierung bezüglich der Wellenhöhe ζ genügt es, alle Potentiale statt bei $Z = \eta$ bei $Z = \bar{\zeta}$ auszuwerten; denn bei einer Taylorentwicklung dieser Terme um $Z = \bar{\zeta}$ würden sich nur überlinear von ζ abhängige Korrekturglieder für die allein interessierenden periodischen Terme ergeben.

Dann gelten für das stationäre Störungspotential $\bar{\phi}$ die folgenden Gleichungen:

- Laplacegleichung:

$$\bar{\phi}_{XX} + \bar{\phi}_{YY} + \bar{\phi}_{ZZ} = 0 \quad \text{im ganzen Strömungsbereich} \quad (2-8)$$

- Dynamische Oberflächenbedingung:

$$U^2 \bar{\phi}_x + \frac{1}{2} U^2 (\bar{\phi}_x^2 + \bar{\phi}_y^2 + \bar{\phi}_z^2) + g \bar{\zeta} = 0 \quad \text{auf } Z = \bar{\zeta} \quad (2-9)$$

- Kinematische Oberflächenbedingung:

$$\bar{\zeta}_x (1 + \bar{\phi}_x) + \bar{\zeta}_y \bar{\phi}_y = \bar{\phi}_z \quad \text{auf } Z = \bar{\zeta} \quad (2-10)$$

- Körperwandbedingung:

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial n} = -u_x \quad \text{auf der Schiffsoberfläche} \quad (2-11)$$

- Tiefenbedingung:

$$\bar{\phi}_z \rightarrow 0 \quad \text{bei } Z \rightarrow -\infty \quad (2-12)$$

und die Strahlungsbedingung.

Für das Potential $\tilde{\varphi}$ folgt entsprechend:

- Laplacegleichung:

$$\tilde{\varphi}_{XX} + \tilde{\varphi}_{YY} + \tilde{\varphi}_{ZZ} = 0 \quad \text{im ganzen Strömungsbereich} \quad (2-13)$$

- Dynamische Oberflächenbedingung:

$$\begin{aligned} & \tilde{\varphi}_t + U \{ (1 + \bar{\Phi}_x) \tilde{\varphi}_x + \bar{\Phi}_y \tilde{\varphi}_y + \bar{\Phi}_z \tilde{\varphi}_z \} + g \zeta \\ & + U^2 \zeta \{ (1 + \bar{\Phi}_x) \bar{\Phi}_{xz} + \bar{\Phi}_y \bar{\Phi}_{yz} + \bar{\Phi}_z \bar{\Phi}_{zz} \} = 0 \\ & \text{auf } z = \bar{\xi} \end{aligned} \quad (2-14)$$

- Kinematische Oberflächenbedingung:

$$\begin{aligned} & \zeta_t + U \cdot (1 + \bar{\Phi}_x) \zeta_x + \bar{\xi}_x \tilde{\varphi}_x + \bar{\xi}_y \tilde{\varphi}_y + U \bar{\Phi}_y \zeta_y - \tilde{\varphi}_z \\ & + U \zeta \cdot (\bar{\xi}_x \bar{\Phi}_{xz} + \bar{\xi}_y \bar{\Phi}_{yz} - \bar{\Phi}_{zz}) = 0 \\ & \text{auf } z = \bar{\xi} \end{aligned} \quad (2-15)$$

- Körperwandbedingung:

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial n} = 0 \quad \text{auf der Schiffsoberfläche} \quad (2-16)$$

- Tiefenbedingung:

$$\tilde{\varphi}_z \rightarrow 0 \quad \text{bei } z \rightarrow -\infty \quad (2-17)$$

und die Strahlungsbedingung.

2.4 Stationäres Potential

Für die Berechnungen des Widerstandzuwachses in Wellen benötigt man im linearisierten Fall nur das periodische Potential $\tilde{\varphi}$. Da die Gleichungen (2-14) und (2-15) aber auch das stationäre Potential $\bar{\Phi}$ enthalten, muß dieses zunächst mit Hilfe der Gleichungen (2-8) bis (2-12), in denen nur das stationäre Potential vorkommt, berechnet werden. Da die Bestimmung des stationären Potentials des fahrenden Schiffes ein schwieriges Problem ist, wird $\bar{\Phi}$ wie folgt auf zweierlei Art angenähert:

2.4.1 Parallelströmung

Zum einen wird vorausgesetzt, daß das stationäre Störungspotential $\bar{\Phi}$ und $\bar{\zeta}$ klein ist ("Dünnes Schiff"). Dann erhält man nach der Linearisierung für das Potential $\tilde{\zeta}$:

- Kontinuitätsgleichung

$$\tilde{\zeta}_{xx} + \tilde{\zeta}_{yy} + \tilde{\zeta}_{zz} = 0 \text{ im ganzen Strömungsbereich} \quad (2-18)$$

- Dynamische Oberflächenbedingung

$$\tilde{\zeta}_t + U\tilde{\zeta}_x + g\zeta = 0 \text{ auf } Z = 0 \quad (2-19)$$

- Kinematische Oberflächenbedingung

$$\zeta_t + U\zeta_x - \tilde{\zeta}_z = 0 \text{ auf } Z = 0 \quad (2-20)$$

- Körperrandbedingung

$$\tilde{\zeta}_n = 0 \quad \text{auf der Schiffsoberfläche} \quad (2-21)$$

- Tiefenbedingung

$$\tilde{\zeta}_z \rightarrow 0 \quad \text{bei } Z \rightarrow -\infty \quad (2-22)$$

und die Strahlungsbedingung.

Es wurde also die stationäre Strömung einfach durch die Parallelströmung angenähert.

2.4.2 Doppelkörperströmung

Zum anderen wird $\bar{\Phi}$ durch das Doppelkörperpotential angenähert mit der Voraussetzung einer kleinen Schiffsgeschwindigkeit ("Langsames Schiff").

Dann erhält man nach der Linearisierung des Problems für das Potential $\tilde{\Phi}$:

- Kontinuitätsgleichung

$$\tilde{\Phi}_{xx} + \tilde{\Phi}_{yy} + \tilde{\Phi}_{zz} = 0 \text{ im ganzen Strömungsbereich} \quad (2-23)$$

- Dynamische Oberflächenbedingung

$$\tilde{\Phi}_t + U \{ (1 + \Phi_x) \tilde{\Phi}_x + \Phi_Y \tilde{\Phi}_Y \} + g \zeta = 0 \quad \text{auf } Z = 0 \quad (2-24)$$

- Kinematische Oberflächenbedingung

$$\zeta_t + U \{ (1 + \Phi_x) \zeta_x + \Phi_Y \zeta_Y \} - \tilde{\Phi}_z = 0 \quad \text{auf } Z = 0 \quad (2-25)$$

- Körperwandbedingung

$$\tilde{\Phi}_n = 0 \text{ auf der Schiffsoberfläche} \quad (2-26)$$

- Tiefenbedingung

$$\tilde{\Phi}_z \rightarrow 0 \text{ bei } z \rightarrow -\infty \quad (2-27)$$

und die Strahlungsbedingung

Für das Doppelkörperpotential gelten folgende Oberflächenbedingungen:

- Dynamische Oberflächenbedingung

$$\bar{\zeta} = 0 \quad \text{auf } Z = 0 \quad (2-28)$$

- Kinematische Oberflächenbedingung

$$\bar{\Phi}_z = 0 \quad \text{auf } Z = 0 \quad (2-29)$$

Das Doppelkörperpotential beschreibt dabei die von der Zeit unabhängige Ausweichbewegung des Wassers um das Schiff infolge der Fahrtgeschwindigkeit des Schiffes; statt der wirklichen, verformten Wasseroberfläche wird dabei aber mit einer ebenen Wasseroberfläche gerechnet. Dazu wird das Unterwasserschiff an der ebenen Wasseroberfläche gespiegelt und der so entstandene "Doppelkörper" in unbegrenzter Flüssigkeit behandelt. Die Symmetrieebene beeinflusst die Strömung genau so wie eine starre, ebene Wand bzw. die ebene Wasseroberfläche. Voraussetzung für die Benutzung der Doppelkörperströmung ist, daß die Froudezahl klein ist, so daß die Abweichungen zwischen der tatsächlichen Wasseroberfläche und der Symmetrieebene klein sind.

Zur Berechnung des Doppelkörperpotentials wird das Verfahren von Hess und Smith /2/ angewendet. Das Verfahren ermöglicht die Berechnung der potentialtheoretischen Geschwindigkeitsverteilung um einen bewegten Körper in unbegrenzter inkompressibler Flüssigkeit.

Das Potential wird dabei als Überlagerung einer Parallelströmung und der Strömung infolge einer Quellverteilung auf der Oberfläche S des Körpers dargestellt:

$$\begin{aligned}\phi(x, y, z) &= U \cdot (x + \Phi) \\ &= U \cdot \left(x + \iint_S \frac{\sigma(x_q, y_q, z_q)}{r(x, y, z; x_q, y_q, z_q)} dS \right)\end{aligned}$$

mit σ Quellstärke der Einheitsquelle,

$$r = \sqrt{(x-x_q)^2 + (y-y_q)^2 + (z-z_q)^2} \quad = \text{Abstand}$$

zwischen Aufpunkt und Quellpunkt.

Das Doppelintegral bestimmen Hess und Smith als Summe über eine große Anzahl von Vierecken, die S überdecken und in denen σ konstant angenommen wird. Die Summanden können dann formelmäßig bestimmt werden. Die Quellstärke σ jedes Vierecks wird dabei aus der Körperwandbedingung $\phi_n = 0$ an den Mittelpunkten aller Vierecke bestimmt.

Wir betrachten damit das stationäre Problem für Φ als gelöst.

3. Kurze Wellen

3.1 Ein Ansatz für kurze Wellen

Das 3-dimensionale Problem für das gesuchte Potential $\tilde{\varphi}$, das den Gleichungen (2-18) bis (2-22) oder (2-23) bis (2-27) genügt, kann man nach der Singularitätenmethode oder nach einer numerischen Methode, z.B. der Finite-Differenzen-Methode, lösen. Um die numerische Lösung zu vereinfachen, wird folgende Annahme für kurze Wellen getroffen:

Da das Schiff in kurzen Wellen nicht zu nennenswerten Bewegungen angeregt wird, spielt sich der hydrodynamische Vorgang nur in der Nähe der Wasseroberfläche ab; die Schiffsform weiter unten spielt nur eine untergeordnete Rolle. Man kann daher für die Tiefenabhängigkeit des Potentials $\tilde{\varphi}$ wie in regelmäßigen Wellen als Näherung eine exponentiell abklingende Funktion ansetzen:

$$\tilde{\varphi}(X, Y, Z, t) = \varphi(X, Y, t) \cdot e^{kz} \quad (3-1)$$

Dabei ist φ das Potential $\tilde{\varphi}$ auf der mittleren Wasseroberfläche $Z = 0$.

K ist die Wellenzahl der einfallenden und der vom Schiff deformierten Wellen. Um die Konstante K richtig anzusetzen, ist zuerst festzustellen, welche Wellen durch eine periodische, mit der Geschwindigkeit U bewegte Erregung auf ihrer Spur erzeugt werden. Die von der Erregung erzeugten Wellen müssen dieselbe Kreisfrequenz ω_e wie die Erregung selbst haben (ω_e : Bewegungsfrequenz = $\omega_0 + KU$, ω_0 = Wellenfrequenz). Wie Bild 2 und 3 von Grim /3/ zeigen, gibt es vier verschiedene Wellenlängen, die diese Bedingung erfüllen, wenn der Parameter $U\omega_e/g < 0,25$ ist, und zwei Wellenlängen wenn $U\omega_e/g > 0,25$ ist.

Die erste erzeugte Welle (Schnittpunkt A) in Bild 2, die entgegen der Fahrtrichtung der Erregung läuft, existiert nur hinter der Erregung. Die zweite Welle (Schnittpunkt B), die nur existiert für $U\omega_e/g < 0,25$, läuft nach vorn. Die dritte Welle (Schnittpunkt C), die ebenfalls nur für $U\omega_e/g < 0,25$ existiert, erscheint nur hinter der Erregung. Dies geschieht, obwohl diese Welle von hinten kommt und schneller als die Erregung läuft, weil die Gruppengeschwindigkeit kleiner als die Geschwindigkeit der Erregung ist. Die vierte Welle (Schnittpunkt D), die durch die Erregung überholt wird, kann nur hinter dieser existieren.

Fährt ein Schiff in längslaufenden regelmäßigen, von vorn kommenden Wellen, dann wird jeder Querschnitt des Schiffes die beschriebenen 2 bzw. 4 Wellensysteme erzeugen. Die so erregte Welle A, die hinsichtlich Laufrichtung und Wellenlänge mit der einfallenden Welle übereinstimmt, wird verstärkt in Erscheinung treten, weil die Wirkung aller Erregungen in gleicher Phase auftreten. Dagegen werden die eine oder drei anderen Wellen durch Interferenzen mehr oder weniger aufgehoben. Man kann danach in erster Näherung für die Größe K die Wellenzahl der einfallenden Welle einsetzen:

$$K = 2\pi/\lambda = \omega_0^2/g,$$

wobei λ der Wellenlänge der von vorn kommenden Welle ist.

Wir setzen also an

$$\tilde{\varphi}(X, Y, Z, t) = \varphi(X, Y, t) \cdot e^{Kz} \quad (3-1)$$

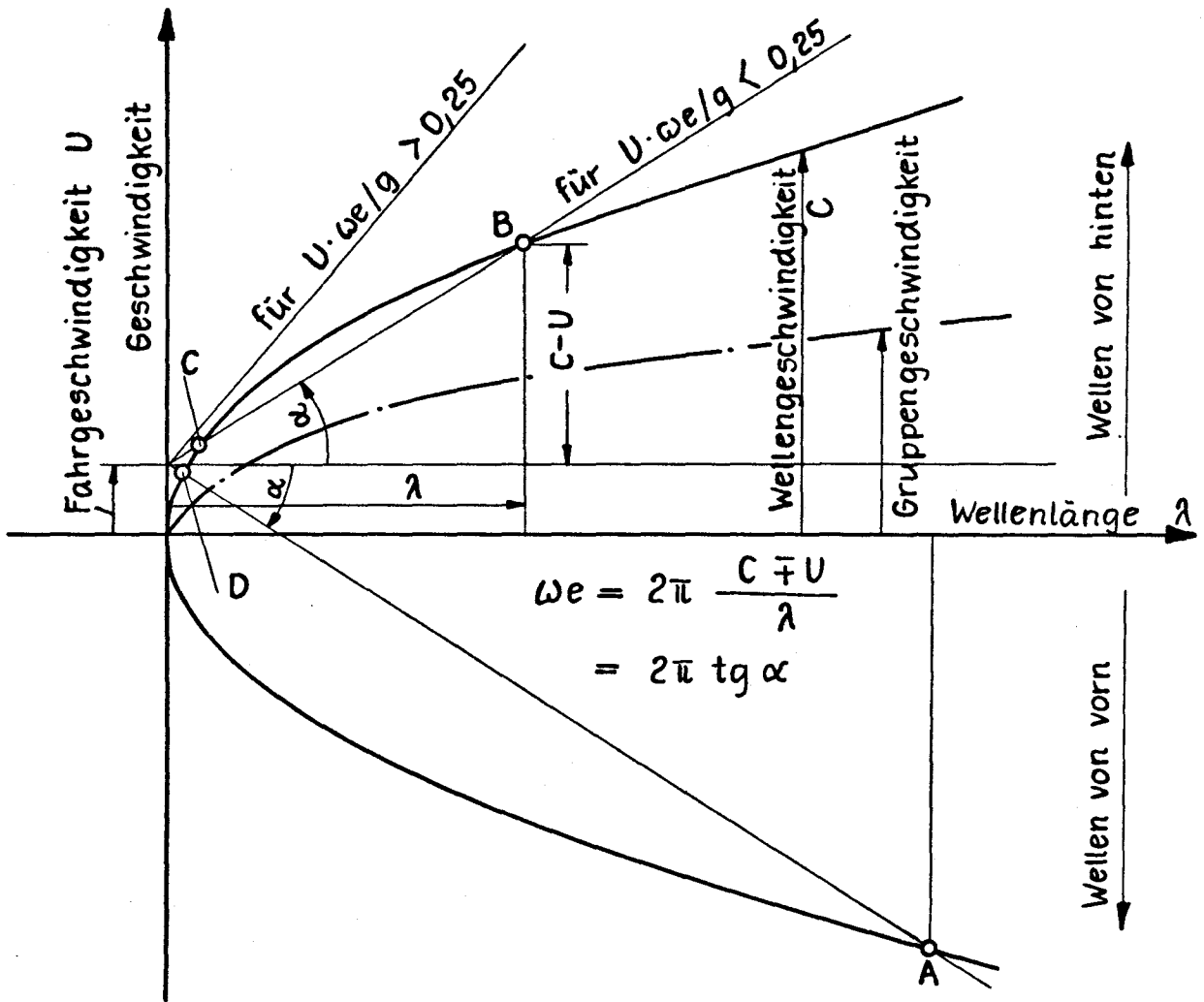


Bild 2 : Diagramm zur Bestimmung der durch eine mit konstanter Geschwindigkeit fortschreitende periodische Erregung erzeugten Welle

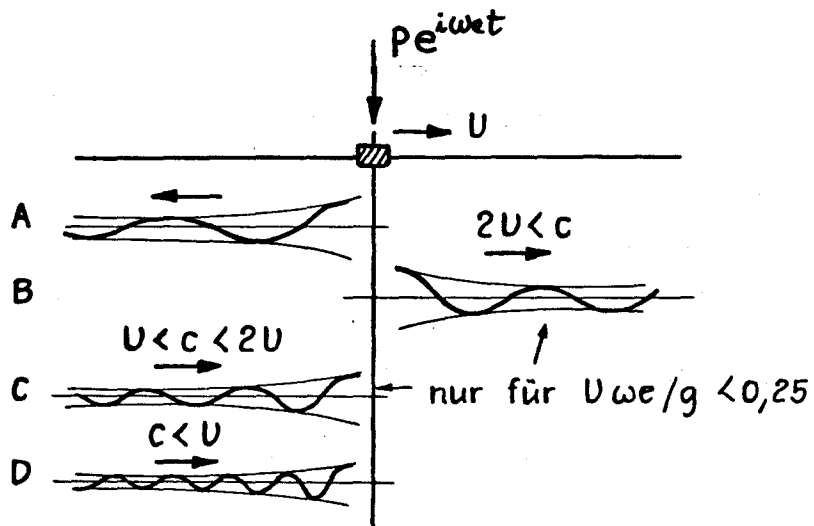


Bild 3 : Durch eine mit konstanter Geschwindigkeit fortschreitende periodische Erregung erregte Wellen

Integriert man die Kontinuitätsgleichung (2-18) von unendlicher Tiefe ($Z = -\infty$) bis zur Wasseroberfläche ($Z = 0$) und setzt man in dieser umgeformten Kontinuitätsgleichung die Beziehung (3-1) ein, dann erhält man:

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_z|_{z=0} &= - \int_{-\infty}^0 (\varphi_{xx} + \varphi_{yy}) \cdot e^{kz} dz \\ &= - \frac{1}{k} \cdot (\varphi_{xx} + \varphi_{yy}) \end{aligned} \quad (3-2)$$

Setzt man (3-1) und (3-2) in die Gleichung (2-19) bis (2-21) für ein dünnes Schiff und in die Gleichung (2-24) bis (2-26) für ein langsames Schiff ein, so erhält man für ein dünnes Schiff:

- Freie Oberflächenbedingung

$$\varphi_t = -g\zeta - U\varphi_x \quad \text{beide auf } Z = 0 \quad (3-3a)$$

$$\zeta_t = -(\varphi_{xx} + \varphi_{yy})/k - U\zeta_x \quad (3-4a)$$

- Randbedingung an der Wasserlinienkontur

$$\varphi_n = 0 \quad (3-5)$$

und die Strahlenbedingung.

Für ein langsames Schiff gelten entsprechend folgende Gleichungen:

- Freie Oberflächenbedingung

$$\varphi_t = -g\zeta - U\{(1+\overline{\Phi}_x)\varphi_x + \overline{\Phi}_y\varphi_y\} \quad \text{beide auf } Z = 0 \quad (3-3b)$$

$$\zeta_t = -U\{(1+\overline{\Phi}_x)\zeta_x + \overline{\Phi}_y\zeta_y\} - (\varphi_{xx} + \varphi_{yy})/k \quad (3-4b)$$

- Randbedingung an der Wasserlinienkontur

$$\varphi_n = 0 \quad (3-5)$$

und die Strahlungsbedingung.

Für die numerische Lösung ist es nötig, eine zusätzliche Randbedingung, $\frac{\partial \zeta}{\partial m}$, abzuleiten:

Wenn man die dynamische Oberflächenbedingung (2-24) in Richtung des Normalen-Vektors \vec{n} an der Wasserlinienkontur ableitet, erhält man

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}_m}{\partial t} + U \left\{ (1 + \tilde{\varphi}_x) \tilde{\varphi}_x + \tilde{\varphi}_y \tilde{\varphi}_y \right\}_m + g \frac{\partial \zeta}{\partial m} = 0$$

auf $Z = 0$

Der erste Term $\frac{\partial \tilde{\varphi}_m}{\partial t}$ verschwindet, weil die Körperwandbedingung $\tilde{\varphi}_m = 0$ für jedes t gelten muß.

Der zweite Term verschwindet ebenfalls wegen der Körperwandbedingung $\tilde{\varphi}_m = 0$ und $\frac{\partial (X + \Phi)}{\partial m} = 0$:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial m} \left\{ (1 + \tilde{\varphi}_x) \tilde{\varphi}_x + \tilde{\varphi}_y \tilde{\varphi}_y \right\} \\ &= (1 + \tilde{\varphi}_x) \cdot \frac{\partial}{\partial x} \tilde{\varphi}_m + \tilde{\varphi}_y \frac{\partial}{\partial y} \tilde{\varphi}_m + \tilde{\varphi}_x \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial (X + \Phi)}{\partial m} + \tilde{\varphi}_y \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial (X + \Phi)}{\partial m} \\ &= 0 \end{aligned}$$

Daher folgt

$$\frac{\partial \zeta}{\partial m} = 0 \quad \text{an der Wasserlinienkontur} \quad (3-6)$$

Für die Gleichung (2-19) gilt dasselbe.

Damit haben wir das Problem der Berechnung eines dreidimensionalen Potentials $\tilde{\zeta}(X, Y, Z, t)$ aus den Gleichungen (2-18) bis (2-22) bzw. (2-23) bis (2-27) auf die Berechnung der zweidimensionalen Funktionen

$$\varphi(X, Y, t) \quad \text{und} \quad \zeta(X, Y, t)$$

zurückgeführt, die den Differentialgleichungen (3-3a) und (3-4a) bzw. (3-3b) und (3-4b) sowie den Randbedingungen (3-5) und (3-6) gehorchen.

Die Strahlungsbedingung wird durch Formulierung eines Anfangswertproblems umgangen.

3.2 Anfangswertproblem

Zu gegebenem Potential φ auf der mittleren Wasseroberfläche und gegebener Wellenerhebung ζ lassen sich die zeitlichen Ableitungen dieser Größen mit den Gleichungen (3-3a) und (3-4a) bzw. (3-3b) und (3-4b) bestimmen. Damit läßt sich das Anfangswertproblem wie folgt aufbauen:

Man geht von ruhender Flüssigkeit und ungestörter Wasseroberfläche aus; d.h. alle φ und ζ auf der freien Wasseroberfläche sind zunächst gleich Null. Man bestimmt dann die zeitlichen Ableitungen φ_t und ζ_t an genügend vielen Punkten auf der Wasseroberfläche und berechnet damit die neuen Werte für φ und ζ . Mit den neuen Werten für φ und ζ berechnet man wieder die zeitlichen Ableitungen und arbeitet sich so im Zeitbereich weiter vor, wobei die Randbedingungen wesentlich in die Rechnung eingehen.

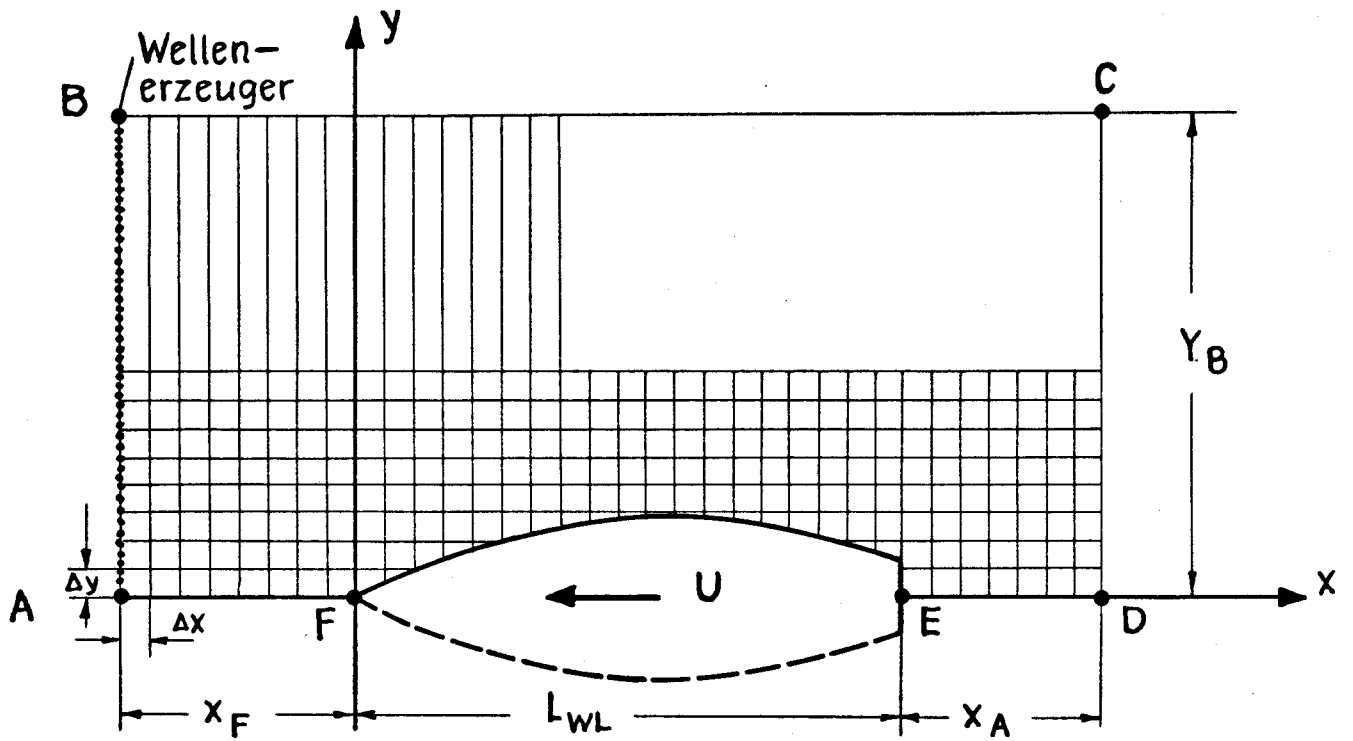
3.3 Randbedingungen

Auf dem Rand \overline{AB} in Bild 5 wird ein Wellenerzeuger angeordnet; d.h. φ und ζ werden so angesetzt, wie es einer in $+X$ -Richtung laufenden Welle von gegebener Wellenzahl K entspricht:

$$\varphi(-X_F, Y, t) = -\frac{g}{\omega_0} \zeta_A \sin(\omega_0 t - Kx) \quad (3-7)$$

$$\zeta(-X_F, Y, t) = \zeta_A \cos(\omega_0 t - Kx) \quad (3-8)$$

ζ_A ist die Amplitude der ankommenden Welle.



