515 | Februar 1991

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Joachim Licht und Blazej Ochocinski

Untersuchungen neuartiger Schwimmkörper als Träger- und Arbeitsgeräte für Offshore-Operationen

TUHH
Technische Universität Hamburg-Harburg

Untersuchung neuartiger Schwimmkörper als Träger- und Arbeitsgeräte für Offshore-Operationen

Joachim Licht, Blazej Ochocinski, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1991

ISBN: 3-89220-515-9

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

http://www.tuhh.de/vss

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 515

Untersuchung neuartiger Schwimmkörper als Träger- und Arbeitsgeräte für Offshore-Operationen

von

Joachim Licht

und

Blazej Ochociński

Februar 1991

Die Arbeit entstand im Arbeitsbereich Meerestechnik I der Technischen Universität Hamburg-Harburg. Sie wurde finanziert von der Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen als Vorhaben AIF-7211

Inhalt

Liste der Symbole 6

1 Einleitung 9

2 Theoretische Grundlagen 14
2.1 Aufgabenstellung und Methoden der hydrodynamischen Analyse 14
2.2 Bewegungsgleichungen und Analyse des Seeverhaltens 24

3 Ergebnisse der Untersuchungen an neuartigen Schwimmkörpern ohne Stabilisierungssysteme 27
3.1 Michael-Tank-Konzept 29
3.2 Tandem-Hull-Konzept 35
3.3 BTMM-Konzept 41

4 Ergebnisse der Untersuchungen an neuartigen Schwimmkörpern mit passiven und aktiven Stabilisierungssystemen 47
4.1 Funktionsprinzip 47
4.2 Durchfluß der Luft zwischen zwei Druckkammern 54
4.3 Hydrostatische Analyse 63
4.4 Analyse des Bewegungsverhaltens 73

5 Bewertung der untersuchten Entwürfe und weitergehende Variationen 89

6 Bewertung der Ergebnisse 90

Danksagung 91

Literatur 92

Liste der Symbole

$A\,(A_\nu)$		Querschnittsfläche (an der Stelle ν)
$A_B(t)$		Öffnungsquerschnitt des Regelelements
A_{B2}, A_{B3}		Bezugsflächen
A_{WL}		Wasserlinienfläche
a		Abstand der Seitenkammern von der Oxz - Ebene
a_{jk}, b_{jk}	$j,k = 1,2,\cdots,6$	hydrodynamische Massen und Dämpfungskoeffizienten
$a_\nu, a_\nu^*, b_\nu, b_\nu^*$		Druckverlustkoeffizienten an der Einbaustelle ν
b, b_P		Breiten der zusätzlichen