- Bild 5 -

Netz zur Berechnung der Diffraktion
kurzer Wellen am Schiffskörper

Die Ränder \overline{BC} , \overline{CD} , \overline{AF} und \overline{ED} werden als feste senkrechte
Wände angenommen.

Daher gilt

auf dem Rand \overline{CD} :

$$\zeta_x = 0 \quad (3-9)$$

$$\xi_x = 0 \quad (3-10)$$

auf den Rändern \overline{AF} , \overline{ED} (Symmetrieebene) und \overline{BC} :

$$\zeta_y = 0 \quad (3-11)$$

$$\xi_y = 0 \quad (3-12)$$

Die Grenzen des berechneten Gebietes \overline{AB} , \overline{BC} , \overline{CD} , \overline{DF} und \overline{FA} müssen soweit vom Schiff entfernt sein, daß die am Berechnungsrand reflektierten Wellen den für die Widerstandsrechnung interessierenden Bereich noch nicht erreichen, bevor die direkt vom Wellenerzeuger ausgehenden Wellen bis zum hinteren Schiffsende stationär geworden sind. Sobald dies der Fall ist, kann die Berechnung beendet werden; die dann erreichten Daten gelten als Näherung für den Fall stationärer Wellen von vorn. Bei weiterer Berechnung erreichen dann die an den Rändern reflektierten Wellen den Schiffskörper und verletzen damit die Strahlungsbedingung, die besagt, daß außer den von vorn einfallenden Wellen alle anderen Wellen vom Schiff fortlaufen müssen. Diese Bedingung braucht nicht explizit berücksichtigt zu werden, weil die beschriebene Berechnung als Anfangswertproblem gerade - von solchen Reflektionen abgesehen - diese vom Wellenerzeuger und vom Schiff ausgehenden Wellen liefert.

An der Wasserlinie \overline{FE} gelten die Randbedingungen (3-5) und (3-6):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial \psi}{\partial m} = 0$$

Bei den folgenden numerischen Berechnungen wurde der Schiffskörper im Bereich der Wasserlinienkontur als vertikaler Zylinder ($n_x = 0$) mit einer Querschnittsform gleich der Wasserlinie idealisiert; daher werden als Randbedingungen angesetzt:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n_1} = 0 \quad (3-13)$$

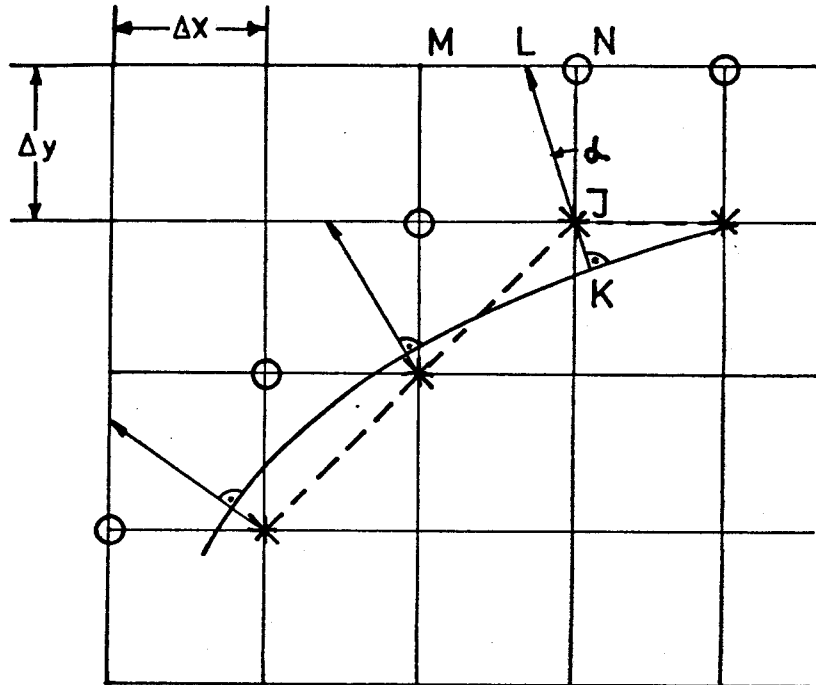
$$\frac{\partial \psi}{\partial n_1} = 0 \quad (3-14)$$

wobei

$\vec{n}_1 = (n_{x1}, n_{y1}, 0)$ ein Normalen-Einheitsvektor an der Wasserlinienkontur ist.

Da die Wasseroberfläche in viereckige Elemente aufgeteilt wurde, die Wasserlinie aber eine Kurve ist, mußte die Randbedingung auf der Wasserlinie durch Interpolation zwischen den Rasterpunkten erfüllt werden.

Bild 6 zeigt einen Teil der Wasserlinien und des Netzes, in dem die Berechnung erfolgt.



- Bild 6 -

Die wirkliche Wasserlinie - die durchgezogene Kurve - wird durch die gestrichelte Linie angenähert. Die Gleichungen (3-3a) und (3-4a) bzw. (3-3b) und (3-4b) werden nur bis zu den mit einem Kreis gekennzeichneten Punkten angewendet. Auf den mit Stern gekennzeichneten Punkten werden die Randbedingungen (3-13) und (3-14) erfüllt, jedoch mit einem Normalen-Vektor \vec{n}_n , der der wirklichen, ausgezogenen Wasserlinie und nicht der gestrichelten Annäherung entspricht.

Man verlängert dazu den Normalen-Vektor \vec{n}_M am Punkt K (liegt auf der Wasserlinie) über Punkt J hinaus bis zum Punkt L.

Dann gilt mit guter Näherung

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right|_K \approx \frac{\varphi(L) - \varphi(J)}{\Delta Y / \cos \alpha} = 0$$

$\varphi(L)$ wird aus beiden Nachbarpunkten $\varphi(M)$ und $\varphi(N)$ linear interpoliert.

Entsprechendes gilt für $\frac{\partial \xi}{\partial n} = 0$

3.4 Numerische Behandlung (Finite-Differenzen-Methode)

Man ersetzt das Berechnungsgebiet, also die Wasseroberfläche um das Schiff, durch ein mit der mittleren Schiffsgeschwindigkeit mitbewegtes, starres, zweidimensionales achsenparalleles Rechteckgitter mit den Maschenweiten ΔX , ΔY (Bild 5) und bezeichnet als Gitterpunkt (i, j) den Punkt mit den Koordinaten

$$X_i = i \Delta X \quad , \quad Y_j = j \Delta Y \quad .$$

n sei der Zeitindex zum Zeitpunkt $t_n = n \Delta t$.

Damit bedeutet z. B.

$$\varphi_{i,j+1}^{n+1/2} = \varphi [i \Delta X, (j+1) \Delta Y, (n+1/2) \Delta t]$$

den Wert von φ an der Ortsstelle $i, j+1$ zum Zeitpunkt $n+1/2$.

Die Gleichungen (3-3a) und (3-4a) bzw. (3-3b) und (3-4b) werden in Differenzengleichungen für das Potential φ und für die Wellenerhebung ξ umgewandelt.

Die räumlichen Ableitungen nach X und Y werden durch zentrale Differenzen angenähert, z.B.

$$\frac{\partial \varphi_{\lambda,j}^n}{\partial x} = (\varphi_{\lambda+1,j}^n - \varphi_{\lambda-1,j}^n) / 2\Delta x .$$

3.4.1 Explizite Methode

Bezüglich der zeitlichen Ableitung stehen mehrere Arten von Differenzen-Schemata zur Verfügung. Eine Kategorie von Differenzen-Schemata ist unter der Bezeichnung "Explizite Schemata" bekannt. Hier tritt in jeder Gleichung nur eine einzige Unbekannte auf, so daß man diese an der betreffenden Gleichung unmittelbar berechnen kann.

Zu dieser Kategorie gehören z.B. die Euler-, Adams-Basforth- und Runge-Kutta-Methode. Im Folgenden wird eine einfache Methode dieser Kategorie vorgestellt.

Nach der Taylor-Reihen-Entwicklung ist

$$\varphi(x,y,t+\Delta t) \approx \varphi(x,y,t) + \frac{\partial \varphi(x,y,t)}{\partial t} \cdot \Delta t + \frac{1}{2} \Delta t^2 \cdot \frac{\partial^2 \varphi(x,y,t)}{\partial t^2}$$

Durch einfache Extrapolation für die zweite zeitliche Ableitung erhält man dann

$$\varphi(x,y,t+\Delta t) \approx \varphi(x,y,t) + (1+a) \cdot \frac{\partial \varphi(x,y,t)}{\partial t} \cdot \Delta t - a \cdot \frac{\partial \varphi(x,y,t-\Delta t)}{\partial t} \cdot \Delta t$$

wobei a eine passend gewählte Konstante ist. (3-15)

Wenn a = 0 ist, dann ist (3-15) die Integrationsmethode nach Euler, die gewöhnlich instabil ist.

Setzt man $a = 0,5$, wird (3-15) die Integrationsmethode nach Adams-Basforth, die normalerweise die Lösung stark dämpft.

Daher soll die Konstante a in dem Bereich $0 \leq a \leq 0,5$ liegen ("Extrapolationsmethode").

a wird so gewählt, daß die damit berechnete Welle, die ein Wellenerzeuger (ohne Schiff) generiert, möglichst genau dargestellt wird.

Man kann nun mit (3-15) die Gleichungen (3-3a) und (3-4a) z.B. wie folgt approximieren:

$$\varphi_{\lambda,j}^{n+1} = \varphi_{\lambda,j}^n + \Delta t \cdot \left\{ (1+a) \cdot \frac{\partial \varphi_{\lambda,j}^n}{\partial t} - a \cdot \frac{\partial \varphi_{\lambda,j}^{n-1}}{\partial t} \right\} \quad (3-16)$$

$$\zeta_{\lambda,j}^{n+\frac{1}{2}} = \zeta_{\lambda,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Delta t \cdot \left\{ (1+a) \cdot \frac{\partial \zeta_{\lambda,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\partial t} - a \cdot \frac{\partial \zeta_{\lambda,j}^{n-\frac{1}{2}}}{\partial t} \right\} \quad (3-17)$$

Dabei bedeuten

$$\frac{\partial \varphi_{\lambda,j}^n}{\partial t} = -U \cdot \frac{(\varphi_{\lambda+1,j}^n - \varphi_{\lambda-1,j}^n)}{2\Delta x} - g \zeta_{\lambda,j}^{n+\frac{1}{2}}$$

$$\frac{\partial \zeta_{\lambda,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\partial t} = -U \cdot \frac{(\zeta_{\lambda+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \zeta_{\lambda-1,j}^{n+\frac{1}{2}})}{2\Delta x}$$

$$-\frac{1}{K} \left\{ \frac{1}{\Delta x^2} (\varphi_{\lambda+1,j}^{n+1} - 2\varphi_{\lambda,j}^{n+1} + \varphi_{\lambda-1,j}^{n+1}) + \frac{1}{\Delta y^2} (\varphi_{\lambda,j}^{n+1} - 2\varphi_{\lambda,j}^{n+1} + \varphi_{\lambda,j-1}^{n+1}) \right\}$$

Entsprechendes gilt auch für die Gleichungen (3-3b) und (3-4b).

Die Rechnung wird so angelegt, daß mit dem bereits zum Zeitpunkt n bekannten Potential $\varphi_{\lambda, j}^n$ und mit der zum Zeitpunkt $n + \frac{1}{2}$ bekannten Wellenerhebung $\zeta_{\lambda, j}^{n + \frac{1}{2}}$ unter Benutzung der Gleichung (3-16) das Potential $\varphi_{\lambda, j}^{n+1}$ erhalten wird. Dieser Wert wird dann in der Gleichung (3-17) zusammen mit der Wellenerhebung $\zeta_{\lambda, j}^{n + \frac{1}{2}}$ zur Berechnung von $\zeta_{\lambda, j}^{n+1}$ benutzt.

Man geht von ruhender Flüssigkeit und ungestörter Wasseroberfläche aus; d.h. alle φ und ζ auf der freien Wasseroberfläche sind zunächst gleich Null.

In dieser Weise fortfahrend werden Schritt für Schritt das Potential und die Wellenerhebung bestimmt, wobei die Randbedingungen wesentlich in die Rechnung eingehen.

Dabei werden φ und ζ jeweils zu verschiedenen, um einen halben Zeitschritt versetzten Zeitpunkten bestimmt. Dies hat sich wesentlich besser als eine Berechnung von φ und ζ jeweils zum gleichen Zeitpunkt bewährt. Dieselbe Erfahrung wurde auch bei verschiedenen anderen hydrodynamischen Berechnungen von anderen Autoren gemacht, z.B. /4/.

3.4.2 Implizite Methode

Eine weitere Kategorie von Differenzenschemata ist unter der Bezeichnung "Implizite Schemata" bekannt.

Hier erscheinen in jeder Gleichung mehrere Unbekannte. Die Gleichungen müssen dann für diese Unbekannten iterativ oder durch Eliminieren mit Hilfe der übrigen Gleichungen gelöst werden. Dieses Schema hat den Vorteil gegenüber der explizite Methode, für jedes Maschenverhältnis

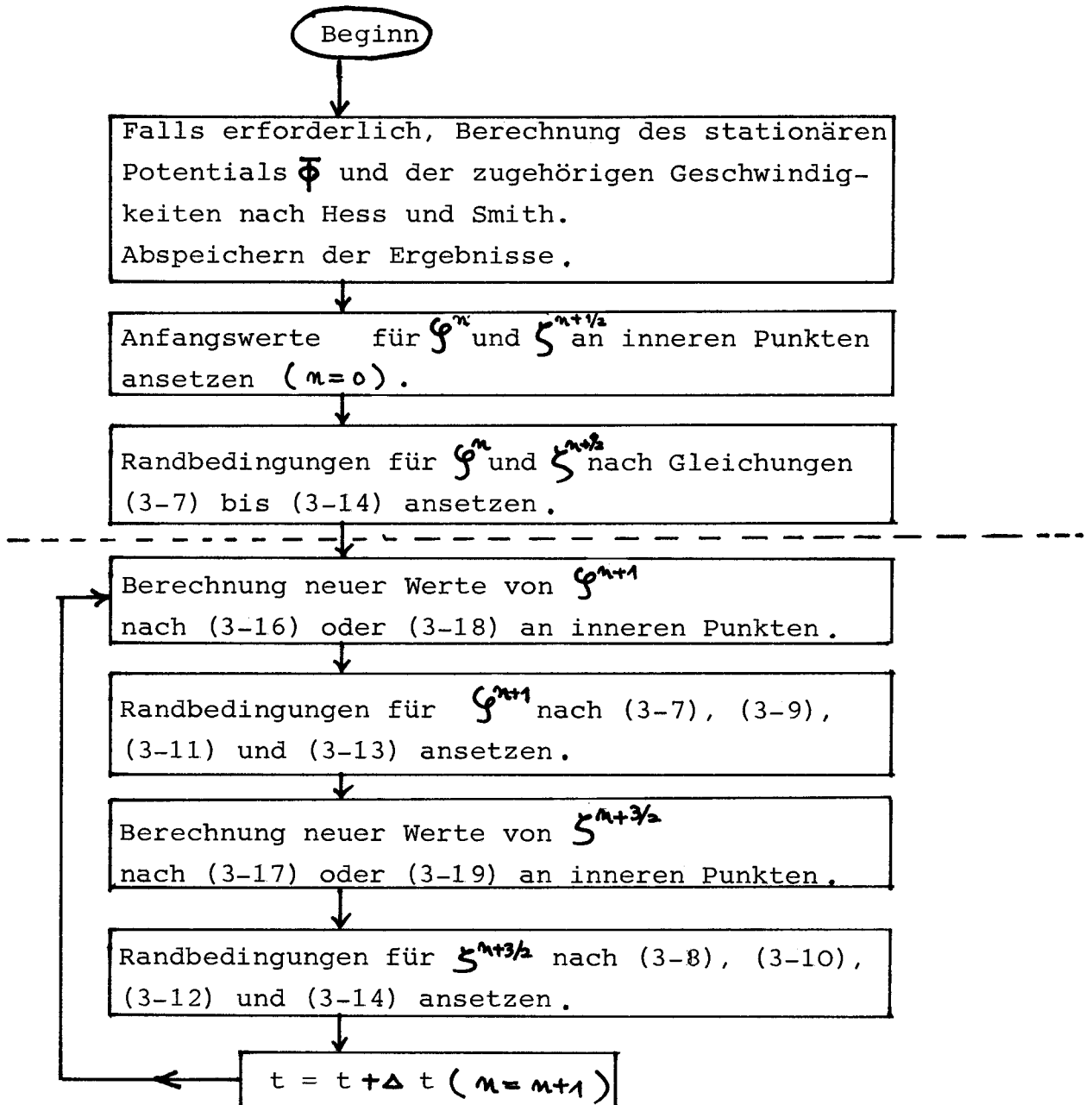
$\Delta t / \Delta x$ und $\Delta t / \Delta y$ stabil zu sein. Man kann die Gleichungen (3-3a) und (3-4a) z.B. wie folgt approximieren:

$$\frac{\varphi_{\lambda ij}^{n+1} - \varphi_{\lambda ij}^n}{\Delta t} = -g \zeta_{\lambda ij}^{n+1/2} - \frac{1}{2} \left[\left\{ \frac{(\varphi_{\lambda+1,j}^n - \varphi_{\lambda-1,j}^n)}{2\Delta x} + \frac{(\varphi_{\lambda+1,j}^{n+1} - \varphi_{\lambda-1,j}^{n+1})}{2\Delta x} \right\} \right] \quad (3-18)$$

$$\frac{\zeta_{\lambda ij}^{n+3/2} - \zeta_{\lambda ij}^{n+1/2}}{\Delta t} = -\frac{1}{K} \left\{ \frac{(\varphi_{\lambda+1,j}^{n+1} - 2\varphi_{\lambda,j}^{n+1} + \varphi_{\lambda-1,j}^{n+1})}{\Delta x^2} + \frac{(\varphi_{\lambda,j}^{n+1} - 2\varphi_{\lambda,j}^{n+1} + \varphi_{\lambda,j-1}^{n+1})}{\Delta y^2} \right\} - \frac{1}{2} \left[\left\{ \frac{(\zeta_{\lambda+1,j}^{n+1/2} - \zeta_{\lambda-1,j}^{n+1/2})}{2\Delta x} + \frac{(\zeta_{\lambda+1,j}^{n+3/2} - \zeta_{\lambda-1,j}^{n+3/2})}{2\Delta x} \right\} \right] \quad (3-19)$$

Entsprechendes gilt auch für (3-3b) und (3-4b).

Bild 7 zeigt ein Schaubild für die Durchführung der gesamten Berechnung.



- Bild 7 - Schaubild für die Durchführung der Berechnung

3.5 Beispielrechnungen

3.5.1 Eindimensionaler Wellenerzeuger

Um die verschiedenen Finite-Differenzen-Methoden testen zu können, wurde die Simulation mit von vorn kommenden regelmäßigen Wellen, ein-dimensionales Problem, durchgeführt. Dazu wurden fünf verschiedene Differenzen-Schemata angewendet: die Euler-, Adams-Basforth-, Extrapolations- (siehe Gleichung 3-15), Runge-Kutta- und die implizite Methode mit iterativer Auflösung des Gleichungssystems nach Gauss-Seidel.

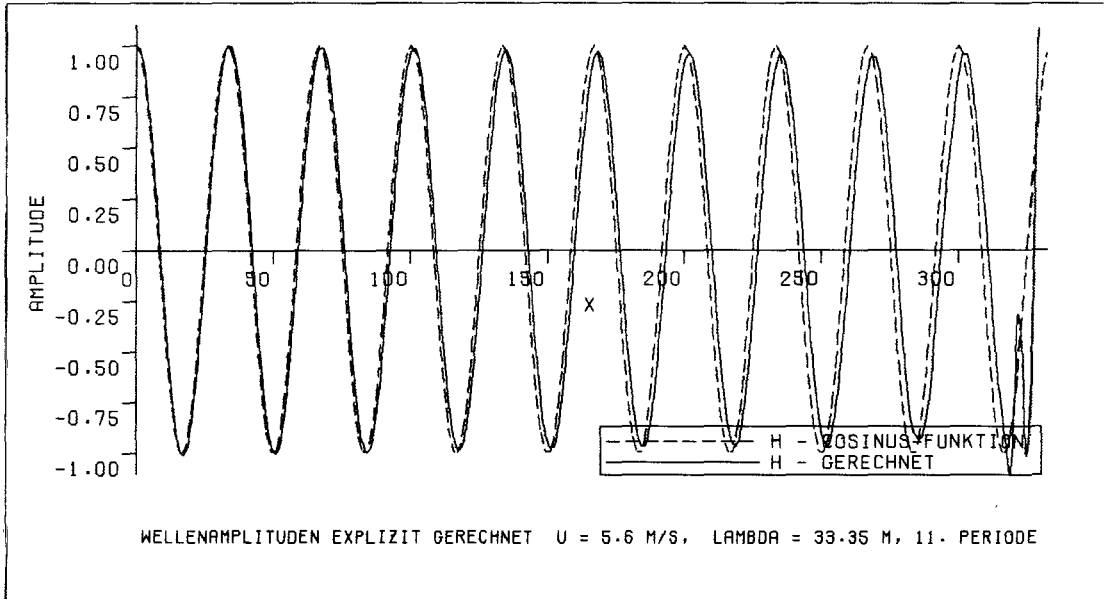
Damit wurden Wellen für eine Wellenlänge $\lambda = 33.35$ m bei einer Anströmgeschwindigkeit $U = 5.6$ m/s erzeugt. Das Berechnungsgebiet hat eine Länge von $10 \cdot$ Wellenlänge. Bild 8a — 8e zeigen die Wellenerhebung ζ bei $t = 28.5$ s. Die durchgezogene Kurve ist die analytische Lösung ($\zeta = \cos \omega e t$).

Das nach der Extrapolationsmethode (mit $a = 0.225$) berechnete Ergebnis war hinsichtlich Rechenaufwand und Genauigkeit gegenüber den anderen vier Methoden am besten.

Für die weitere Berechnung wurde deswegen die Extrapolationsmethode (3-15) angewendet.

Eindimensionaler Wellenerzeuger

a) Extrapolationsmethode ($a=0.225$)

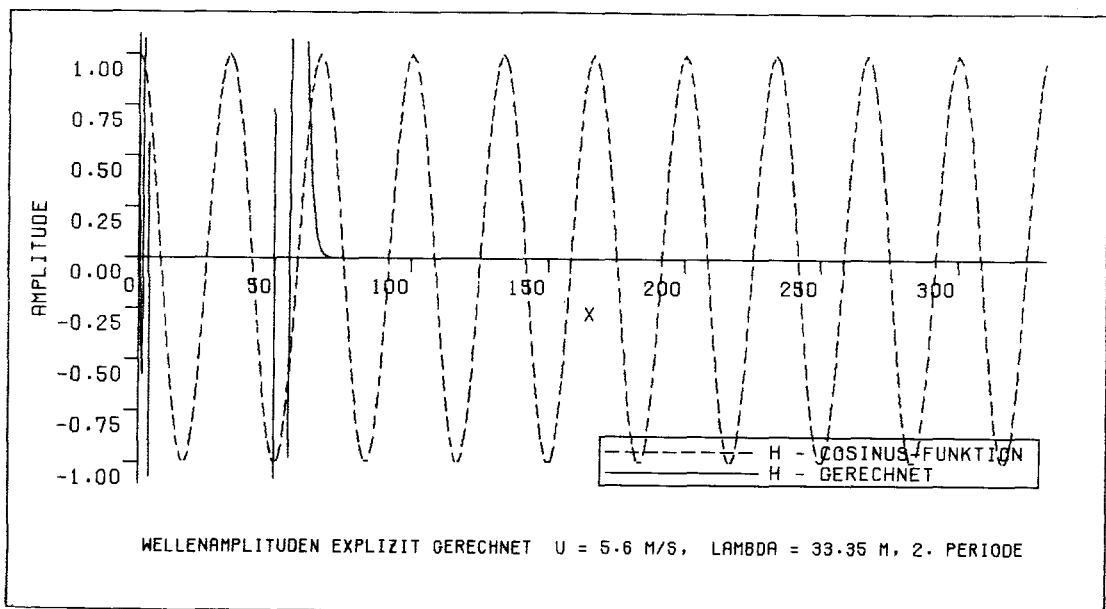


Rechenzeit = 0.7 s.

-Bild 8a-

———— analytische Lösung
----- berechnete Lösung

b) Euler Methode ($a=0$)

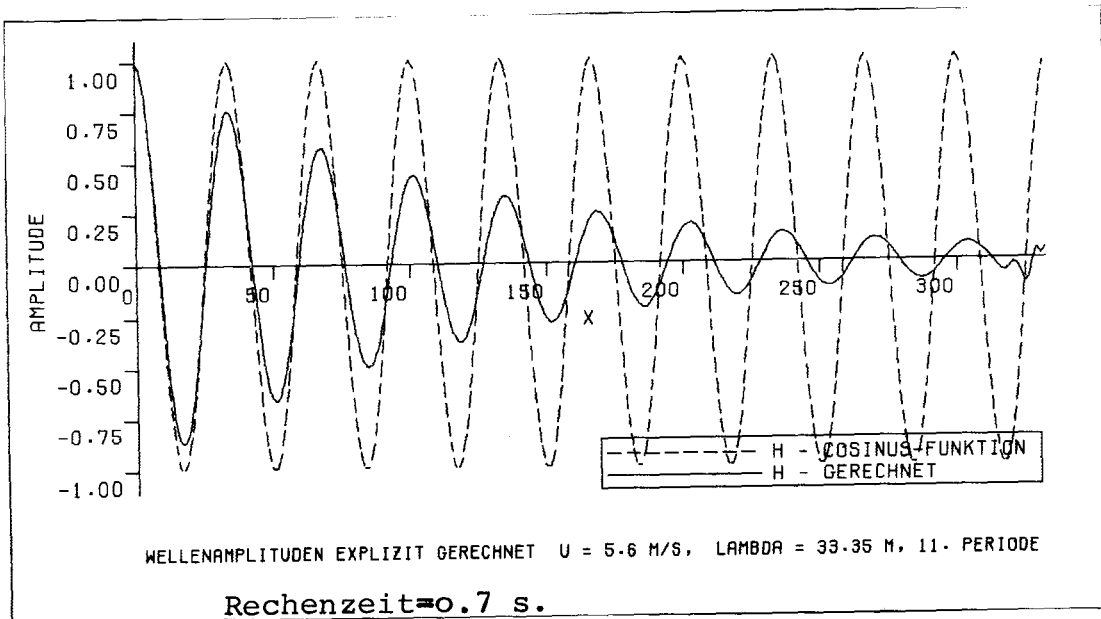


Rechenzeit = 0.14 s.

-Bild 8b-

Eindimensionaler Wellenerzeuger

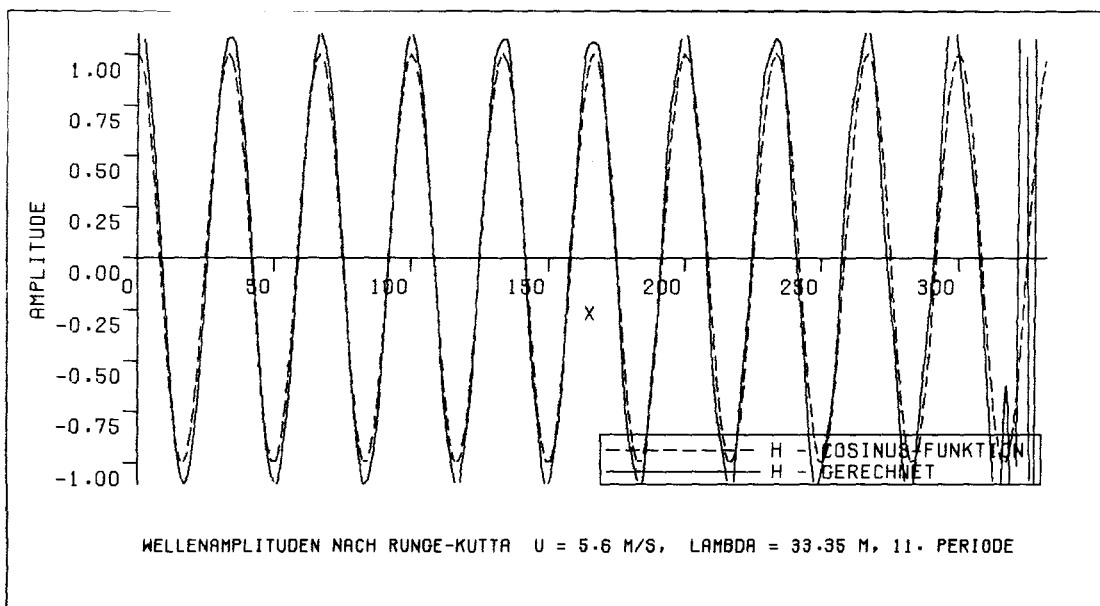
c) Adams-Basforth Methode ($a = 0.5$)



-Bild 8c-

————— analytische Lösung
----- berechnete Lösung

d) Runge-Kutta Methode



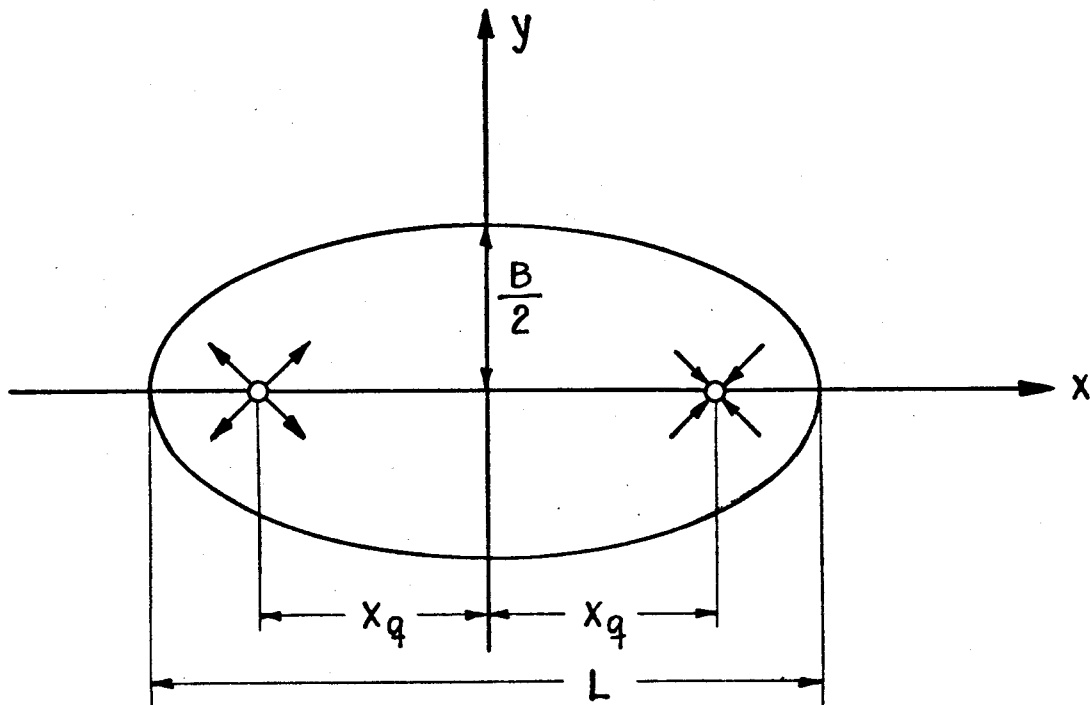
-Bild 8d-

3.5.2 Rankinesches Ovoid

Die Berechnung der Diffraktionswellen wurde zuerst für einen rotationssymmetrischen Körper durchgeführt, der durch eine Quelle und eine gleichstarke, in Anströmungsrichtung dahinterliegende Senke erzeugt wird, ein sogenanntes Rankinesches Ovoid. Das hier benutzte Ovoid hat die Abmessung Länge $L = 50$ m und Breite $B = 10$ m. Es wird bei einer Anströmgeschwindigkeit $U = 2$ m/s ($F_n = 0.09$) in Wellen der Länge $\lambda = 10$ m (d.h. $\lambda/L = 0.2$) untersucht. Das Doppelkörperpotential des Ovoids ist die Überlagerung der Parallelströmung, der Quellströmung und der Senkströmung:

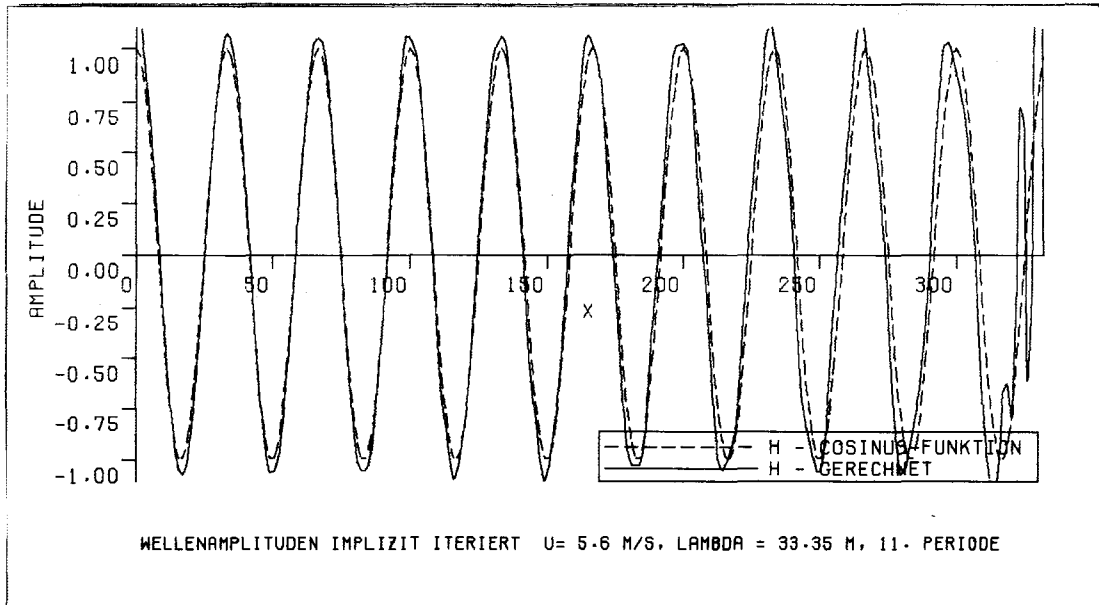
$$\phi(x, y, z) = U \left\{ x + m \left(-\frac{1}{\sqrt{(x-x_q)^2 + y^2 + z^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x+x_q)^2 + y^2 + z^2}} \right) \right\}$$

$$\text{mit } m = \left(\frac{B}{4}\right)^4 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{B}{2x_q}\right)^2}$$



Eindimensionaler Wellenerzeuger

e) Implizite Methode (Gauss-Seidel Iteration)



Rechenzeit = 1.8 s.

———— analytische Lösung

----- berechnete Lösung

- Bild 8e -

Die Gleichung für die Begrenzungskurve (Wasserlinienkontur) ist

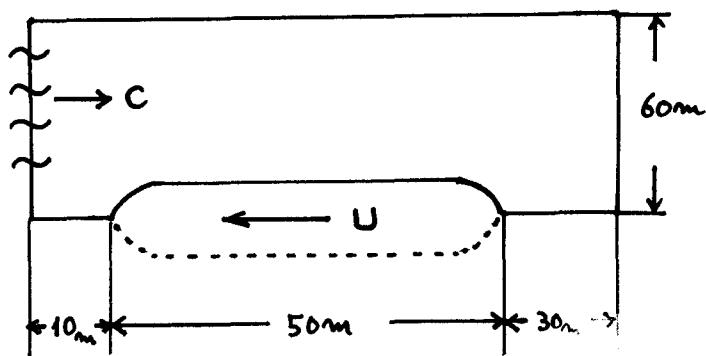
$$\frac{Y^2}{4m} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{X+X_0}{\sqrt{(X+X_0)^2+Y^2}} - \frac{X-X_0}{\sqrt{(X-X_0)^2+Y^2}} \right)$$

Das Berechnungsgebiet wurde, wie in Bild 9 dargestellt, gewählt mit den Schrittweiten $\Delta X = \Delta Y = 1$ m. Numerische Versuche haben ergeben, daß ΔX und ΔY nicht größer als etwa $1/9$ der Wellenlänge sein sollten. Als Zeitschrittweite wurde 0.084 s, d. h. $1/20$ der Begegnungsperiode $T_e = 2\pi/\omega_e$ zwischen Körper und Welle, gewählt.

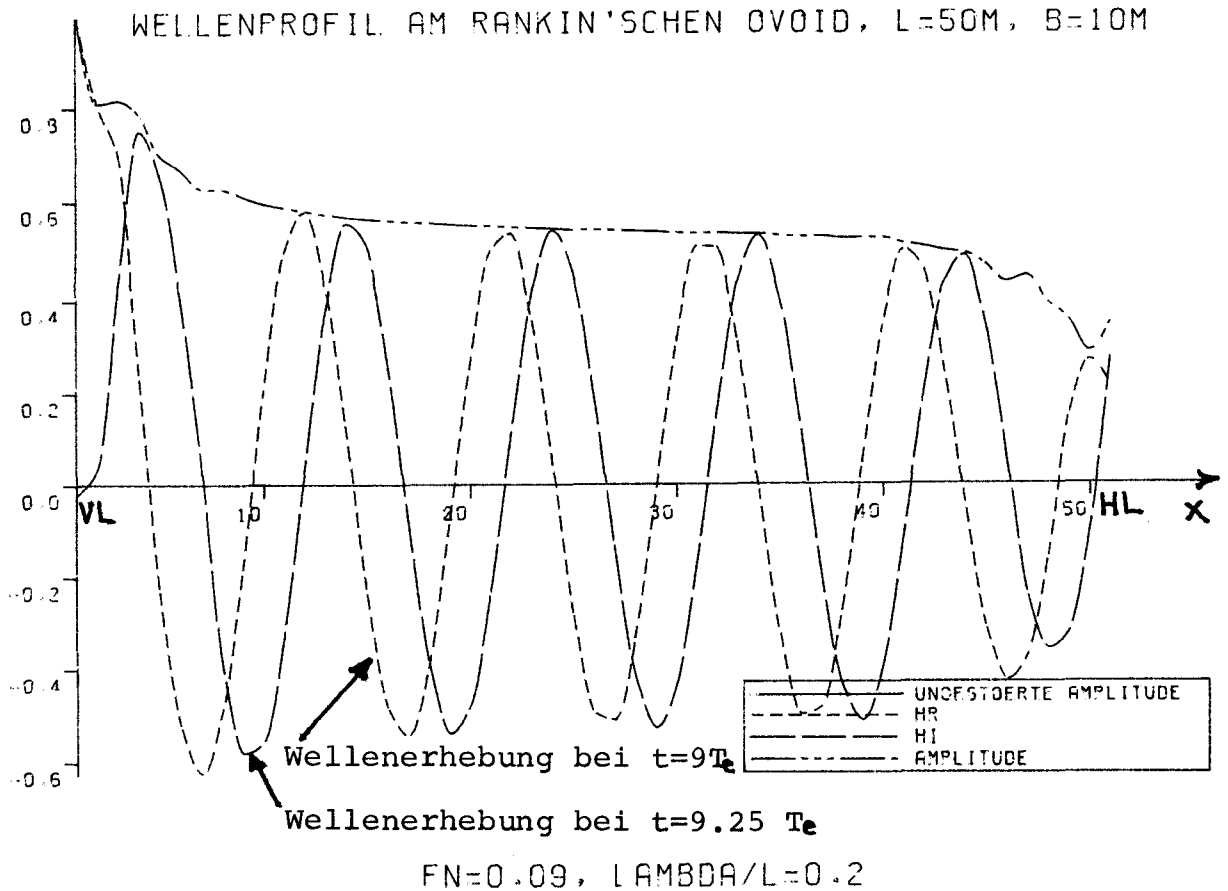
Der Vorgang wurde periodisch bei $t = 9 \cdot T_e = 15.12$ s. Dies entspricht einer Lauflänge der Wellen in x-Richtung von

$$\left(U + \frac{1}{2} \sqrt{g\lambda} / (2\pi) \right) \cdot 15.12 \text{ s} = 60.1 \text{ m}$$

d.h. dem Abstand vom Wellenerzeuger bis zum Heck des Ovoids. Bei dieser Abschätzung wurde allerdings die Gruppengeschwindigkeit der Wellen in x-Richtung verwendet, die für fast periodische Vorgänge gilt; für das plötzliche Anfahren des Wellenerzeugers zur Zeit $t = 0$ gilt diese Abschätzung daher nur näherungsweise.



- Bild 9 -

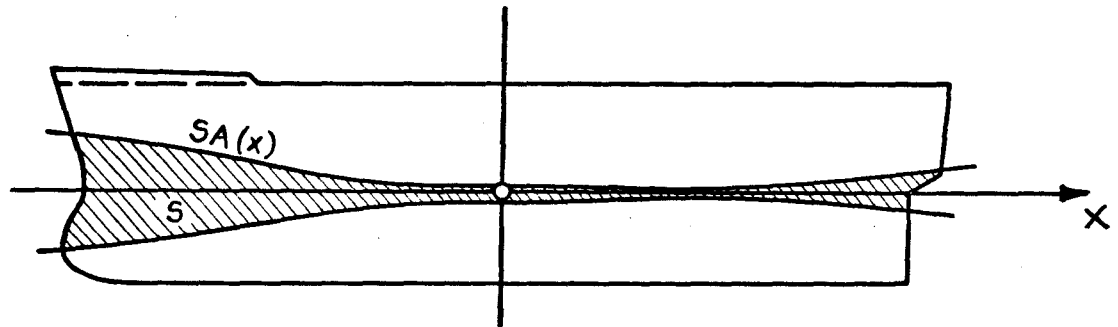


- Bild 10 -

Das Bild 10 zeigt die berechnete Wellenerhebung ζ bei $t = 9 T_e = 15.123$ s und bei $t = 9.25 T_e = 15.543$ s. Als Amplitude ist der Wert $\sqrt{\zeta^2(t=9T_e) + \zeta^2(t=9.25T_e)}$ eingezeichnet worden, HR stellt den Verlauf von $\zeta(t=9T_e)$ und HI den von $\zeta(t=9.25T_e)$ dar. Das Ergebnis zeigt, wie erwartet, daß die Amplitude zum Hinterschiff hin durch Streuung der einfallenden Wellen nach den Seiten hin immer kleiner wird. Nach der Streifenmethode würden sich hingegen konstante Amplituden ergeben. Die kleinen Unregelmäßigkeiten an beiden Enden des Körpers können durch die an den Enden kompliziertere Wechselwirkung zwischen Körperkontur und Netzeinteilung hervorgerufen sein; eine andere Erklärung wären am Wellenerzeuger und an der Rückseite des Berechnungsgebietes reflektierte Wellen, die bereits beide Schiffsenden erreicht haben. Diese kleinen Unregelmäßigkeiten spielen jedoch für die Berechnung des Widerstandzuwachses praktisch keine Rolle.

4. Bestimmung der mittleren Widerstandserhöhung

Wenn - wie vorausgesetzt - die Tauch- und Stampfbewegungen des Schiffes vernachlässigbar klein sind, ist mit $\zeta(X, Y, t)$ auf der Wasserlinie des Schiffes gleichzeitig auch die Relativbewegung $S(X, t)$ zwischen Schiff und Wasseroberfläche gefunden. Natürlich kann man anderenfalls auch die Eigenbewegungen des Schiffes subtrahieren, um $S(X, t)$ zu bestimmen. Mit S kann nun nach dem von Boese /1/ angegebenen Näherungsverfahren die mittlere Widerstandserhöhung einfach berechnet werden. Dazu wird das harmonisch oszillierende Druckfeld auf der Schiffsoberfläche nicht nur bis zur Ruhewasserlinie integriert, wie beim linearisierten Modell; vielmehr wird auch der Bereich der zeitweise benetzten Oberfläche, der Gürtel der Relativbewegung $S(X, t)$ um die Ruhelinie, bei der Berechnung des Druckintegrals berücksichtigt (Bild 11).



- Bild 11 - : Bereich der lokalen Relativbewegung

Die Relativbewegung ist eine mit der Begegnungsfrequenz ω_e periodische Funktion:

$$S(X, t) = S_A(x) \cdot \cos(\omega_e t + \epsilon) ,$$

wobei $S_A(x)$ Amplitude der Relativbewegung ist.

Bei Annahme eines linearen, hydrostatischen Druckverlaufs über der Tiefe im Bereich S und eines über der Höhe im gleichen Bereich konstanten Richtungscosinus ist der zeitliche Mittelwert der Längskraft

$$\overline{F_{1x}} = \frac{1}{2} \rho g \int_{-L/2}^{L/2} S_A^2(x) \cdot \left. \frac{\partial Y}{\partial x} \right|_{WL} dx \quad (4.1)$$

mit $\left. \frac{\partial Y}{\partial x} \right|_{WL}$ Tangens des Winkels zwischen der Wasserlinienkontur und der Schiffslängsachse.

Wenn die Schiffsbewegungen nicht verschwinden, wird bei der Berechnung der mittleren Widerstandserhöhung

außer $\overline{F_{1x}}$ noch ein Anteil $\overline{F_{2x}}$

berücksichtigt, der im allgemeinen klein gegenüber $\overline{F_{1x}}$ ist. Er resultiert aus dem Zusammenwirken periodischer Druckschwankungen auf dem gesamten Unterwasserschiff mit periodischen Drehbewegungen des Schiffes und damit Drehungen des Normalen-Vektors auf der Schiffsoberfläche:

$$\overline{F_{2x}} = \frac{1}{2} \omega_e^2 M z_{MA} \Theta_A \cos(\epsilon_{2M} - \epsilon_\Theta) \quad (4.2)$$

Darin bedeuten:

M	Schiffsmasse
z_{MA}	Tauchamplitude an Massenschwerpunkt
Θ_A	Stampfamplitude
$\epsilon_{2M} - \epsilon_\Theta$	Phasenverschiebung zwischen Tauch- und Stampfbewegung.

Damit ist der gesamte zusätzliche Widerstand durch die Wellen :

$$R_{AW} = -\overline{F_{1x}} - \overline{F_{2x}} \quad (4-3)$$

Berechnet man $R_{AW}(\omega)$ für verschiedene Wellenfrequenzen ω , so läßt sich damit auch leicht die mittlere Widerstandszunahme $\overline{R_{AW}}$ in einem natürlichen unregelmäßigen Seegang angeben :

$$\overline{R_{AW}} = \int_0^{\infty} 2 \cdot S_{\xi}(\omega) \cdot \frac{R_{AW}(\omega)}{\zeta_A^2} \cdot d\omega$$

Darin bedeutet $S_{\xi}(\omega)$ das (eindimensionale) Seegangsspektrum.

Im folgenden werden zunächst nur kurze Wellen behandelt ; die Schiffsbewegungen und damit der 2. Term der Gleichung (4-3) werden deshalb vernachlässigt.

5. Widerstandserhöhung in kurzen Wellen

5.1 Beispielrechnungen für ein völliges Schiff

Die Berechnung wurde für ein völliges Schiff mit den Abmessungen $L = 80$ m, $B = 14,5$ m, $T = 5,48$ m und $C_B = 0,813$ für drei Wellenlängen $\lambda = 20,3$ m ($\lambda/L = 0,25$), $\lambda = 23,2$ m ($\lambda/L = 0,29$) und $\lambda = 33,35$ m ($\lambda/L = 0,417$), jeweils für vier verschiedene Schiffsgeschwindigkeiten $F_n = 0, 0,05, 0,1$ und $0,2$ durchgeführt. Mit einem Modell dieses Schiffes sind in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt von Blume Messungen der Relativbewegung zwischen Wasser und Schiff und des Widerstandszuwachses in von vorn kommenden Wellen durchgeführt worden /5/. Das Bild 12 zeigt Spantenriß, Seitenansicht und Wasserlinienkontur dieses Schiffes. Das stationäre Potential Φ wurde dabei zum einen durch das Doppelkörperpotential und zum anderen einfach durch die Parallelströmung angenähert. Für Wellenlänge $\lambda = 33,35$ m wurde nur mit der Parallelströmung gerechnet.

Für die Berechnung des Doppelkörperpotentials Φ wurde das nach der Methode von Hess und Smith rechnende Programm von Oberembt /6/ benutzt. Dabei wurde eine Hälfte der Schiffsoberfläche in 155 viereckige Flächenelemente unterteilt.

Für die Berechnung von ξ und ζ wurde das Berechnungsgebiet auf der Wasseroberfläche, wie in Bild 5, mit den Schrittweiten $\Delta X = \Delta Y = 1,45$ m, $X_F = 70$ m, $X_A = 46$ m und $Y_B = 87$ m gewählt. Das Berechnungsgebiet besteht damit aus $135 \cdot 60$ Elementen, von denen allerdings die innerhalb der Wasserlinie liegenden nicht benutzt werden. Der Vorgang wurde etwa nach $t = 32$ s periodisch. Die Zeitschrittweite Δt war $0,13$ s. Die mit diesen Daten berechneten Wellenamplituden am Schiffskörper zeigen die Bilder 13 bis 18. Nach den Messergebnissen macht das Schiff bei den gewählten Wellenlängen kaum Bewegungen. Darum wird die berechnete Wellenerhebung ζ gleich der Relativbewegung S gesetzt.

Damit wurde nach Gleichung (4.1) der Widerstandszuwachs bestimmt. Er wird wie üblich durch die dimensionslose Größe

$$S_{AW} = \frac{R_{AW}}{98 \zeta_A^2 B^2 / L}$$

dargestellt. Die Ergebnisse sind in den Bildern 22 bis 25 als ○-Zeichen für die Rechnung mit Doppelkörperpotential und als ●-Zeichen für die Rechnung mit Parallelströmung aufgetragen. Sie werden den Messungen (X -Zeichen) und Rechenergebnissen (vier Kurven) von Blume /5/ gegenübergestellt.

Die berechneten Übertragungsfunktionen der Relativbewegung S_A/S_A am Spt. 20 (VL) und Spt. 0 (HL) sind in den Bildern 19 bis 21 für die Froudeschen Zahlen $F_n = 0.2, 0.1, 0.05$ und 0.0 aufgetragen und den Ergebnissen von Blume gegenübergestellt. Messergebnisse für $F_n = 0.1$ standen allerdings nicht zur Verfügung.

Zuerst sollten einige Anmerkungen zu den Rechenergebnissen von Blume gemacht werden:

Die durchgezogene Kurve in Bild 22 zeigt das Ergebnis, das nach der Streifenmethode, d.h. ohne Deformation der Wellen, berechnet wurde. Die mit Deformation I bezeichnete Kurve entspricht einer Rechenmethode, die die Deformation durch einen empirischen Ansatz berücksichtigt, der nur von der Wellenlänge abhängt. Die Kurve "Deformation II" entspricht einer Berechnung, bei der die Deformation abhängig von der Wellenlänge, der Geschwindigkeit und dem Wasserlinieneintrittswinkel angesetzt wird. Die Kurve " mit R_R " beruht auf einer Berechnung, die einen Reflektionswiderstandsanteil enthält.

Wie die Bilder 22 und 23 zeigen, stimmen Mess- (X) und Rechenergebnis (○ und ●) bei $F_n = 0.1$ und 0.2 gut über-

ein. Dagegen sind die Unterschiede zwischen Meß- und Rechenergebnissen bei $F_n = 0$ und 0.05 in den Bildern 24 und 25 größer. Beim Versuch, diese Unterschiede zwischen den Übertragungsfunktionen der Widerstandserhöhung zu erklären, sollte man folgendes beachten:

Für $F_n = 0$ stimmen die Übertragungsfunktionen der mittleren Widerstandserhöhung aus Messungen einerseits und Rechnung ohne Wellendeformation andererseits gut überein (Bild 25). Daraus folgt, daß auch die Übertragungsfunktionen der Relativbewegung aus den entsprechenden Rechnungen und Messungen gut übereinsimmen müßten. Aus dem Bild 21 sieht man, daß dies nur für Spant 20 (das Vorschiff) einigermaßen zutrifft, im Hinterschiff aber gar nicht.

Nach Mitteilung von Dr. Blume sind die Messungen tatsächlich sehr schwierig und ungenau, wenn sowohl die Wellenlänge kurz als auch die Schiffsgeschwindigkeit klein oder gleich Null ist. Im Vorschiff muß man für die Übertragungsfunktion der Relativbewegung wesentlich größere Werte als 1 erwarten, da die relativ kleinen Wellen am Bug reflektiert werden; bei vollständiger, senkrechter Reflektion würde sich der Wert 2 für die Übertragungsfunktion der Relativbewegung ergeben.

Bei den Meßergebnissen ist zu beachten, daß diese stark streuen, weil die relativ kleine Widerstandserhöhung, eine Kraft 2. Ordnung, als zeitliches Mittel über viel größere Kraftschwankungen erster Ordnung, die mit der Begegnungsfrequenz zwischen Schiff und Wellen schwanken, bestimmt wird. Das gilt besonders für den Bereich kurzer Wellen, weil dafür auch die Wellenhöhen klein werden und damit die Größen zweiter Ordnung klein gegenüber denen erster Ordnung sind. Bei kleinen Schiffsgeschwindigkeiten erhält man außerdem noch Störungen, weil die von der

Tankwand reflektierten Wellen erneut auf das Modell treffen können. Im Bild 26 sind die gemessenen und berechneten Übertragungsfunktionen der Widerstandserhöhung über der Geschwindigkeit nochmal aufgetragen. Während die gemessenen Werte zwischen den Froudeschen Zahlen 0.0 und 0.1 etwa auf das 3fache ansteigen, sind die berechneten Werte kaum von der Schiffsgeschwindigkeit abhängig. Die Unterschiede zwischen den Berechnungsergebnissen mit und ohne das Doppelkörperpotential sind dagegen nur klein, so daß nicht erkennbar ist, ob die Annäherung des stationären Potentials durch ein Doppelkörperpotential besser ist als durch eine einfache Parallelströmung. Die berechneten Zusatzwiderstände mit Parallelströmung sind stets kleiner als die Werte mit Doppelkörperpotential. Dies Ergebnis entspricht den Verläufen des Wellenprofils am Schiffskörper, wie die Bilder (13 bis 15) zeigen:

Im Bereich des Vorschiffs ist die Amplitude der deformierten Wellen mit Doppelkörperpotential stets größer als die Amplitude mit Parallelströmung. Am Hinterschiff ist es umgekehrt.

5.2 Beispielrechnung für ein scharfes Schiff

Berechnungen wurden auch für ein scharfes Schiff mit den Abmessungen $L = 144$ m, $B = 24$ m, $T = 8$ m und der Völligkeit $C_B = 0.57$ durchgeführt. Bild 27 zeigt den Spantenriß, die Stevenkontur und die Wasserlinienkontur. Als Abmessungen des Berechnungsgebietes wurden gewählt: $X_F = 30$ m, $X_A = 93$ m, $Y_B = 180$ m, $\Delta X = \Delta Y = 3$ m (Bild 5). Das Gebiet enthält (einschließlich der Wasserlinie) 89 mal 60 Elemente. Die Zeitschrittweite betrug 0.12 s. Stationäre Wellen wurden nach etwa 28 s erreicht.

Die Rechnung wurde für zwei Wellenlängen, $\lambda = 30$ m ($\lambda/L = 0.21$) und $\lambda = 36$ m ($\lambda/L = 0.25$, jeweils bei drei ver-

schiedenen Froudeschen Zahlen, $F_n = 0.15, 0.20$ und 0.25 , durchgeführt. Das Doppelkörperpotential wurde mit dem Programm von Oberembt /6/ berechnet. Die eine Hälfte der Schiffsoberfläche wurde dabei in 101 viereckige Flächenelemente unterteilt. Die berechneten Übertragungsfunktionen der dimensionslosen mittleren Widerstandserhöhung

$$S_{AW} = \frac{R_{AW}}{sgB^2 S_A^2 / L}$$

sind im Bild 28 aufgetragen. Sie werden den Messungen und Rechenergebnissen von Blume und Schenzle /7/ für $\lambda/L = 0.25$ gegenübergestellt. Während für $F_n = 0.2$ gute Übereinstimmung erzielt wurde, sind die Ergebnisse bei $F_n = 0.15$ und $F_n = 0.25$ sehr unterschiedlich.

Wie beim völligen Schiff zeigen die berechneten Werte die gleiche Tendenz:

Mit ansteigender Geschwindigkeit wird S_{AW} kleiner.

5.3 Rechenzeit

Die Berechnung wurde auf der CDC-Cyber 76 des RRZN in Hannover durchgeführt.

Das völlige Schiff

1. Die Rechenzeit für die Bestimmung der Quellstärke des stationären Potentials $\bar{\phi}$ mit 155 Oberflächenelementen betrug 10 s.
2. Mit dieser Quellstärke wurden die stationären Geschwindigkeiten $\bar{\phi}_x$ und $\bar{\phi}_y$ für die außerhalb der Schiffsoberfläche liegenden Punkte berechnet. Insgesamt betrug die Rechenzeit dafür 20 s.

3. Für die Berechnung der nichtstationären Größen ζ und ξ betrug die Rechenzeit pro Zeitschritt bei Berücksichtigung des Doppelkörperpotentials etwa 0.13 s. Der periodische Zustand war nach etwa 240 Zeitschritten erreicht, d.h. nach etwa 32 s Rechenzeit.
4. Ohne Doppelkörperpotential betrug die Rechenzeit pro Zeitschritt etwa 0.06 s. Danach beträgt die Rechenzeit etwa 15 s bis zum Erreichen des periodischen Zustandes.

Das scharfe Schiff

1. Die Rechenzeit für die Bestimmung der Quellstärke des stationären Potentials Φ mit 101 Elementen betrug 5,5 s.
2. Für die Bestimmung der Geschwindigkeit an den außerhalb der Schiffsoberfläche liegenden Punkten betrug die Rechenzeit 15 s.
3. Die Rechenzeit für die Simulation betrug pro Zeitschritt mit Doppelkörperpotential 0.1 s. Der periodische Zustand wurde nach etwa 250 Zeitschritten erreicht, d.h. die Rechenzeit bis dahin betrug etwa 25 s.

Die Beispielrechnungen zeigen meines Erachtens, daß das Verfahren als brauchbar angesehen werden kann. Die Ergebnisse sind in sich schlüssig und erwiesen sich als stabil gegenüber vertretbaren Änderungen der Konstanten bei der Diskretisierung. Angesichts der Unsicherheiten der Messungen kann die Größe der Fehler der berechneten Werte aber nicht abgeschätzt werden.

Man kann auch versuchen, das Verfahren auf längere Wellen zu erweitern. Dabei kann das Schiff nicht mehr wie in kurzen Wellen als feste Wand, die die Wellen vollständig reflektiert, idealisiert werden; vielmehr muß dann auch die Transmission der Wellen an den einzelnen Schiffsquerschnitten aus zweidimensionalen Strömungsberechnungen für die Spantquerschnitte bestimmt werden. Dieser Fall soll im nächsten Abschnitt kurz untersucht werden.

6. Anwendung des Verfahrens auf längere Wellen

6.1 Ein Ansatz für das Diffraktionsproblem

Zuerst wird nun das Diffraktionsproblem behandelt. Es sollen also die durch ein Schiff deformierten Wellen bestimmt werden, wenn sich das Schiff mit einer mittleren Geschwindigkeit U gegen die von vorn kommenden Wellen bewegt, aber keine harmonischen Bewegungen ausführt. Zur Problemlösung werden wir die sogenannte Theorie schlanker Körper (Slender Body Theory) anwenden.

Grim /9/, /10/ hat 1959 eine Methode vorgeschlagen, die gegenüber der üblichen Streifenmethode einen wichtigen Fortschritt darstellt. Er behandelte das gleiche Problem in den folgenden Jahren weiter /3/, /11/.

In dieser Arbeit wird ein Ansatz gemacht, der von der gleichen Vorstellung wie Grim ausgeht, aber den Lösungsweg mit anderen numerischen Verfahren verfolgt.

Man kann das periodische Potential $\tilde{\varphi}$ (ein inneres Potential) in der Nähe des Schiffskörpers, das heißt für $|Y|$ in der Größenordnung der Schiffsbreite, näherungsweise wie folgt ansetzen, vorausgesetzt das Schiff sei schlank:

$$\begin{aligned}\tilde{\varphi}(x, Y, z, t) &= \operatorname{Re} \left[\hat{\varphi}(x, Y, z) e^{i\omega t} \right] \\ &= \operatorname{Re} \left[\hat{\varphi}(x) \cdot e^{-ikx} \cdot \left\{ \frac{e^{kz}}{k} + \hat{\varphi}_7(Y, z) \right\} \cdot e^{i\omega t} \right]\end{aligned}$$

(6-1)

Dabei bedeuten:

$\hat{\varphi}(x)$

zunächst unbekannte Funktionen.

$\hat{\varphi}_7(Y, z)$

zweidimensionales bekanntes Diffraktionspotential, dividiert durch die Geschwindigkeit der ungestörten erregenden Welle an der Mitte des Schiffsquerschnitts in der mittleren Wasseroberfläche ,

mit

$$k = 2\pi/\lambda = \omega_0^2/g$$
$$\omega_e = \omega_0 + kU$$

Buchstaben mit einem Zeichen \wedge bezeichnen komplexe Größen.

Das Potential erfüllt für beliebige Funktionen \hat{G} die Randbedingung an der Körperoberfläche für den Grenzfall schlanker Körper, die linearisierten Wasseroberflächenbedingungen und die zweidimensionale Strahlungsbedingung, d.h. seitlich vom Schiffskörper ablaufende Wellen, und die Bedingung für große Wassertiefe. Die Kontinuitätsgleichung ist jedoch ebenso wie beim Diffraktionspotential nach der Streifenmethode nur näherungsweise erfüllt.

Das innere Potential $\hat{\mathcal{G}}$ kann nicht berechnet werden, solange keine Bedingungen für die Bestimmung von \hat{G} vorliegen. Um diese Bedingungen zu finden, wird außerdem ein äußeres Potential betrachtet, das nur für große Werte $|Y|$ (relativ zur halben Breite des Schiffes) mit der tatsächlichen Strömung übereinzustimmen braucht, aber für alle Werte $|Y| \neq 0$ definiert ist. Hier gehen die Details der Strömung um die Spantquerschnitte nicht ein, wohl aber die gegenseitige Beeinflussung der Diffraktionspotentiale der einzelnen Spanten. Das äußere Potential $\mathcal{G}_F(X, Y, Z, t)$ kann mit unserem Simulationsverfahren, ähnlich wie zuvor behandelt, berechnet werden, wenn die Körperwandbedingung bekannt ist.

Wir nehmen noch folgende Vereinfachung für das Potential \mathcal{G}_F vor, um den Ansatz einfach testen zu können:

1. Das stationäre Störungspotential Φ wird vernachlässigt. Dies erscheint bei längeren Wellen zulässig, weil die Phasengeschwindigkeit der Welle mit der Wellenlänge

anwächst und damit der bei kurzen Wellen geringe Einfluß des Φ bei längeren Wellen noch kleiner sein dürfte.

2. Bei nicht zu kleinen Schiffsgeschwindigkeiten, wenn die von einem Schiffsquerschnitt verursachten Störungen sich nur nach hinten, nicht nach vorn am Schiff ausbreiten, kann man das Potential φ_F vor dem Schiff gleich dem Potential der einfallenden Welle setzen und damit die Strahlungsbedingung erfüllen, ohne eine Simulation über die Zeit durchzuführen. Deshalb setzt man φ_F und ξ_F periodisch über der Zeit an. Berücksichtigt man noch, daß das äußere Potential φ_F in Z-Richtung entsprechend e^{kz} nach unten abnimmt, so kann man schreiben:

$$\varphi_F(x, y, z, t) = \text{Re}[\hat{\varphi}_F(x, y) \cdot e^{kz} \cdot e^{i\omega t}] \quad (6-2)$$

$$\xi_F(x, y, t) = \text{Re}[\hat{\xi}_F(x, y) \cdot e^{i\omega t}] \quad (6-3)$$

Setzt man die Ausdrücke (6-2) und (6-3) in die freie Oberflächenbedingung (3-3a) und (3-4a) ein, erhält man:

$$\hat{\varphi}_{Fx} = (-i\omega e \hat{\varphi}_F - g \hat{\xi}_F) / U \quad (6-4)$$

$$\hat{\xi}_{Fx} = \{-i\omega e \hat{\xi}_F - (\hat{\varphi}_{Fxx} + \hat{\varphi}_{Fyy}) / k\} / U \quad (6-5)$$

Nach Elimination von $\hat{\xi}_F$ aus (6-4) und (6-5) erhält man folgende partielle Differentialgleichung:

$$\hat{\varphi}_{Fxx} + B_i \hat{\varphi}_{Fx} + A_i \hat{\varphi}_F + D_i \hat{\varphi}_{Fyy} = 0 \quad (6-6)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } A_1 &= \omega e^2 / (c^2 - U^2) \\ B_1 &= -2U\omega e / (c^2 - U^2) \\ D_1 &= c^2 / (c^2 - U^2) \\ C &= g/\omega_0 \\ \text{und } i &= \sqrt{-1} \end{aligned}$$

Für den Fall $U > C$, ist die Differentialgleichung (6-6) vom hyperbolischen Typ. Man kann in diesem Fall die komplexe Amplitude $\hat{\phi}_F$ durch Simulation über der Längenkoordinate X für alle Y -Rasterpunkte wie bei Söding /8/ bestimmen.

Für den Fall $U < C$, ist die Gleichung (6-6) vom elliptischen Typ. In diesem Fall kann man die Lösung wegen numerischer Instabilität nicht mehr über der Längenkoordinate X simulieren, sondern man muß diese durch Simulation über der Zeit t , wie im Fall der kurzen Wellen, bestimmen.

Hier wird nur noch der Fall $U > C$ behandelt.

6.2 Methode der angepaßten asymptotischen Entwicklungen

Nach der Methode der angepaßten asymptotischen Entwicklungen (matched asymptotic expansions) bestimmt man die unbekannte Funktion \hat{G} des inneren Potentials und die Randbedingung für das äußere Potential am Schiff dadurch, daß man den äußeren Grenzwert ($|Y| \gg B$) des inneren Potentials gleich dem inneren Grenzwert ($|Y| \ll \infty$) des äußeren Potentials setzt.

Der äußere Grenzwert des zweidimensionalen Diffraktionspotentials ist

$$\hat{\phi}_7(Y, z) \sim \hat{\phi}_7(X) \cdot e^{-ik|Y|} \cdot e^{kz} \quad \text{für } |Y| \gg B \quad (6-7)$$

\hat{a}_7 ist die komplexe Amplitude der seitlich vom Schiffsquerschnitt abgestrahlten Wellen bei Erregung durch Wellen der Geschwindigkeitsamplitude 1. Das gesamte innere Potential $\hat{\phi}$ ist dann im Grenzfall für $|Y| \gg B$

$$\hat{\phi}_A(x, Y, z) \sim \hat{G} \cdot \left\{ \frac{1}{k} + \hat{a}_7 e^{-\lambda k |Y|} \right\} \cdot e^{kz} \cdot e^{-\lambda k x} \quad (6-8)$$

Setzt man den äußeren Grenzwert des inneren Potentials (6-8) gleich dem inneren Grenzwert des äußeren Potentials (6-2), erhält man die Beziehung zwischen der unbekanntem Funktion \hat{G} und dem äußeren Potential $\hat{\phi}_F$:

$$\hat{\phi}_F(x, Y) = \hat{G} \cdot \left\{ \frac{1}{k} + \hat{a}_7 e^{-\lambda k |Y|} \right\} \cdot e^{-\lambda k x} \quad (6-9)$$

Die Randbedingung für das äußere Potential $\hat{\phi}_F$ am Schiff ($Y \rightarrow +0$) wird dann aus (6-9) abgeleitet:

$$\frac{\partial \hat{\phi}_F}{\partial Y} = \hat{G} \cdot \left\{ \text{sign}(Y) \cdot (-\lambda k) \cdot \hat{a}_7 e^{-\lambda k |Y|} \right\} e^{-\lambda k x}$$

Setzt man außerdem für \hat{G} den Ausdruck (6-9) ein und bildet den Grenzwert für $Y \rightarrow +0$, erhält man

$$\frac{\partial \hat{\phi}_F}{\partial Y} = - \frac{\lambda \cdot k^2 \cdot \hat{a}_7}{1 + k \hat{a}_7} \cdot \hat{\phi}_F \quad \text{für } Y \rightarrow +0 \quad (6-10)$$

Die Gleichung (6-10) ist dann die Randbedingung am Schiff, die jetzt an Stelle der vorher benutzten Bedingung $\frac{\partial \psi}{\partial n} = 0$ tritt und die - was die Rechnung vereinfacht - bei der Linie $Y = 0$ im Längenbereich des Schiffes angesetzt wird. Die Bedingung entspricht einer sich bewegenden Wand bei $Y = 0$, deren Bewegung der Wirkung des Schiffes auf die Wellen angepaßt sind (Bild 30).

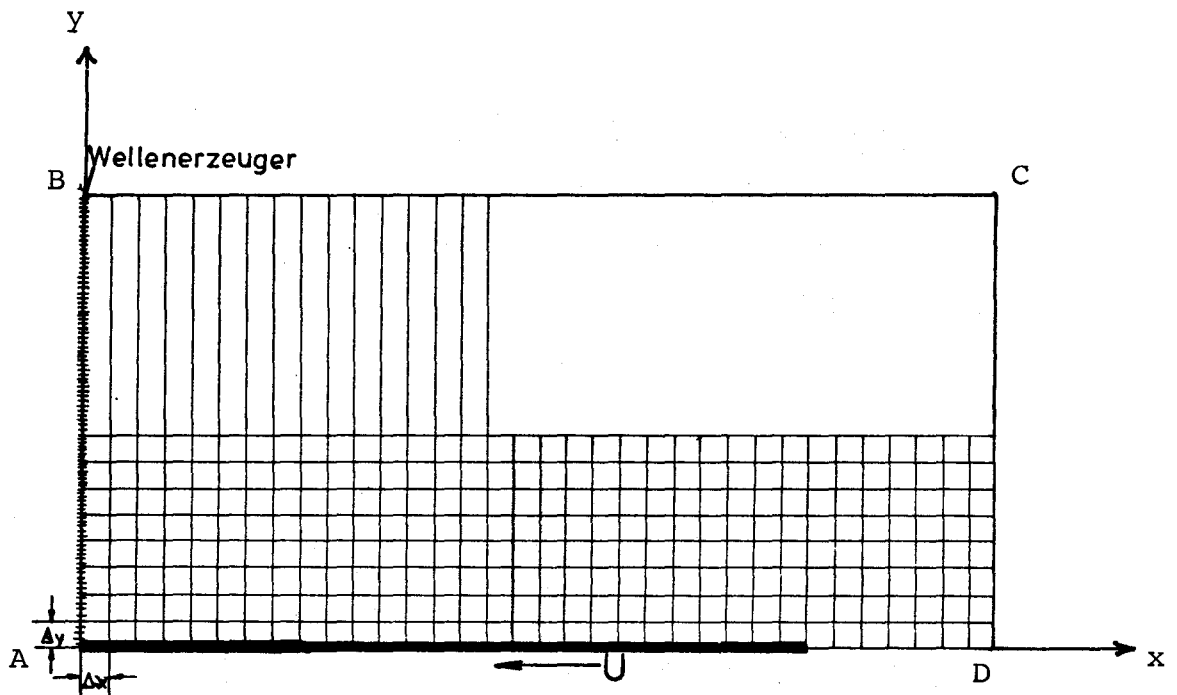


Bild 30 : Rechengebiet des äußeren Potentials

Wenn $\hat{\zeta}_F$ durch Simulation über X mit der Gleichung (6-6) berechnet ist, kann die unbekannte Funktion $\hat{\zeta}$ nach (6-9) bestimmt werden. Die komplexe Amplitude des gesuchten inneren Potentials kann dann nach (6-1) berechnet werden.

6.3 Numerische Behandlung

Man kann die Gleichung (6-6) mit der Finite-Differenzen-Methode, ähnlich wie zuvor behandelt, lösen.

Da die Variablen $\hat{\zeta}_F$ und $\hat{\xi}_F$ für festes X nur noch von einer weiteren Variablen, nämlich Y , abhängen, kann man (6-6) als ein gewöhnliches Differentialgleichungssystem betrachten und über X integrieren.

Man erhält aus (6-6) folgende zwei Differentialgleichungen 1. Ordnung:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\hat{\varphi}_F) = \hat{\varphi}_{Fx} \quad (6-11)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\hat{\varphi}_{Fx}) = -A_i \hat{\varphi}_F - B_i \lambda \cdot \hat{\varphi}_{Fx} - D_i \hat{\varphi}_{Fyy} \quad (6-12)$$

Die beiden Gleichungen (6-11) und (6-12) werden mit dem Programmpaket FORSIM 6 /12/ integriert, in dem zwischen 13 verschiedenen Integrationsmethoden gewählt werden kann. Bei allen Methoden wurde die Schrittweite ΔX von der Integrationsroutine selbständig abhängig von einem gegebenen relativen Fehler pro Einzelschritt gewählt.

Die Gleichungen (6-11) und (6-12) werden außerhalb der Schiffsoberfläche ($Y > 0$) angewendet. Dabei wird $\hat{\varphi}_{Fyy}$ durch zentrale Differenzen angenähert.

6.4 Randbedingungen

Auf dem Rand \overline{AB} bei $X = 0$ in Bild 30 wird ein Wellenerzeuger angeordnet:

$$\hat{\varphi}_F(0, Y) = \frac{g}{\omega_0} \cdot \zeta_A$$

$$\hat{\varphi}_{Fx}(0, Y) = \frac{g}{\omega_0} \cdot \zeta_A \cdot (-\lambda K)$$

Der Rand \overline{BC} wird als senkrechte Wand angenommen (Bild 30):
Daher gilt

$$\hat{\varphi}_{Fy} = 0$$

Die Ableitung wird dabei durch einfache Rückwärtsdifferenzen angenähert.

Auf der Schiffsoberfläche ($Y = 0$) wird die Randbedingung (6-10) benutzt, um $\hat{\varphi}_F$ berechnen zu können.

Die Ableitung wird dabei durch Approximation von $\hat{\varphi}_F$ über Y durch ein Polynom 3. Grades angenähert.

Man erhält dabei:

$$\frac{\partial \hat{\varphi}_F(x,0)}{\partial Y} = \left\{ -11 \cdot \hat{\varphi}_F(x,0) + 18 \cdot \hat{\varphi}_F(x,\Delta Y) - 9 \cdot \hat{\varphi}_F(x,2\Delta Y) + 2 \cdot \hat{\varphi}_F(x,3\Delta Y) \right\} / (6 \cdot \Delta Y)$$

Aus dieser Beziehung und Gl. (6-10) ergibt sich:

$$\hat{\varphi}_F(x,0) = \frac{\left\{ 18 \cdot \hat{\varphi}_F(x,\Delta Y) - 9 \cdot \hat{\varphi}_F(x,2\Delta Y) + 2 \cdot \hat{\varphi}_F(x,3\Delta Y) \right\}}{\left\{ 6\Delta Y \cdot \left(\frac{-\lambda k^2 \hat{\alpha}_7}{1 + k \hat{\alpha}_7} \right) + 11 \right\}}$$

6.5 Beispielrechnung

Für das völlige Schiff (siehe Seite 38) wurde bei einer Wellenlänge $\lambda = 33.6$ m ($\lambda / L = 0.42$) die deformierte Welle für eine Schiffsgeschwindigkeit berechnet. Zur Bestimmung von $\hat{\varphi}_7$ und $\hat{\alpha}_7$ wurde das in einer früheren Arbeit von mir entwickelte Programm SYM /13/ benutzt. Bild 29 zeigt das äußere Potential $\hat{\varphi}_F$ am Schiffskörper und die Wellenerhebung $\hat{\xi}$ am Schiffskörper bei $\lambda = 33.6$ m für die Froudezahl $F_n = 0.3$. Dabei wurde die Y -Schrittweite $\Delta Y = 6.8$ m gewählt.

Die Rechenzeit für eine Schiffsgeschwindigkeit und eine Wellenlänge beträgt etwa 1.5 bis 2 s.

6.6 Ein Ansatz für das Radiationsproblem

Wenn man die Widerstandserhöhung in längeren Wellen berechnen will, muß man auch die Schiffsbewegungen bestimmen. Das kann nach der Streifenmethode geschehen. Will man genauere Ergebnisse durch Berücksichtigung der Wechselwirkung der einzelnen Schiffsquerschnitte aufeinander berechnen, so kann man ähnlich wie in den bisher behandelten Fällen des unbeschleunigten Schiffes in Wellen auch den Fall untersuchen, daß ein Schiff mit konstanter Geschwindigkeit U in glattem Wasser fährt und dabei eine harmonische Bewegung, z.B. eine Tauch- und Stampfbewegung, ausführt. Für dieses sogenannte Radiationsproblem soll hier nur kurz ein entsprechender Ansatz aufgestellt werden. Dabei beschränke ich mich hier auf die Tauchbewegung, d.h. die vertikale periodische Translation des Schiffes. Diese ruft Wasserbewegungen hervor, deren inneres Potential $\tilde{\varphi}$ berechnet werden muß, um die Kräfte infolge der Tauchbewegung zu ermitteln und damit dann die Bewegungsgleichungen des Schiffes in Wellen zu lösen.

Im Folgenden bezeichnet $\hat{\varphi}$ die komplexe Amplitude des Potentials. $\hat{\varphi}_3$ ist ein Potential, das die zweidimensionale Umströmung eines unendlich langen Zylinders mit einer Achse parallel zur X-Achse und einen Querschnitt gleich dem jeweiligen Schiffsquerschnitt an der Stelle X beschreibt, wenn dieser dieselben Bewegungen wie das Schiff ausführt. \hat{U}_T ist eine unbekannte, aus dem äußeren Potential zu bestimmende Funktion von X . Nach Newman /14/ kann man dann für die komplexe Amplitude des inneren Potentials ansetzen:

$$\tilde{\varphi}(x, y, z, t) = \operatorname{Re} [\hat{\varphi}(x, y, z) \cdot e^{i\omega t}]$$

$$\hat{\varphi}(x, y, z) = \hat{\varphi}_3(y, z) + \hat{U}_T(x) \cdot (\hat{\varphi}_3 + \bar{\varphi}_3) \quad (6-13)$$

Dabei bezeichnet $\widehat{\overline{\varphi}}_3$ das konjugierte Komplex von $\widehat{\varphi}_3$.
 Das Potential $\widehat{\varphi}$ erfüllt für beliebiges $\widehat{U}_T(x)$ die
 Körperwandbedingung, die linearisierte Wasseroberflächen-
 bedingung, die zweidimensionale Strahlungsbedingung, die
 Bedingung für große Wassertiefe und näherungsweise (für
 schlanke Körper) die Kontinuitätsgleichung.

$\widehat{\varphi}_3$ hat für $|Y| \gg B$ die Grenzwerte:

$$\widehat{\varphi}_3 \sim \widehat{a}_3 \cdot e^{-i k |Y|} \cdot e^{kz},$$

$$\widehat{\overline{\varphi}}_3 \sim \widehat{\overline{a}}_3 \cdot e^{i k |Y|} \cdot e^{kz}.$$

Dann ist die äußere Entwicklung von $\widehat{\varphi}$:

$$\widehat{\varphi}_A(x, Y, z) \sim \left[\widehat{a}_3 \cdot e^{-i k |Y|} + \widehat{U}_T \left(\widehat{a}_3 \cdot e^{-i k |Y|} + \widehat{\overline{a}}_3 \cdot e^{i k |Y|} \right) \right] \cdot e^{kz}$$

für $|Y| \gg B$

Daraus folgt für die komplexe Amplitude des äußeren Poten-
 tials $\widehat{\varphi}_F$ eine Randbedingung bei $Y \rightarrow +0$ im Längenbereich
 des Schiffskörpers:

$$\frac{\partial \widehat{\varphi}_F}{\partial Y} = -i k \widehat{a}_3 - i k \widehat{U}_T \cdot (\widehat{a}_3 - \widehat{\overline{a}}_3)$$

also

$$\frac{\partial \widehat{\varphi}_F}{\partial Y} = -i k \widehat{a}_3 - i k \cdot \frac{(\widehat{a}_3 - \widehat{\overline{a}}_3)}{(\widehat{a}_3 + \widehat{\overline{a}}_3)} \cdot (\widehat{\varphi}_F - \widehat{a}_3)$$

für $Y \rightarrow +0$

Mit dieser Randbedingung wird die Gleichung (6-6) wie beim Diffraktionsproblem durch Simulation entlang der X-Koordinate, ausgehend von ruhigem Wasser am Bug, gelöst.

7. Zusammenfassung

Es wurde ein auf der Methode der finiten Differenzen beruhendes Verfahren zur Berechnung der Umströmung von Schiffen, die in kurzen, von vorn kommenden Wellen fahren, vorgestellt. Aus den Ergebnissen wurde die mittlere Widerstandserhöhung durch die Wellen bestimmt. Nach einem Vergleich der Berechnungsergebnisse mit Meßwerten von zwei Schiffsmoellen scheint das Verfahren brauchbar zu sein. Bei kleinen Schiffsgeschwindigkeiten sind die gemessenen und berechneten Werte allerdings unterschiedlich. In die Berechnung geht auch das stationäre Strömungspotential infolge der Fahrt des Schiffes ein. Dieses Problem wurde sowohl durch eine Parallelströmung als auch durch das Doppelkörperpotential angenähert. Die Ergebnisse unterscheiden sich jedoch nicht sehr wesentlich voneinander.

Für den Fall, daß die Schiffsgeschwindigkeit größer als die Geschwindigkeit der Wellen ist ($U > C$), kann man mit wesentlich geringerem Rechenaufwandt das Problem lösen, indem man das Potential und die Wasserspiegelschwankung periodisch über der Zeit ansetzt und die komplexe Amplitude durch Simulation über der Längenkoordinate X bestimmt. Diese Berechnungsart wurde für das Diffraktionsproblem bei längeren Wellen erprobt. Dabei kann das Schiff nicht mehr, wie in kurzen Wellen, als feste Wand idealisiert betrachtet werden. Zur Lösung dieses Problems wurde die sogenannte Theorie schlanker Körper angewendet.

Das Ergebnis kann als eine Verbesserung der Streifenmethode angesehen werden. Für das Radiationsproblem wurde ein entsprechender Ansatz aufgestellt.

8. Schrifttumsverzeichnis

- /1/ Boese, P.: Eine einfache Methode zur Berechnung der Widerstandserhöhung eines Schiffes im Seegang. Institut für Schiffbau, Hamburg, Bericht Nr. 258, 1970
- /2/ Hess, J.L. und Smith, A.M.D.: Calculation of Potential Flow about Arbitrary Bodies. Progress in Aeronautical Sciences, Vol. 8, 1967
- /3/ Grim, O.: Die Deformation eines regelmäßigen, in Längsrichtung laufenden Seeganges durch ein fahrendes Schiff. Schiffstechnik, Bd. 9, 1962, Heft 46
- /4/ Söding, H.: Das Programm TIDES zur Berechnung der Wasserbewegung beim Stapellauf von Schiffen. Institut für Entwerfen von Schiffen und Schiffstheorie, Bericht Nr. 6, 1975
- /5/ Blume, P.: Widerstandserhöhung völliger Schiffe in kurzen Wellen bei sehr kleinen Geschwindigkeiten. FDS-Bericht Nr. 91/1979, Hamburg, 1979
- /6/ Oberembt, H.: Beschreibung eines FORTRAN-IV-Programms zur Berechnung der potentialtheoretischen Geschwindigkeitsverteilung um einen gleichförmig bewegten Körper in unbegrenzter Flüssigkeit nach dem Verfahren von Hess und Smith. Institut für Schiffbau, Hamburg, 1970
- /7/ Blume, P. und Schenzle, P.: Über die Effektivität von Bugwülsten unter Seebedingungen. BMFT-Statusseminar. Entwicklungen in der Schiffstechnik, Hamburg, 1980

- / 8/ Söding, H.: SFB 98, Arbeitsbericht, 1970, TP D7.
- / 9/ Grim, O.: Die Berechnung von hydrodynamischen Kräften an dreidimensionalen Schiffskörpern.
HSVA-Bericht Nr. 1122, Hamburg, 1959
- /10/ Grim, O.: The Influence of Speed on Heaving and Pitching Motions in Smooth Water and on the Forces Generated in Head Seas.
HSVA-Report No. 1197, Hamburg, 1959
- /11/ Grim, O.: Motions of a Ship in a Head or Following Wave.
HSVA-Report No. 1303, Hamburg, 1964
- /12/ Carver, M.B.: The FORSIM VI Simulation Package for the automated solution of arbitrarily defined partial an/or ordinary differential equation systems.
Atomic Energy of Canada Limited. A E C L - 5821, Canada, 1978
- /13/ Lee, K.-Y.: The Two-Dimensional Potential Flow Excited by a Body Oscillating at a Free Surface.
Institut für Entwerfen von Schiffen und Schiffstheorie, Bericht Nr. 12, Hannover, 1975
- /14/ Newman, J.N.: The Theory of Ship Motions.
Advances Applied Mechanics, Vol. 18, 1978

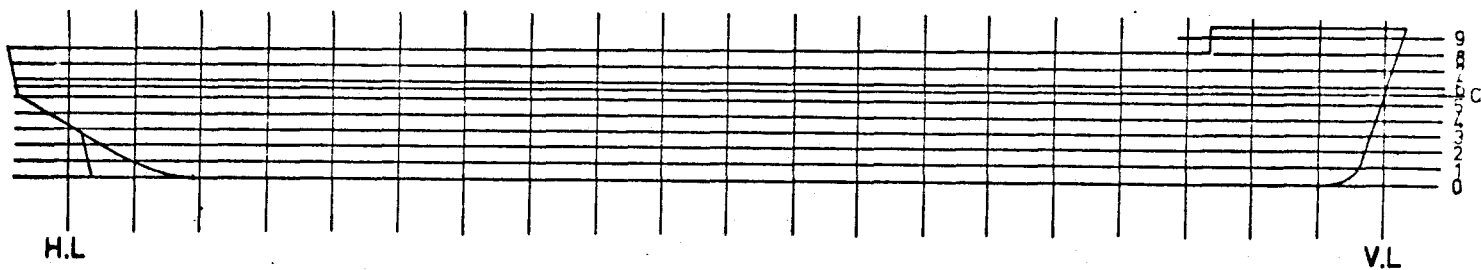
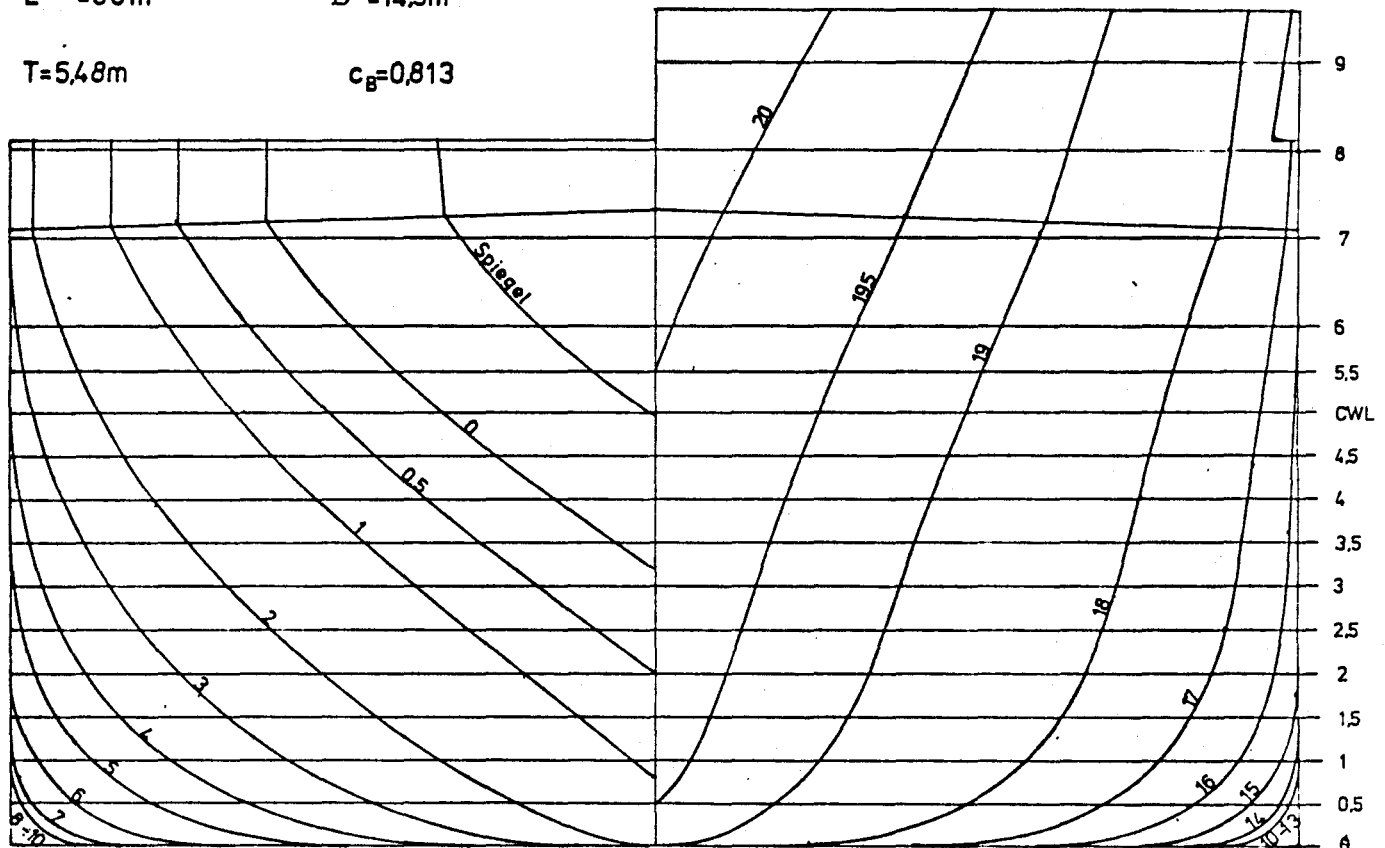
Spantriß des HSVA-Modells 2890

L = 80m

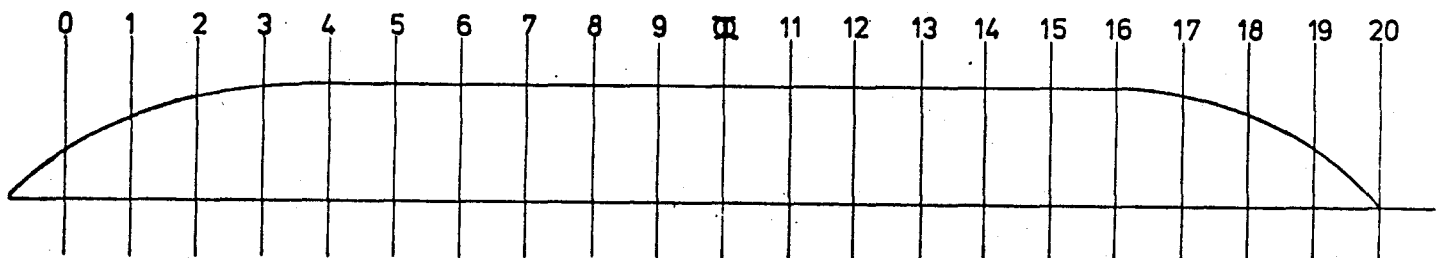
B = 14,5m

T = 5,48m

$c_B = 0,813$



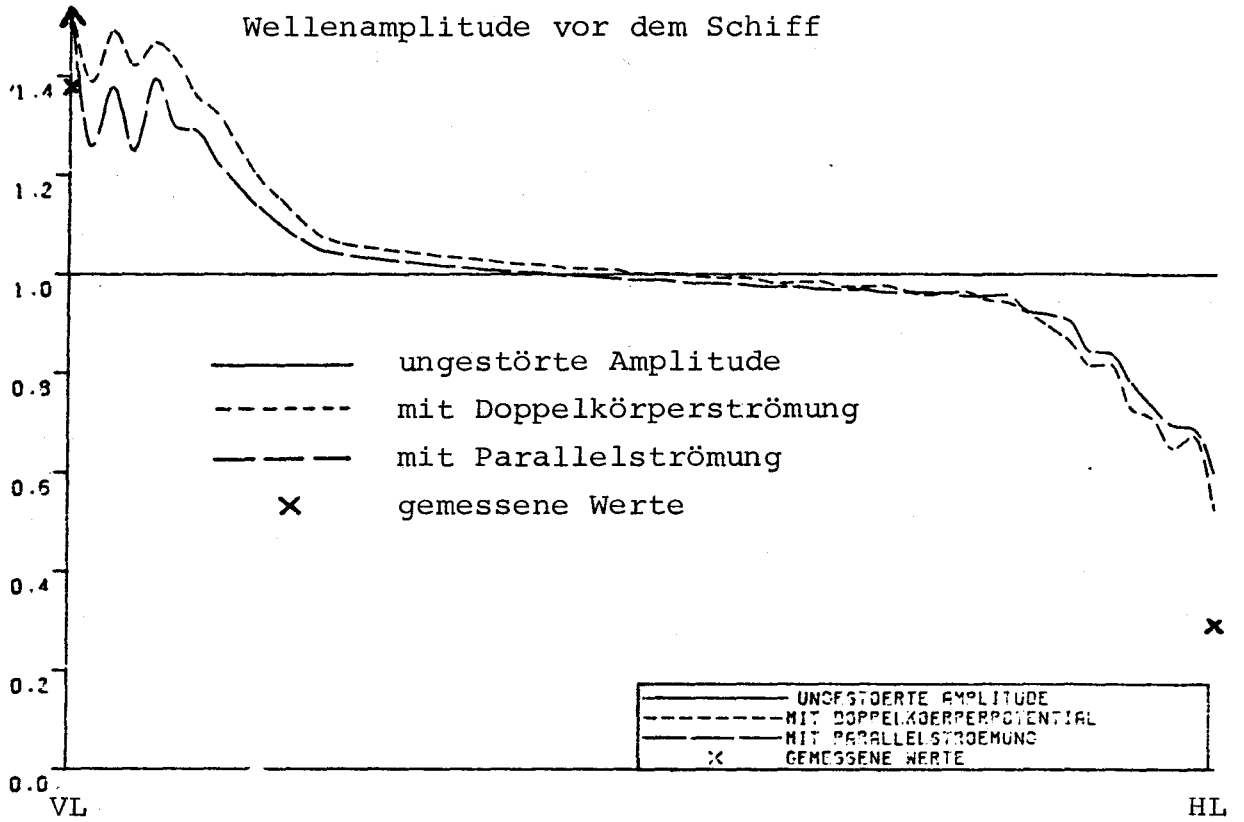
Seitenansicht



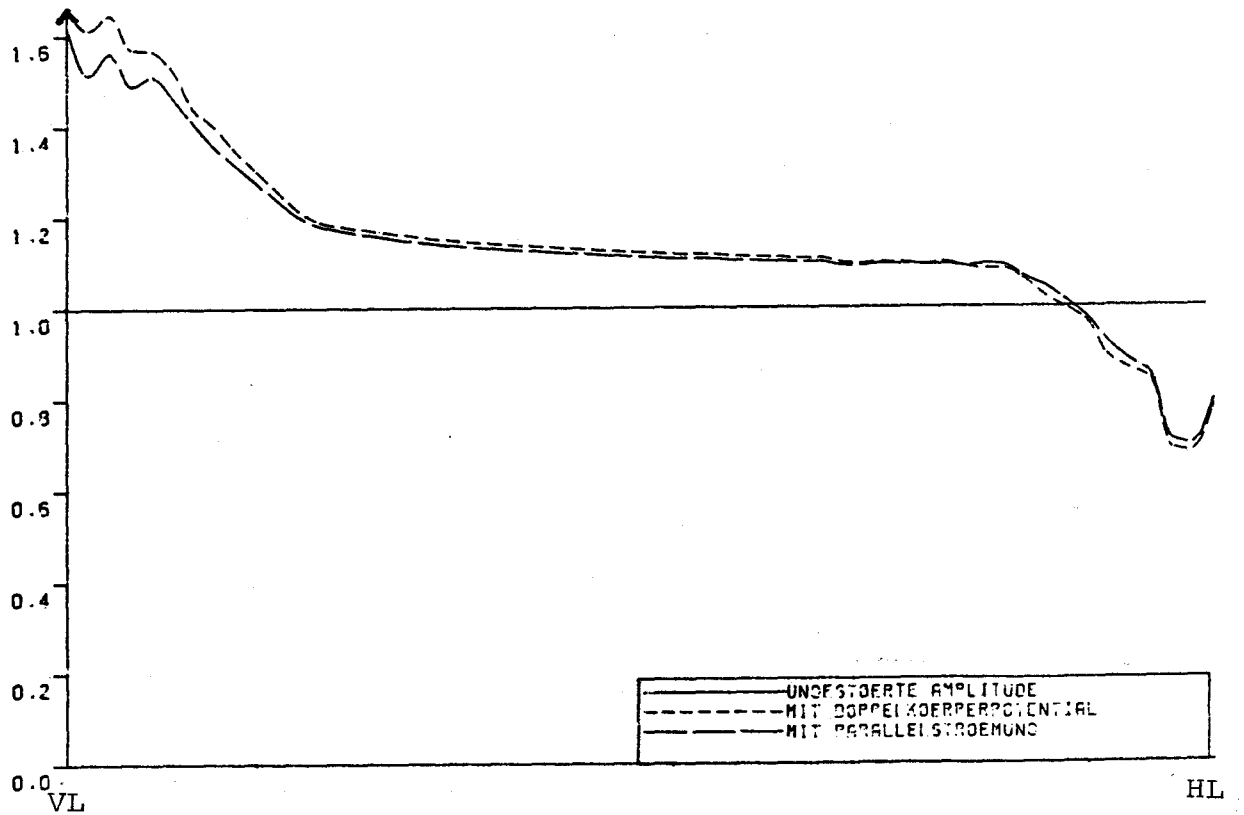
Wasserlinie auf T=5,48m(CWL)

Wellenamplitude am Schiff

Wellenamplitude vor dem Schiff

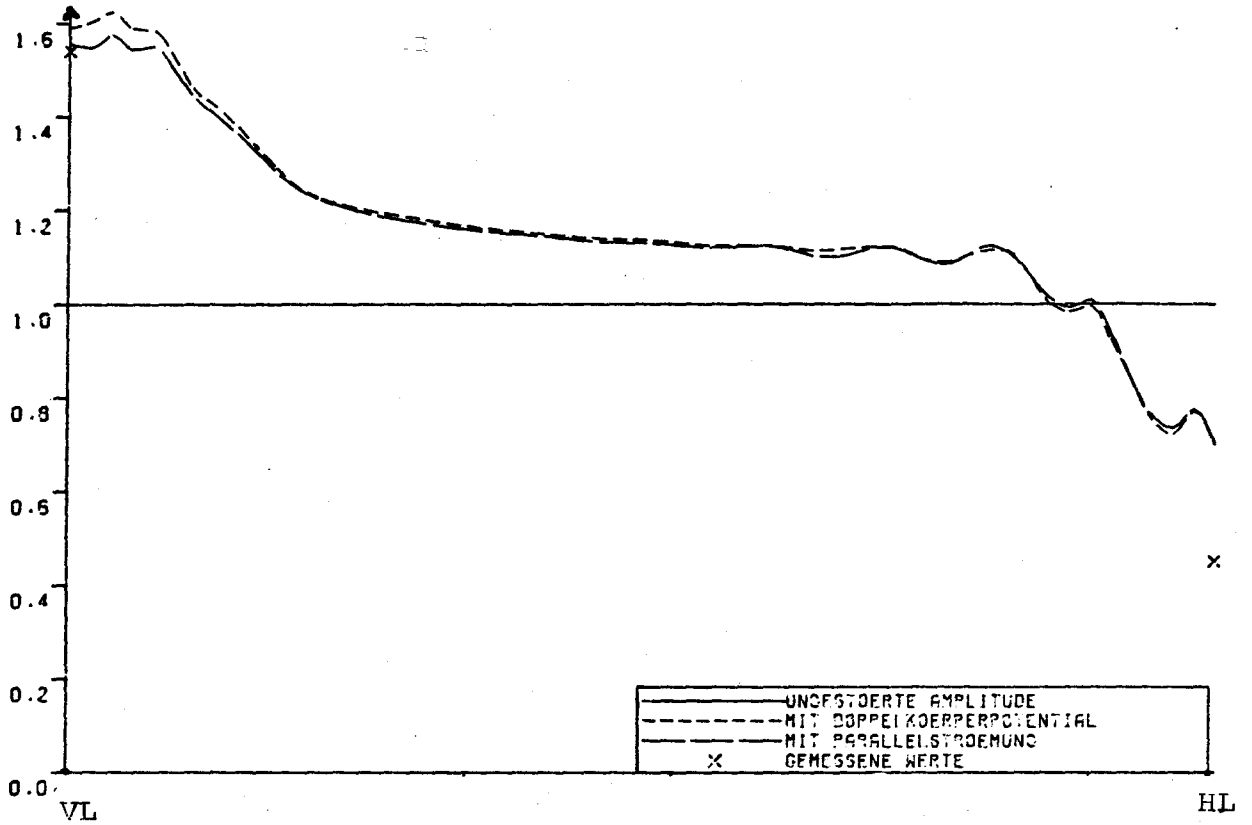


FN=0.2, LAMBDA/L=0.25

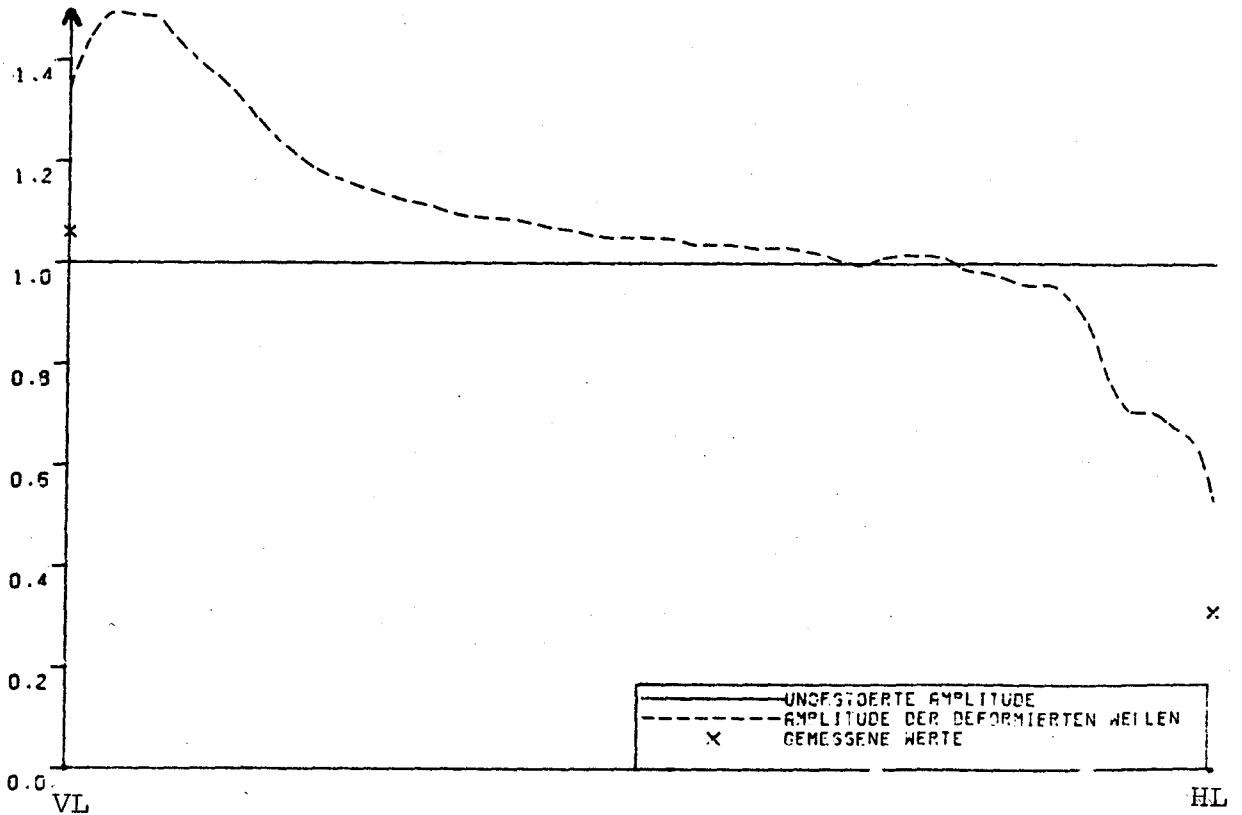


FN=0.1, LAMBDA/L=0.25

Wellenamplitude am Schiff
Wellenamplitude vor dem Schiff

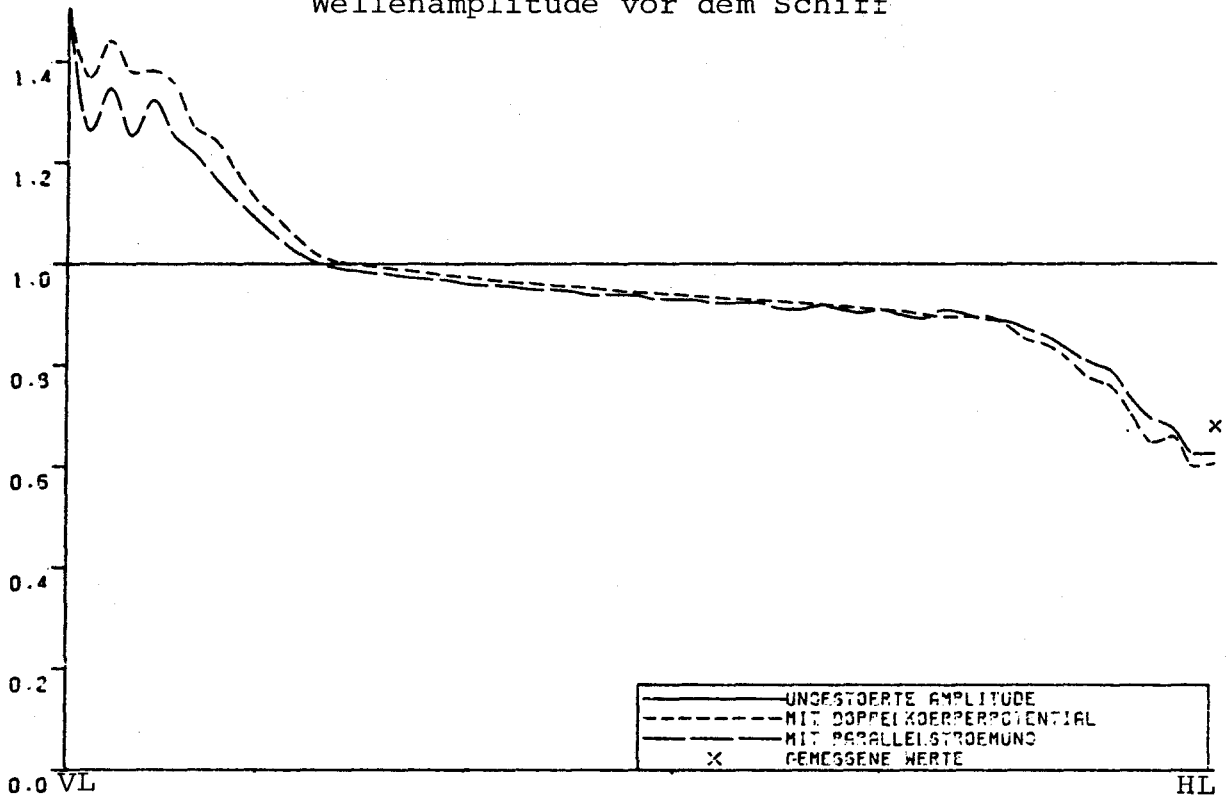


FN=0.05, LAMBDA/L=0.25

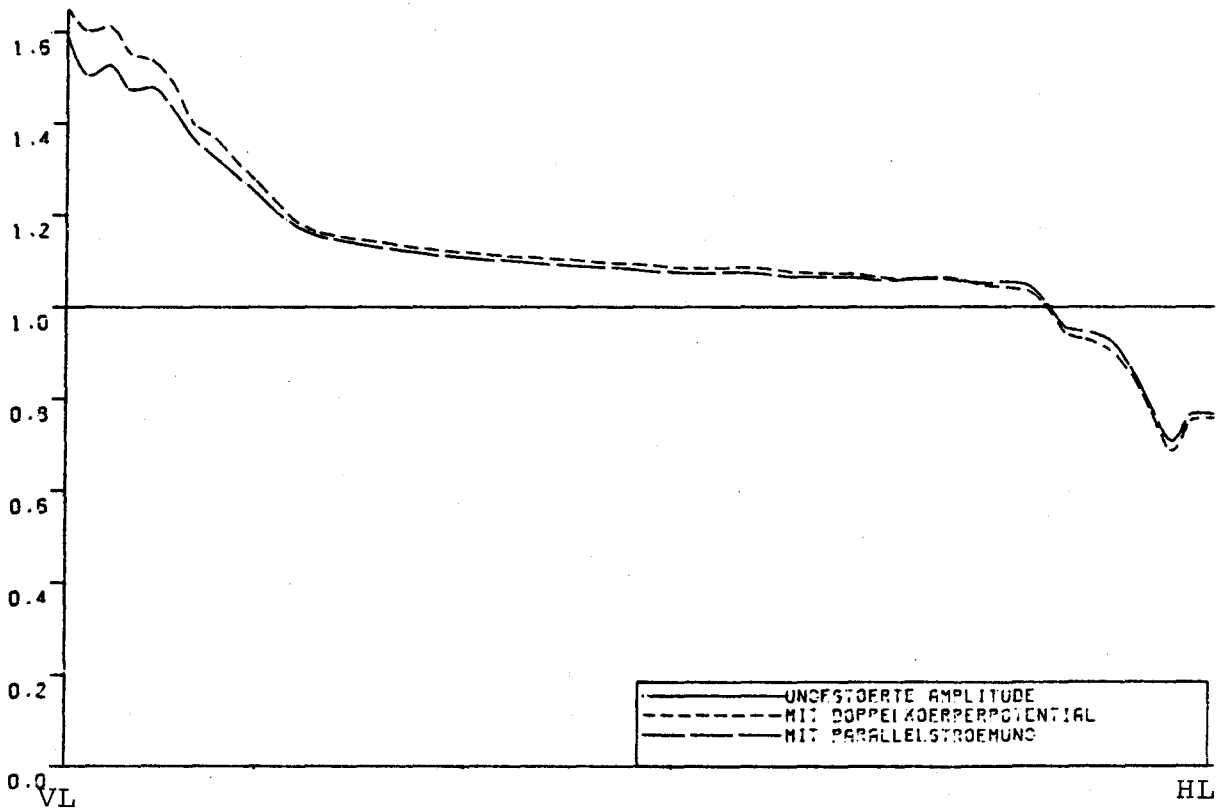


FN=0, LAMBDA/L=0.25

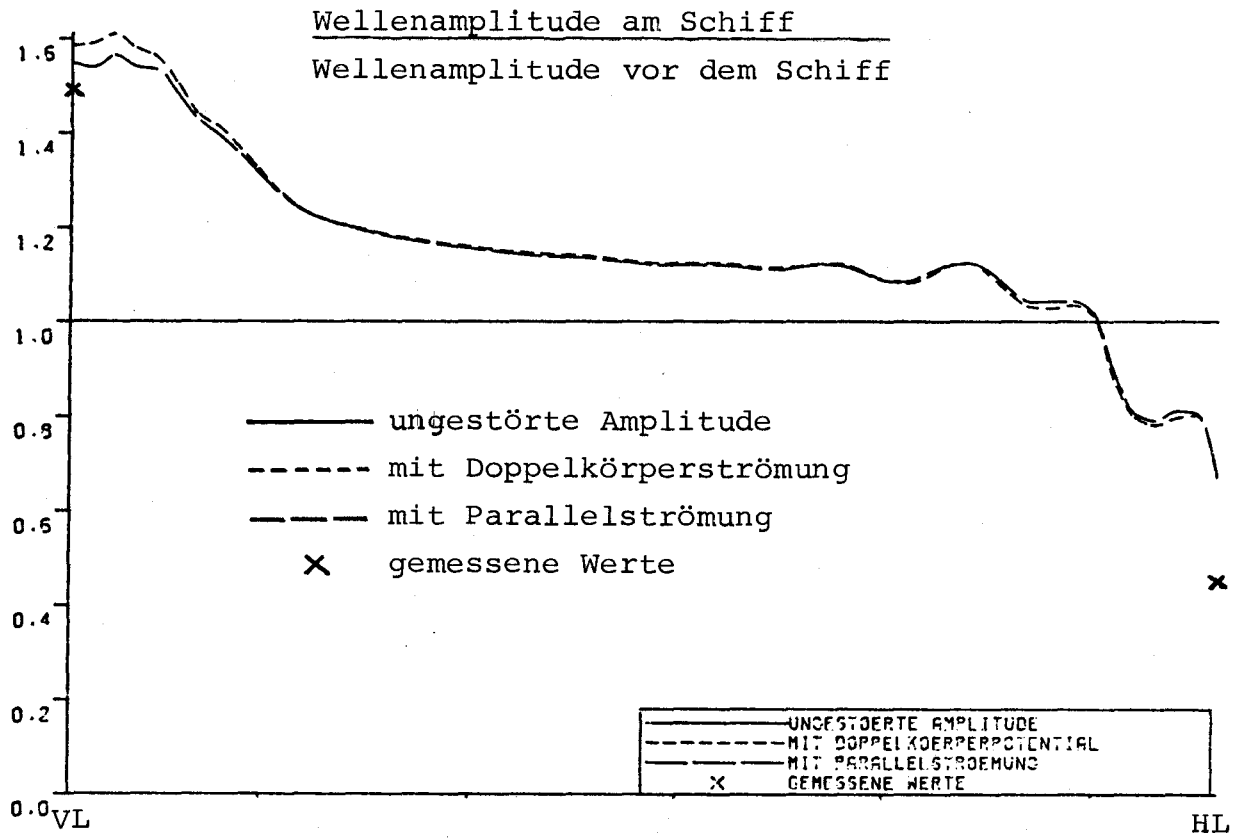
Wellenamplitude am Schiff
Wellenamplitude vor dem Schiff



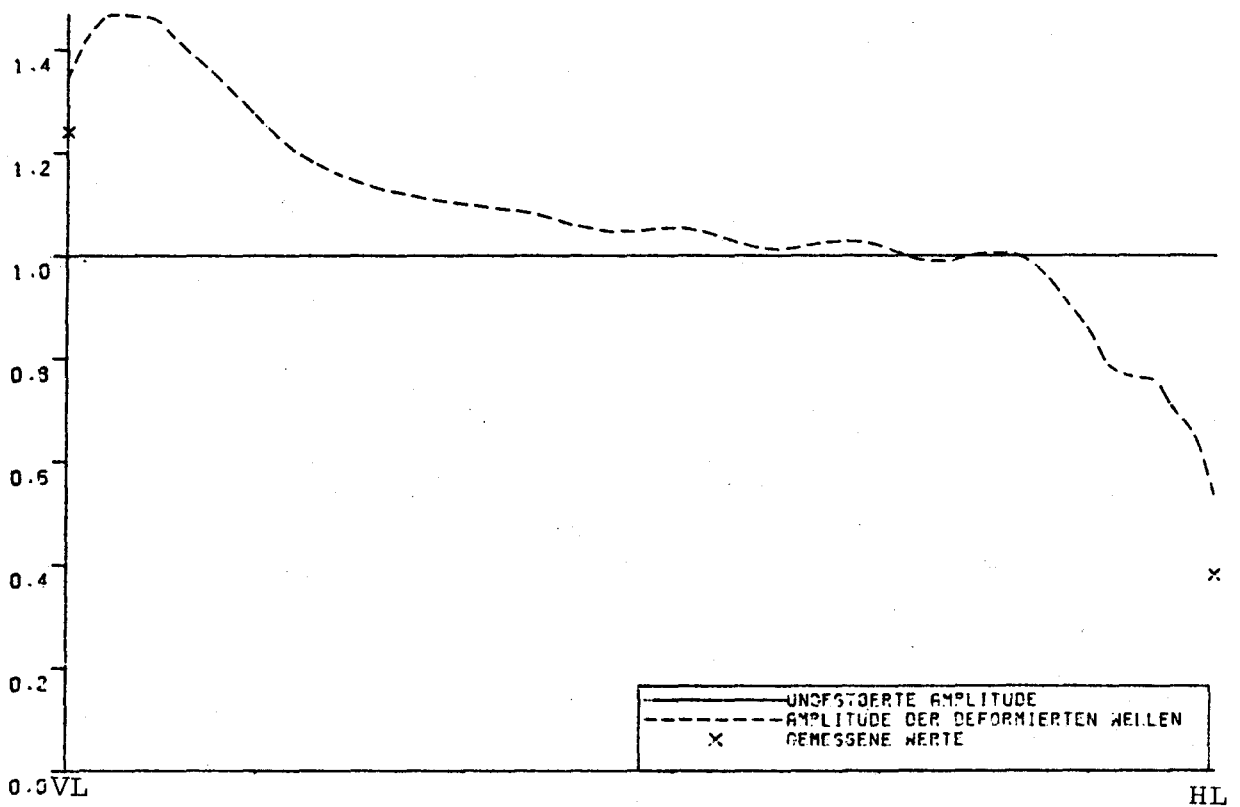
FN=0.2, LAMBDA/L=0.29



FN=0.1, LAMBDA/L=0.29

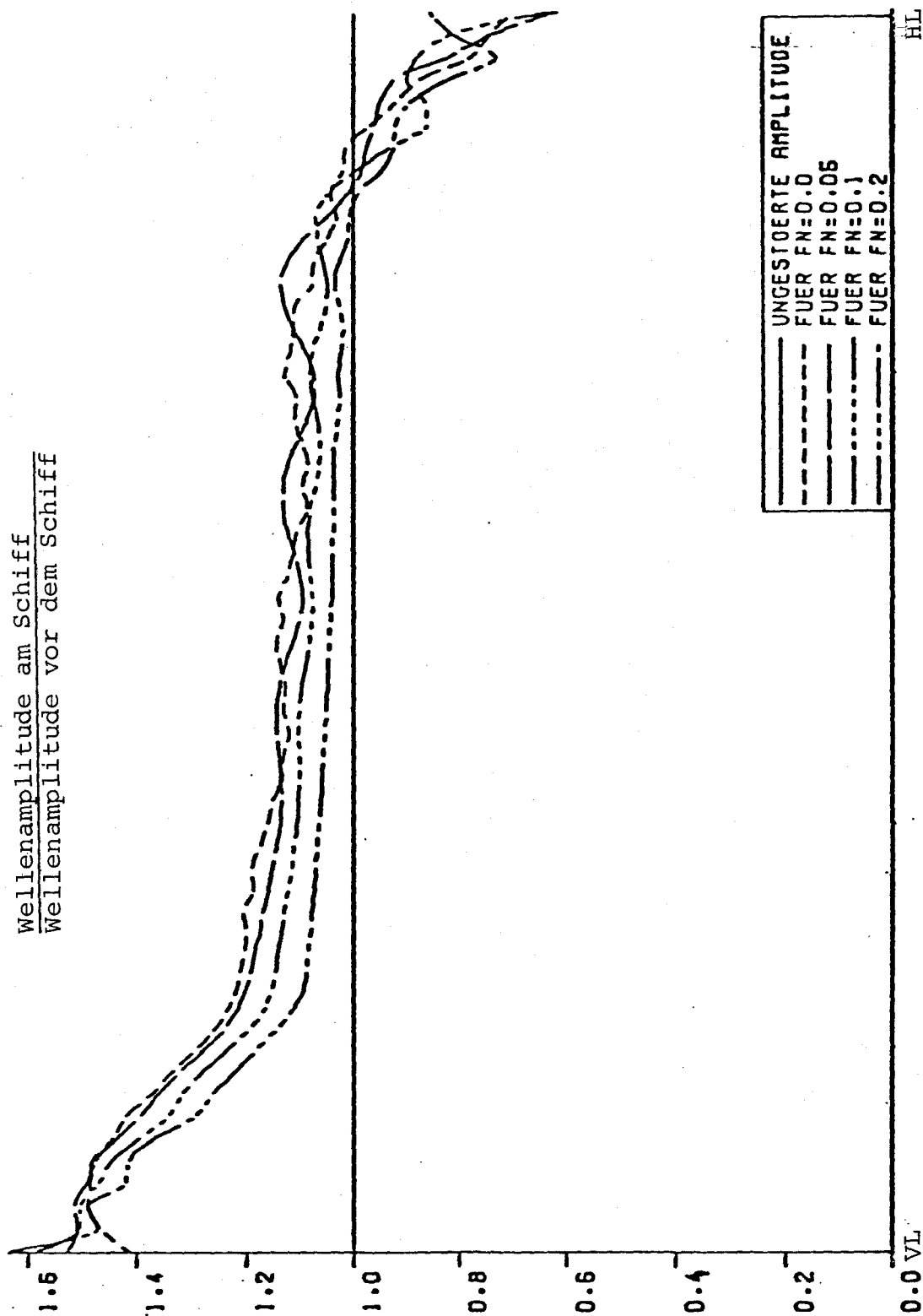


FN=0.05, LAMBDA/L=0.29



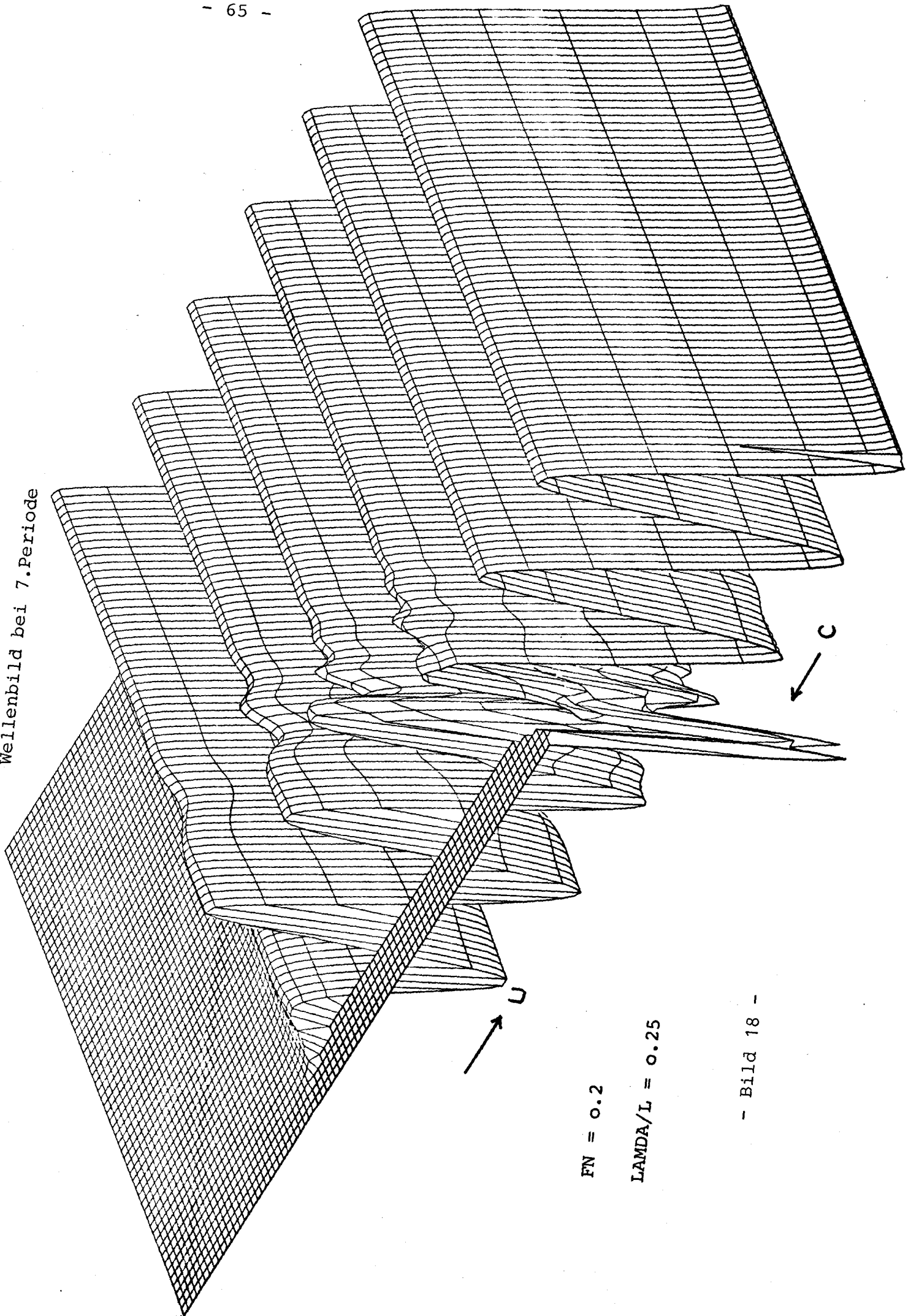
FN=0, LAMBDA/L=0.29

Wellenamplitude am Schiff
Wellenamplitude vor dem Schiff



LAMBDA/L=0.417. MIT PARALLELSTROEMUNG

Wellenbild bei 7. Periode



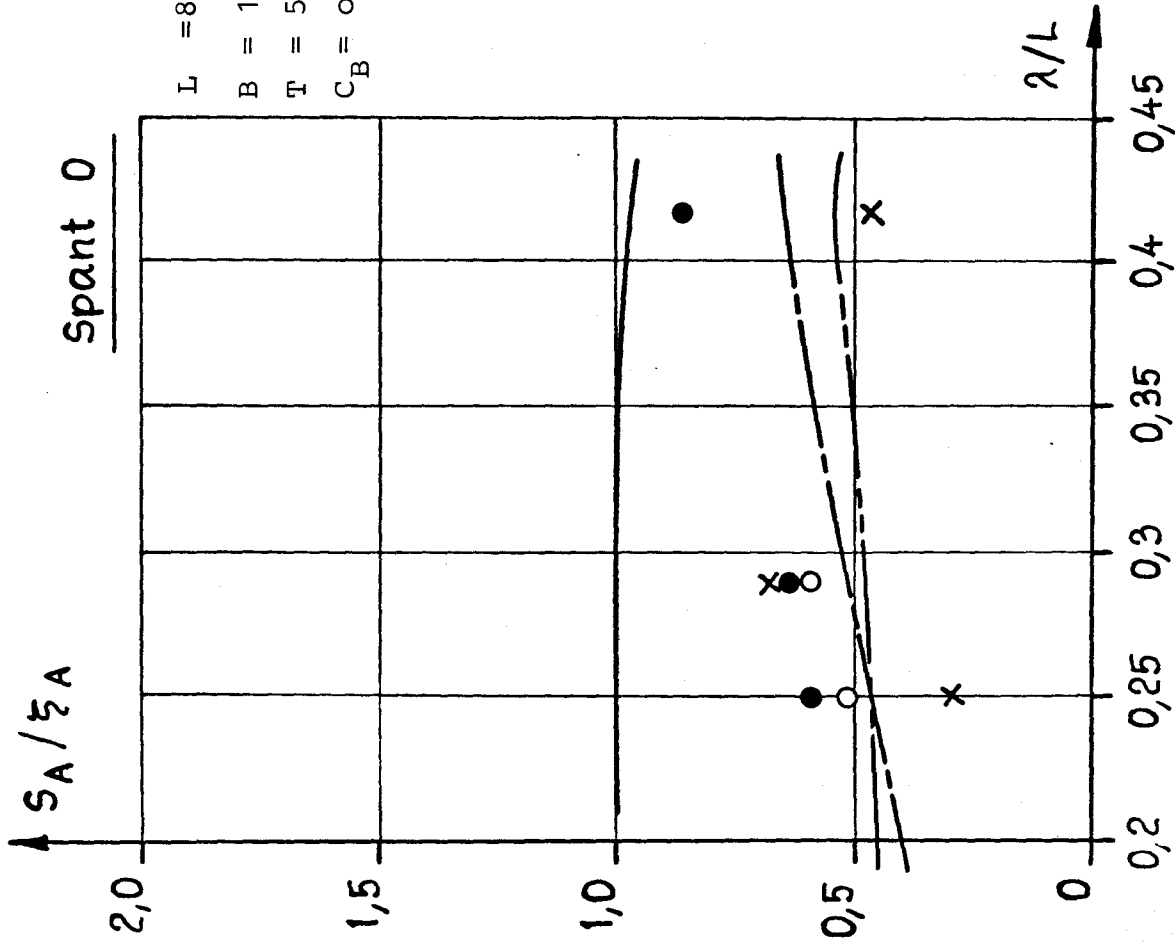
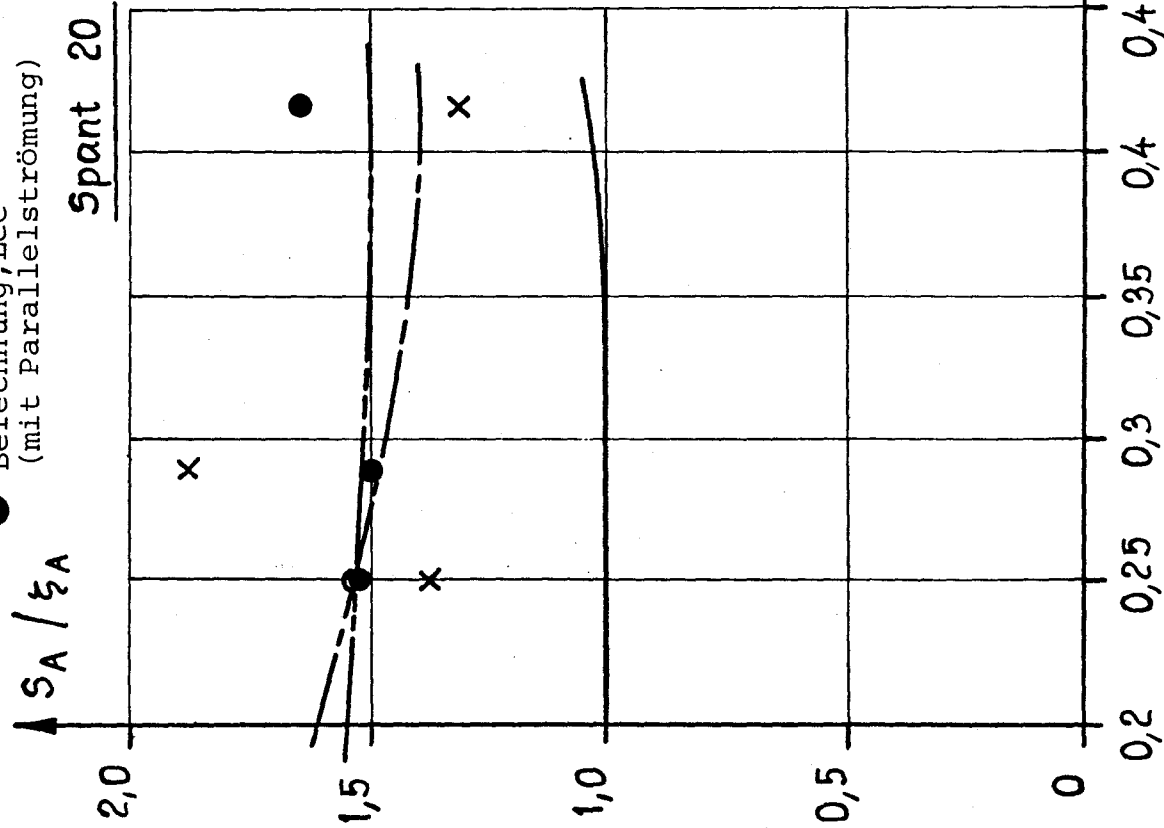
$FN = 0.2$
 $LAMDA/L = 0.25$

- Bild 18 -

Übertragungsfunktion der Relativbewegung bei $F_n = 0.20$

- X Messung, Blume
- O Berechnung, Lee (mit Doppelkörperströmung)
- Berechnung, Lee (mit Parallelströmung)

- Berechnung, Blume
- ohne Deformation
- - - mit Deformation I
- - - mit Deformation II



$L = 80 \text{ m}$
 $B = 14.5 \text{ m}$
 $T = 5.48 \text{ m}$
 $C_B = 0.813$

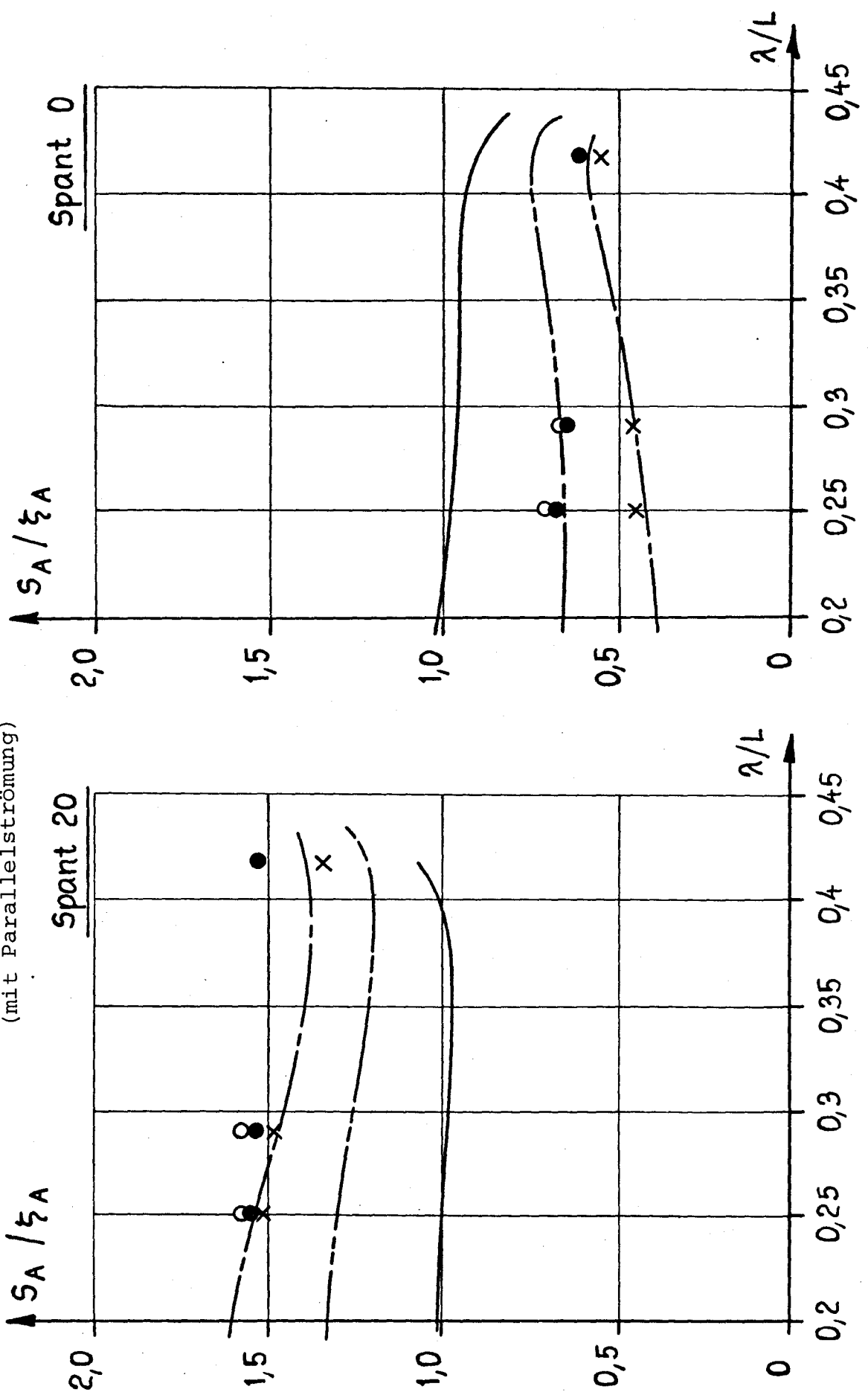
Übertragungsfunktion der Relativbewegung bei $F_n = 0.05$

Berechnung, Blume

- ohne Deformation
- - - mit Deformation I
- · - · - mit Deformation II

Messung, Blume

- Berechnung, Lee (mit Doppelkörperströmung)
- Berechnung, Lee (mit Parallelströmung)

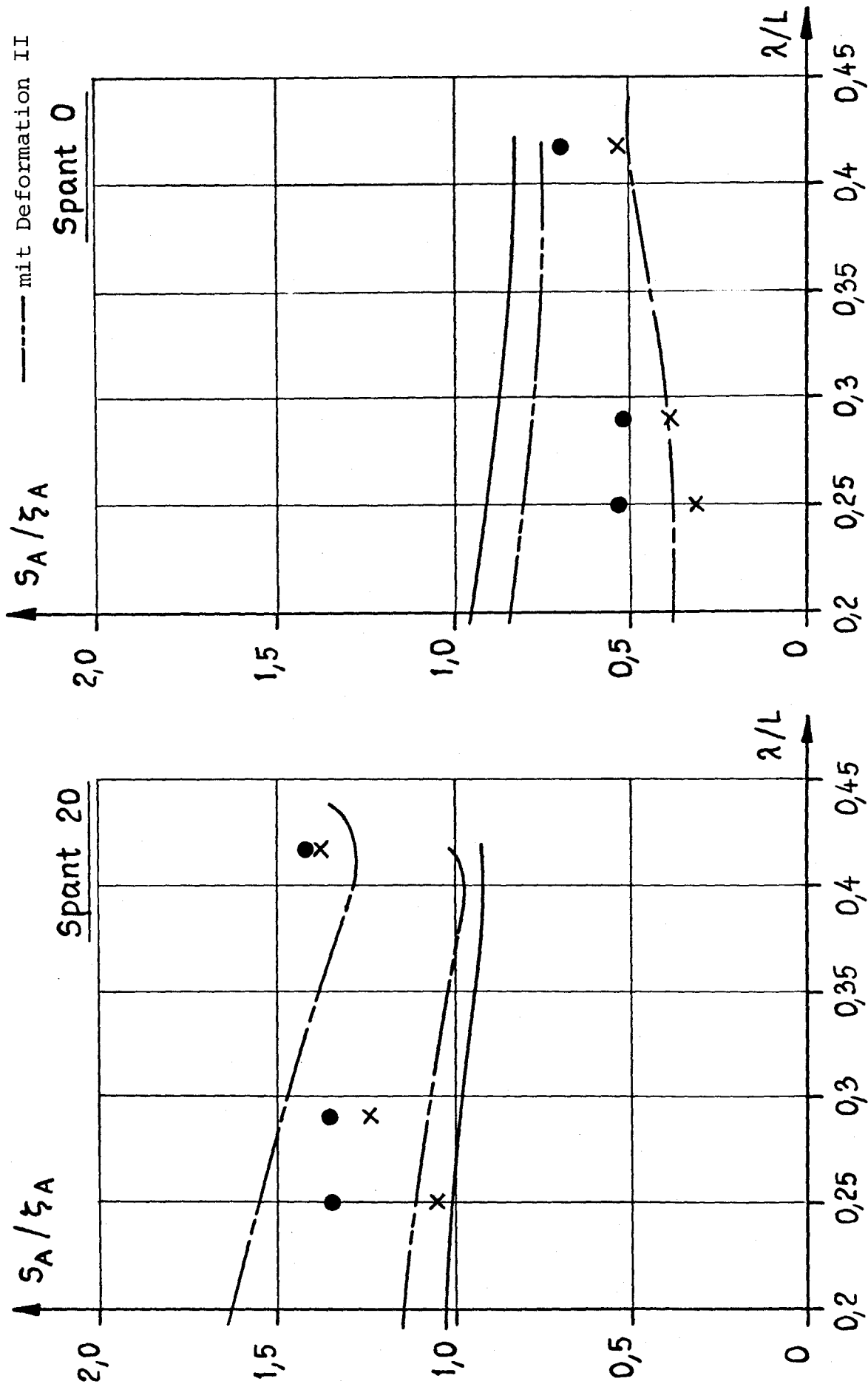


- Bild 20 -

Übertragungsfunktion der Relativbewegung bei $F_n = 0.0$

Berechnung, Blume
 — ohne Deformation
 - - - mit Deformation I
 - - - mit Deformation II

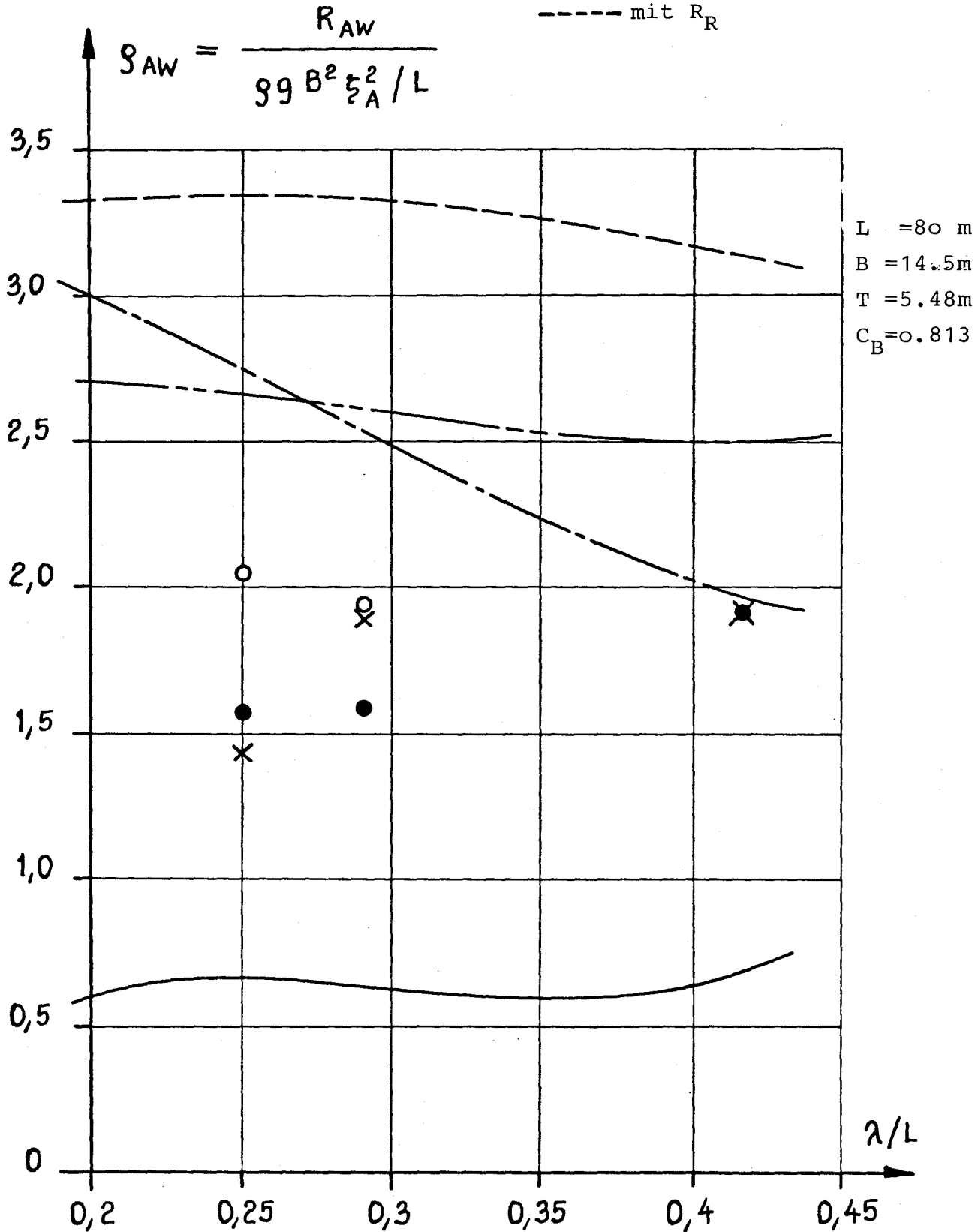
x Messung, Blume
 ● Berechnung, Lee
 (mit Parallelströmung)



-Bild 21 -

Übertragungsfunktion der mittleren Widerstandserhöhung

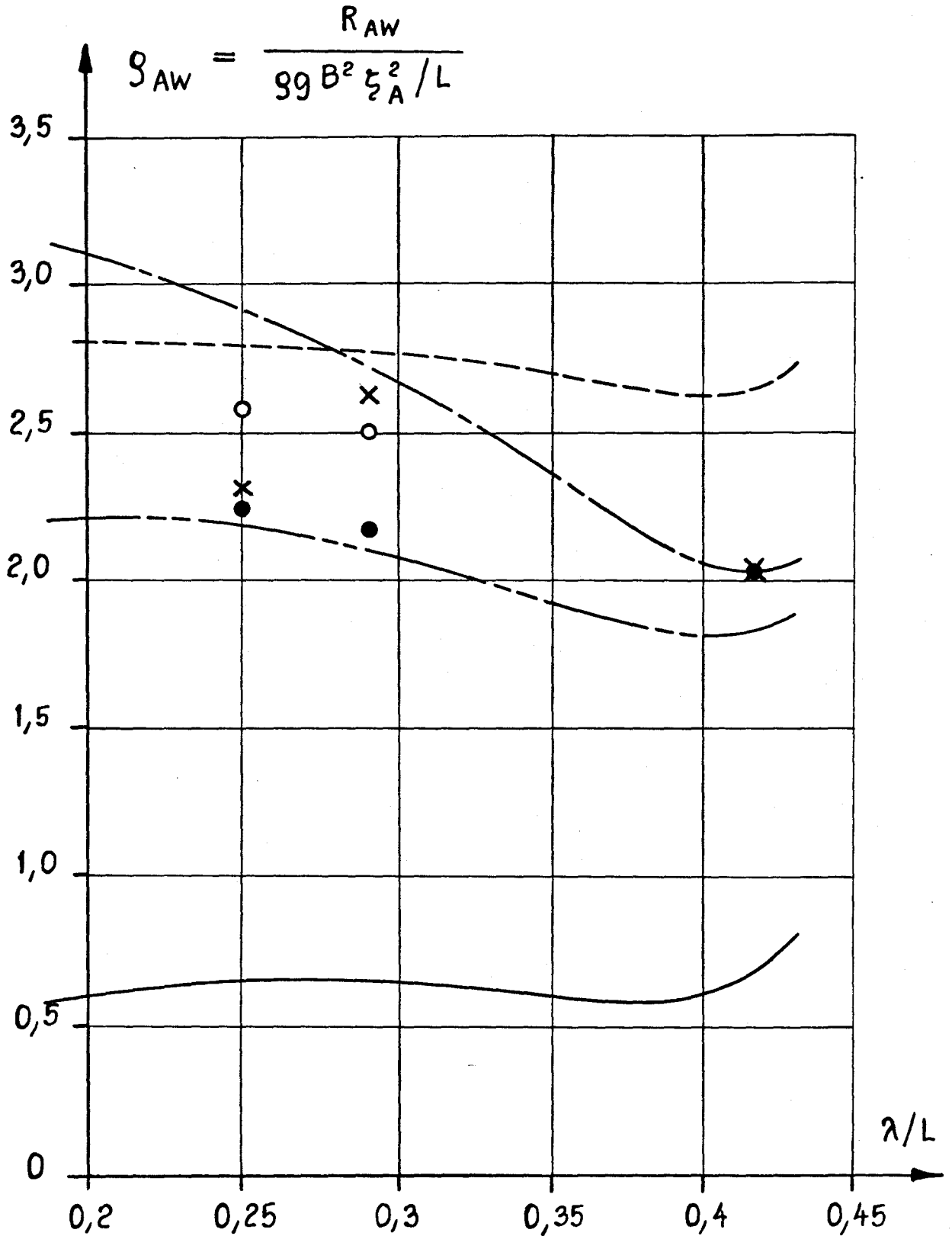
- | | |
|--|--|
| <ul style="list-style-type: none"> X Messung, Blume O Berechnung, Lee
(mit Doppelkörperströmung) ● Berechnung, Lee
(mit Parallelströmung) | <ul style="list-style-type: none"> Berechnung, Blume — ohne Deformation - - - mit Deformation I - · - mit Deformation II --- mit R_R |
|--|--|



$Fn = 0,2$

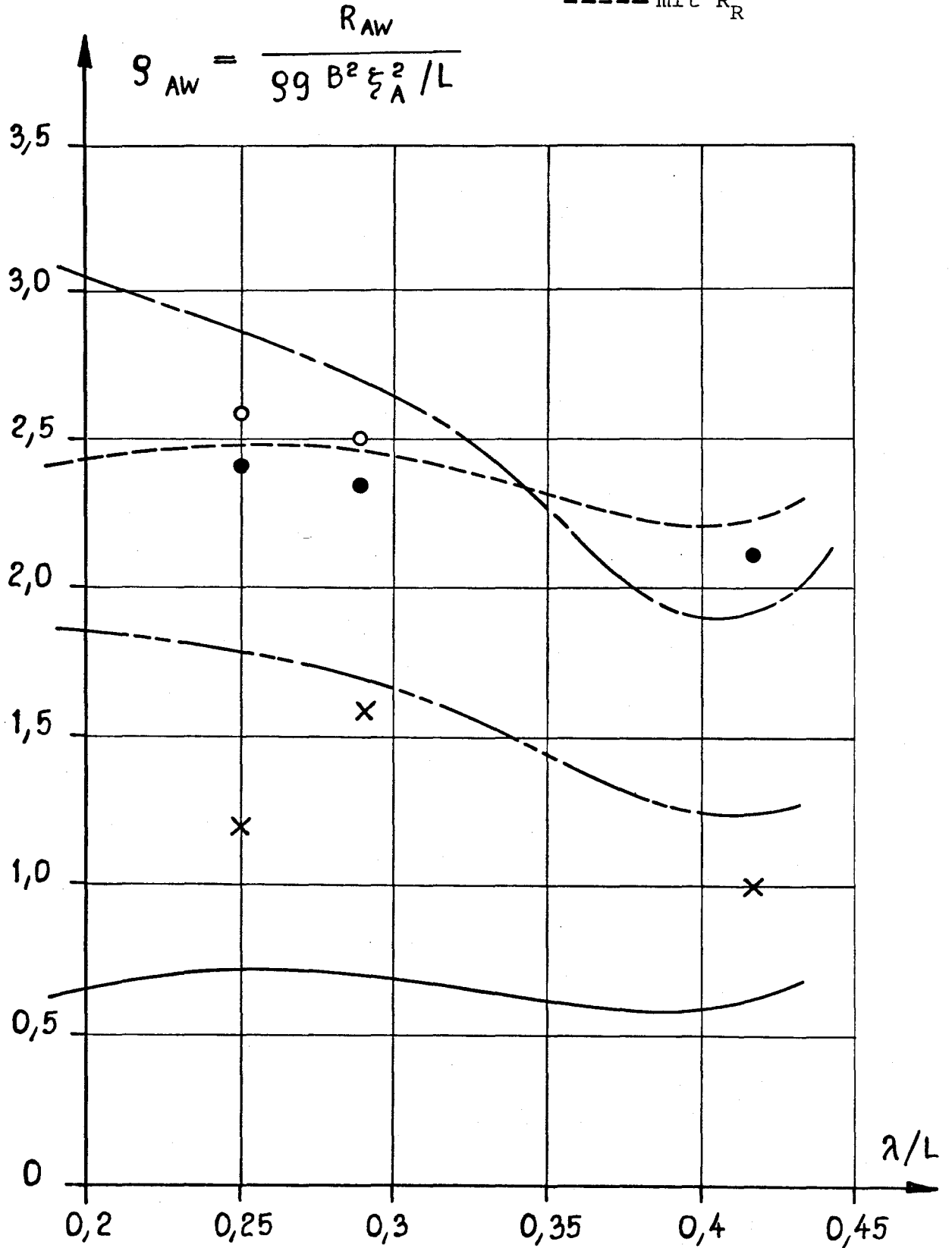
Übertragungsfunktion der mittleren Widerstandserhöhung

- | | |
|---|--------------------------|
| × Messung, Blume | Berechnung, Blume |
| ○ Berechnung, Lee
(mit Doppelkörperströmung) | — ohne Deformation |
| ● Berechnung, Lee
(mit Parallelströmung) | - - - mit Deformation I |
| | - - - mit Deformation II |
| | - - - mit R_R |



Übertragungsfunktion der mittleren Widerstandserhöhung

- | | |
|--|--|
| <ul style="list-style-type: none"> × Messung, Blume ○ Berechnung, Lee
(mit Doppelkörperströmung) ● Berechnung, Lee
(mit Parallelströmung) | <p>Berechnung, Blume</p> <ul style="list-style-type: none"> — ohne Deformation - - - mit Deformation I - - - mit Deformation II - - - mit R_R |
|--|--|



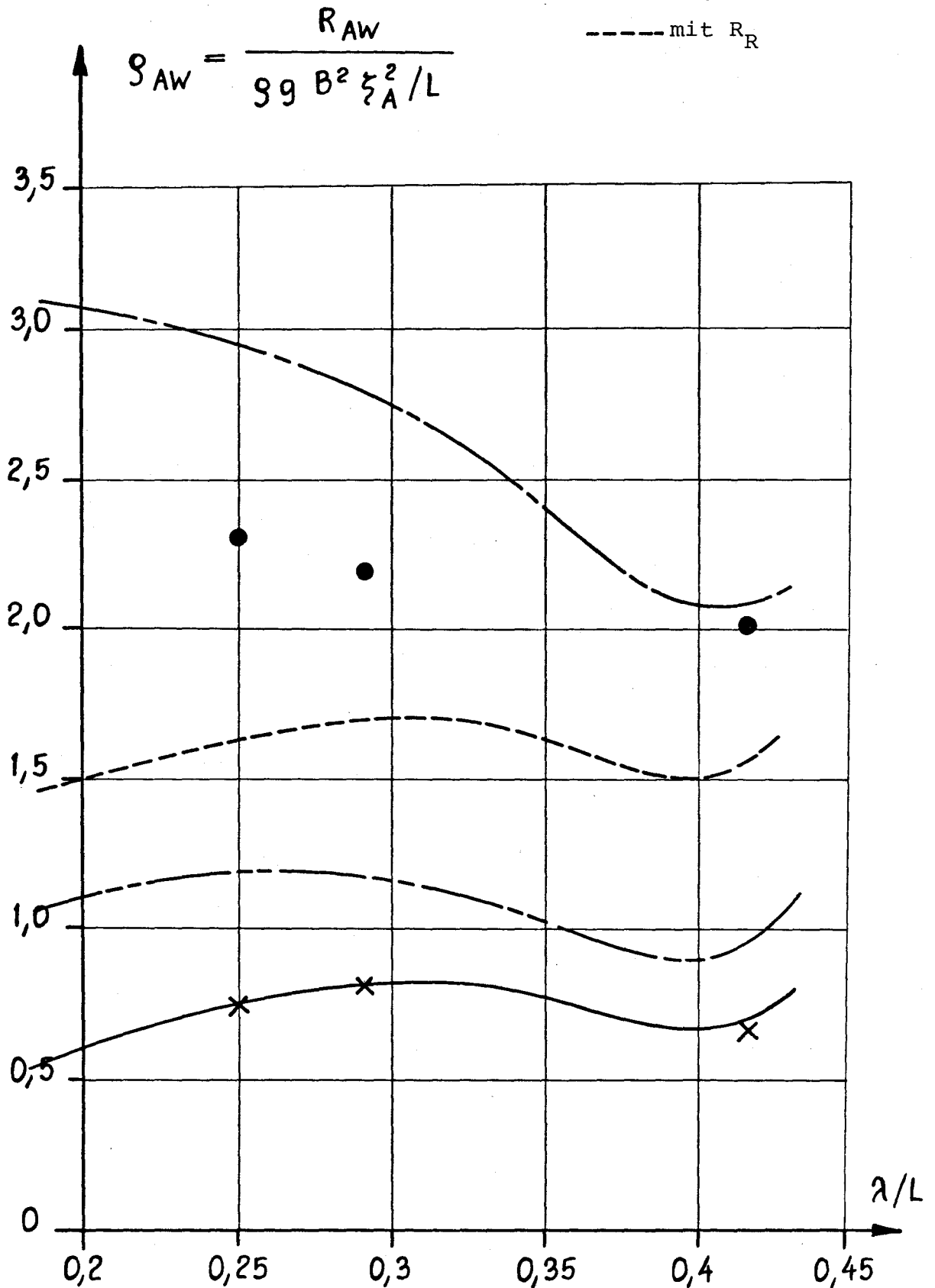
- Bild 24 -

$Fn = 0,05$

Übertragungsfunktion der mittleren Widerstandserhöhung

- × Messung, Blume
- Berechnung, Lee
(mit Parallelströmung)

- Berechnung, Blume
- ohne Deformation
 - - - mit Deformation I
 - - - mit Deformation II
 - - - mit R_R



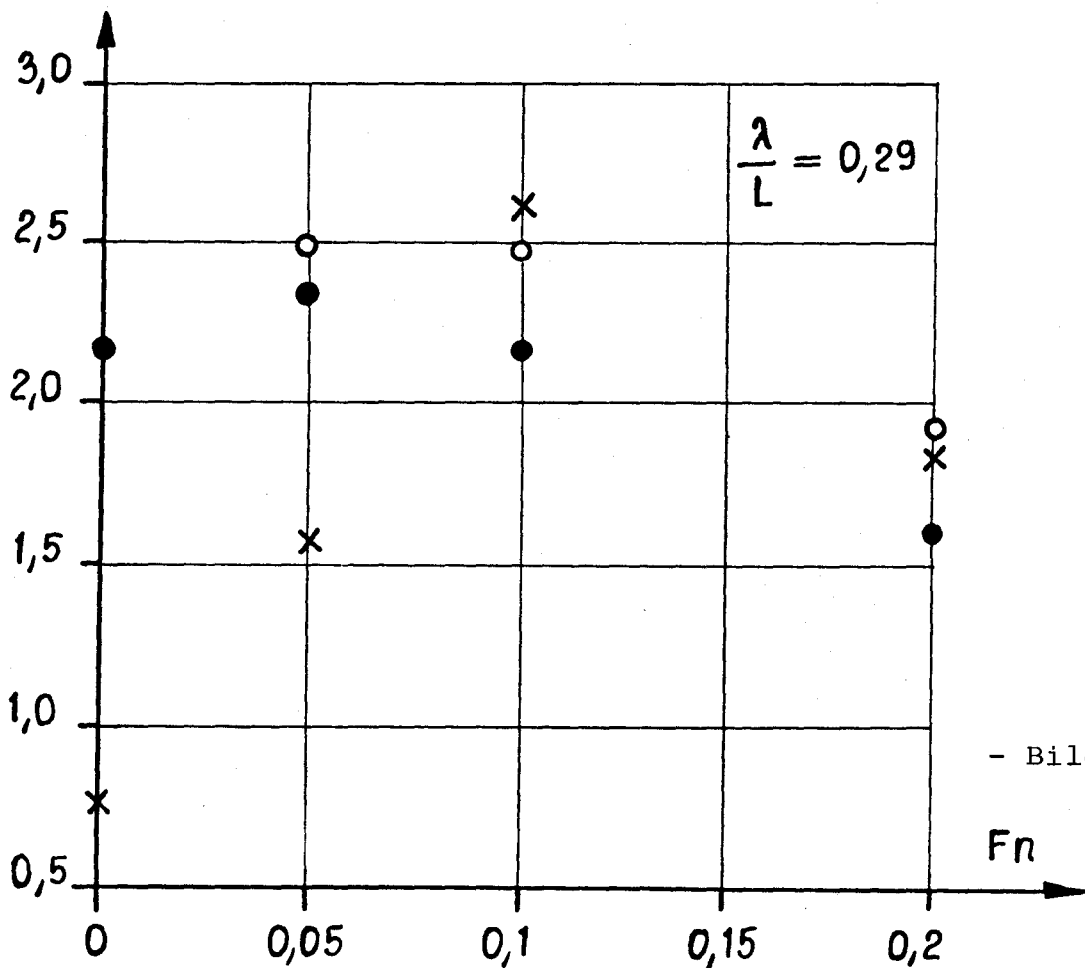
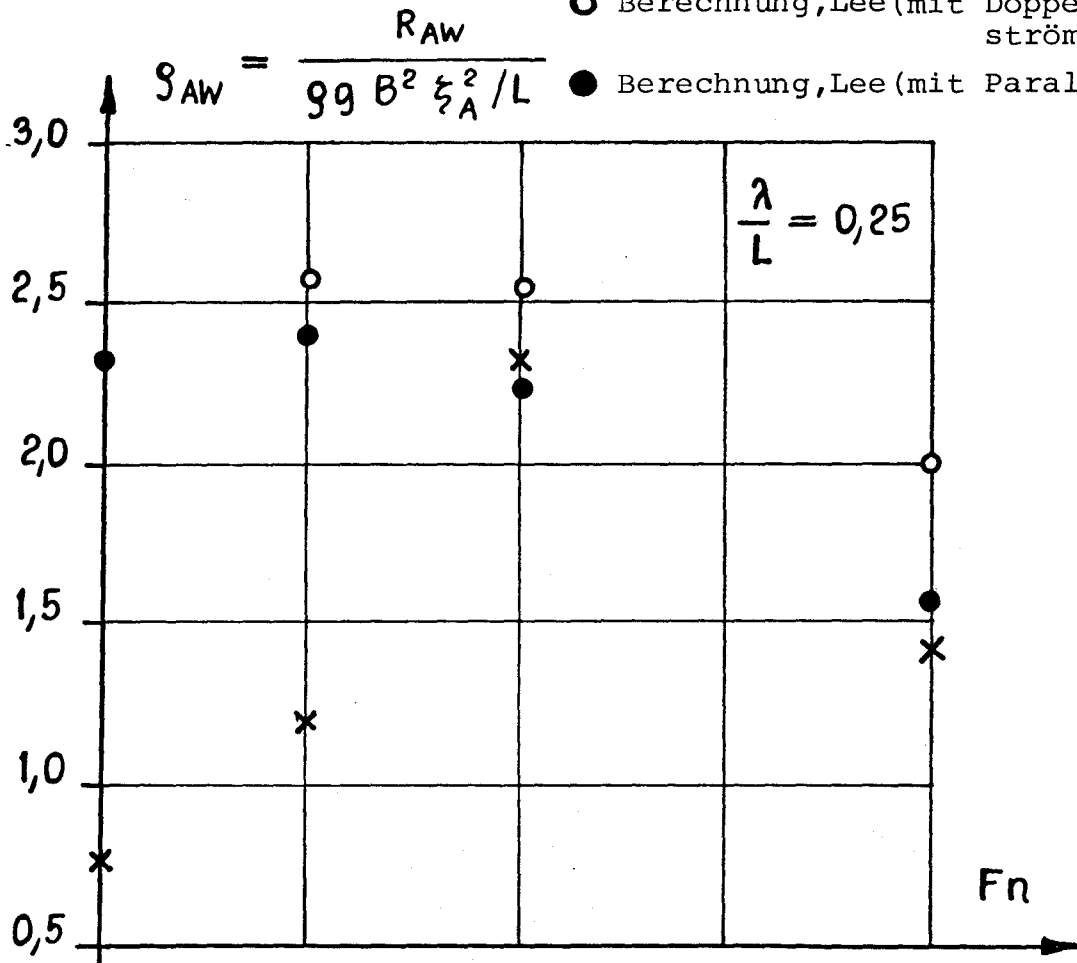
- Bild 25 - $Fn = 0$

Übertragungsfunktion der mittleren Widerstandserhöhung

× Messung, Blume

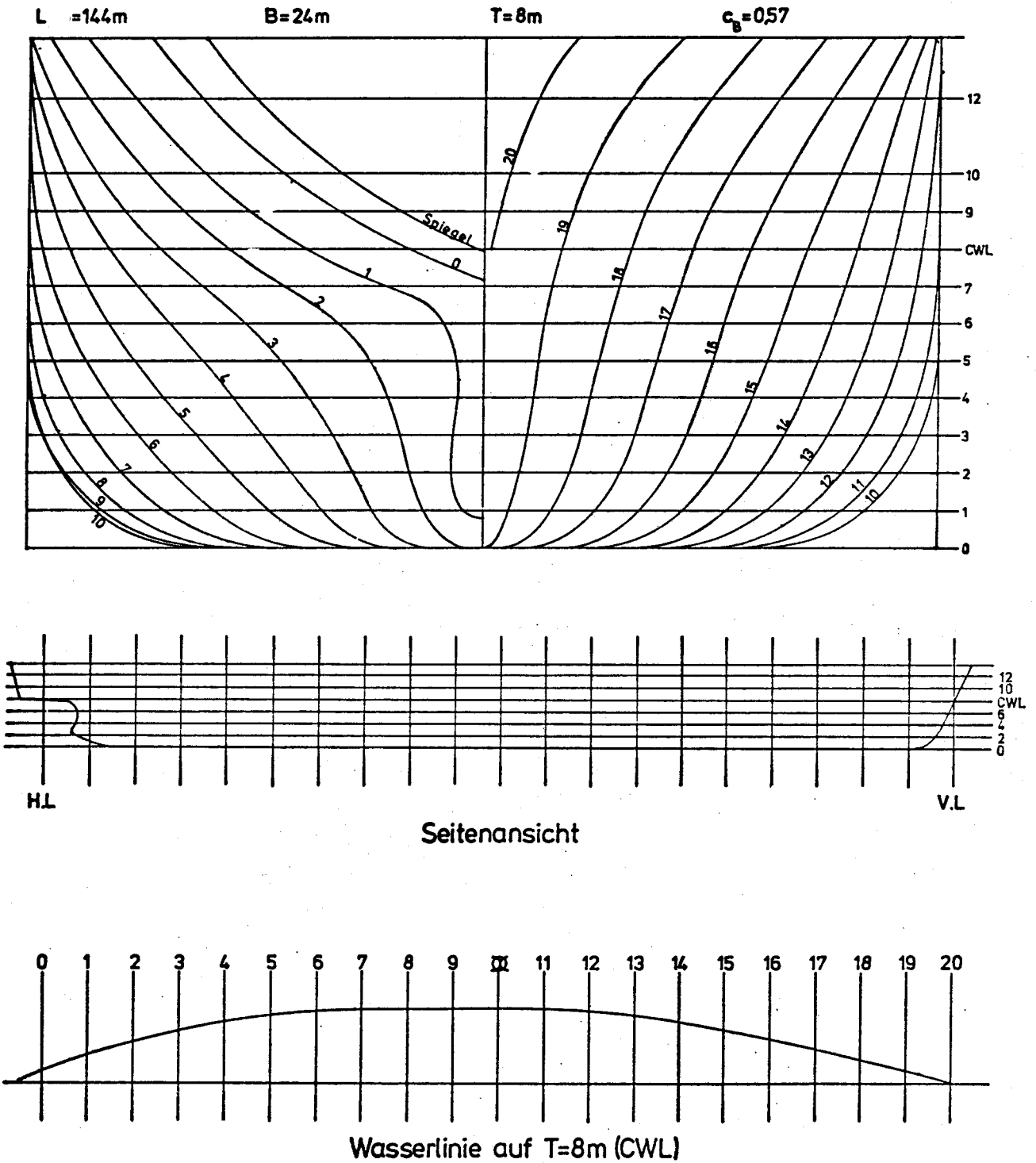
○ Berechnung, Lee (mit Doppelkörperströmung)

● Berechnung, Lee (mit Parallelströmung)



- Bild 26 -

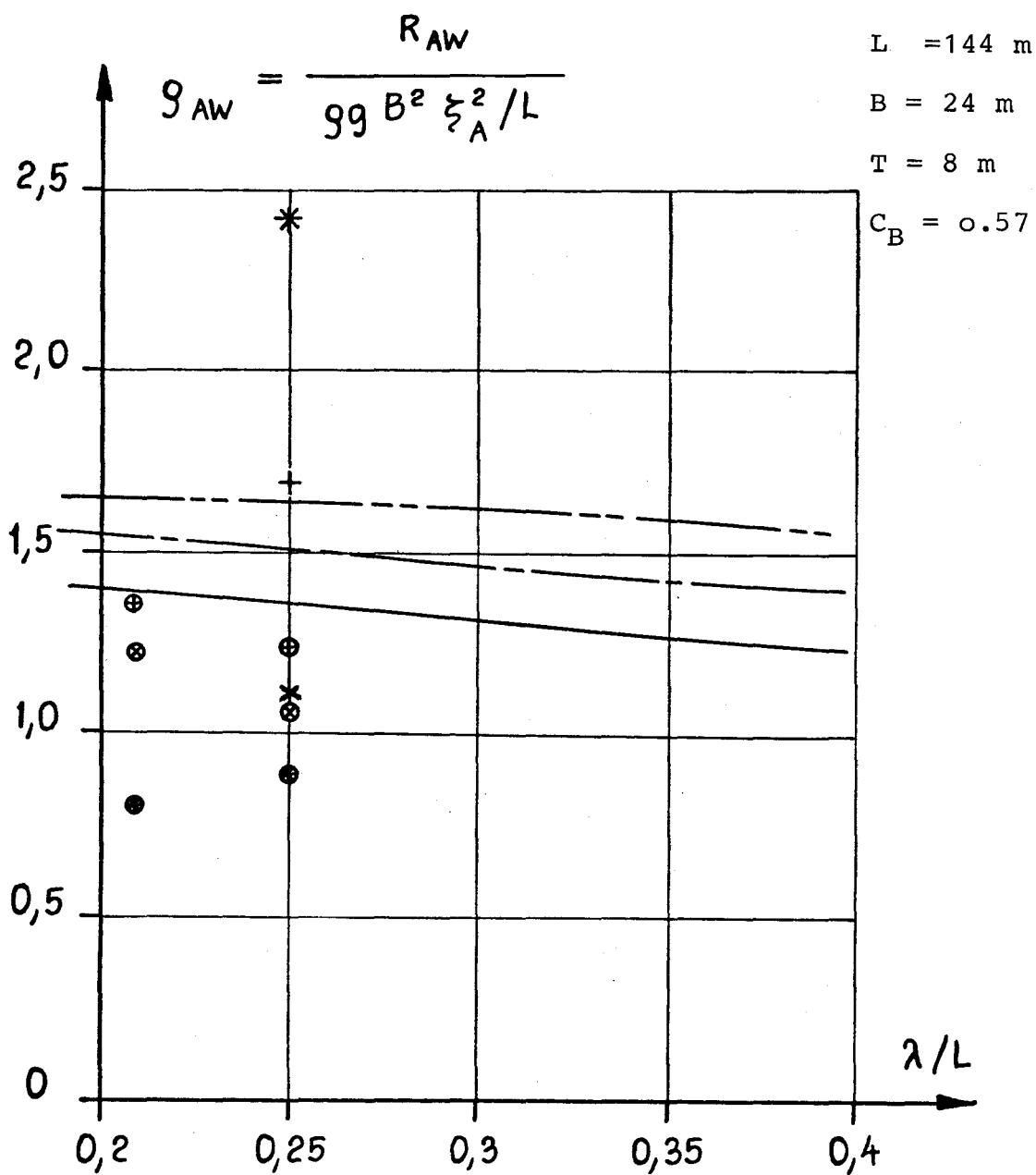
Spantriß des HSVA-Modells 2931-0001



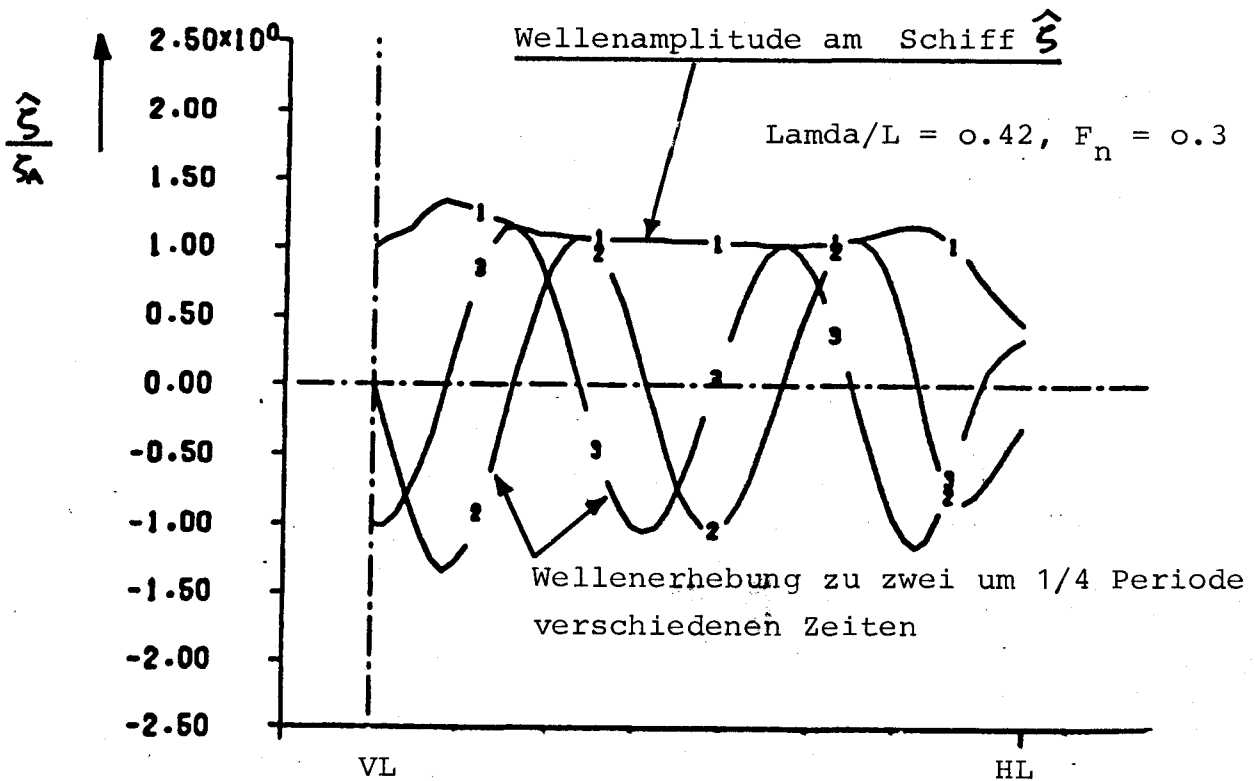
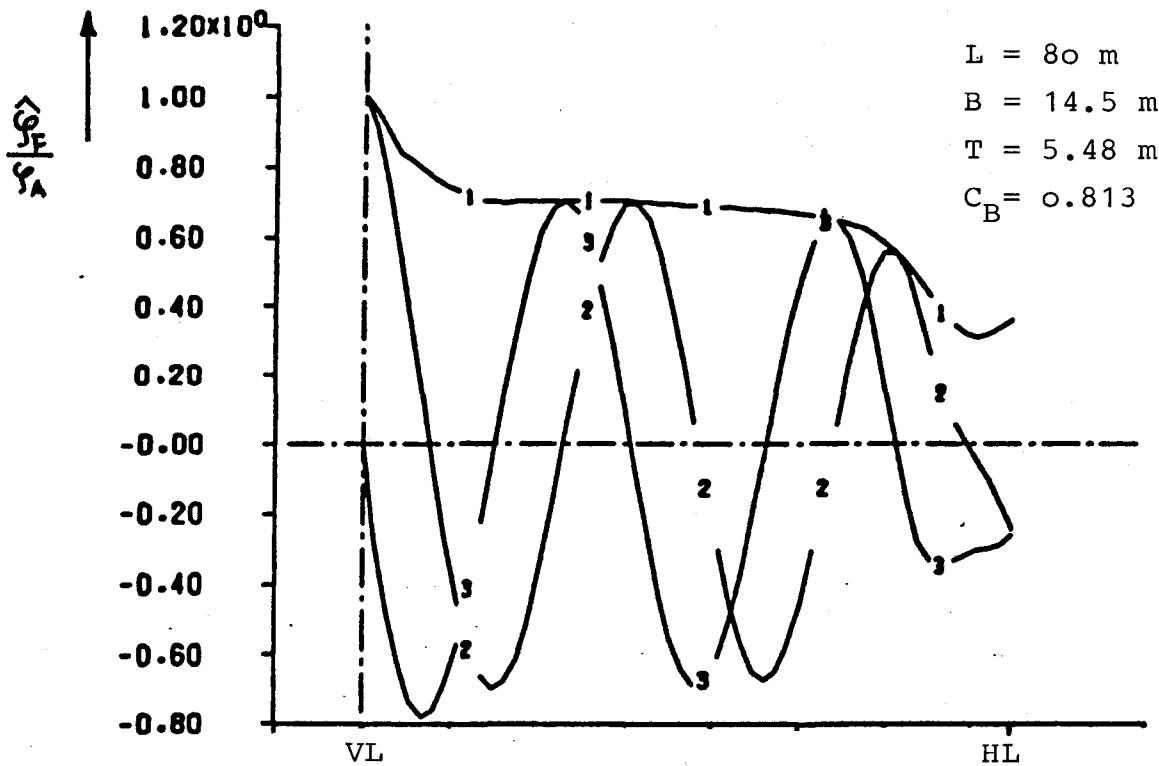
- Bild 27 -

Übertragungsfunktion der mittleren Widerstandserhöhung

Fn	Berechnung, Blume	Messung, Blume	Berechnung, Lee
0,15	—————	+	⊕
0,20	— · — · —	x	⊗
0,25	— · — · —	*	⊗



Äußeres Potential $\hat{\phi}_F$ am Schiff



Lebenslauf und Bildungsgang

- Angaben zur Person : Kyu-yeul Lee , geboren am 12.10.1947
in Pusan, Republic of Korea (Süd)
Eltern : Prof. Seung-geun Lee und
seine Ehefrau Nam-sun Lee, geb. Cho
- Schulbesuch : 1953 - 1959 Grundschule in Pusan
1959 - 1962 Mittelschule in Pusan
1962 - 1965 Oberschule in Pusan
- Studium : März 1965 - Feb. 1971:Seoul National University
Department of Naval Architecture Engineering,
im Fach Schiffbau
Abschluß mit Bachelor of Science in Engineering.
Okt. 1971 bis Jan. 1975:T.U.Hannover und
Institut für Schiffbau der Universität Hamburg
im Fach Schiffbau
Abschluß mit Diplom-Ingenieur
- Praktikanten-
tätigkeiten : 1965 - 1970:jeweils in der vorlesungsfreien
Zeit auf verschiedenen Werften in Pusan.
- Wehrdienst : 1967 - 1968:bei einer Pioneer Einheit in
Pusan.
- Berufliche
Tätigkeit : Jan. 1975 bis Nov. 1975:wissenschaftlicher
Mitarbeiter am Institut für Entwerfen von
Schiffen und Schiffstheorie
Nov. 1975 bis März 1982:wissenschaftlicher
Assistent am gleichen Institut
April 1982 bis heute:wissenschaftlicher
Mitarbeiter am gleichen Institut
- Familien-
verhältnisse : März 1974:Eheschließung mit Su-jung Lee
Jan. 1977:Geburt unserer Tochter Yeung-joo
August 1979:Geburt unseres Sohnes Hyung-lae
Mai 1981:Geburt unseres zweiten Sohnes
Hyung-myung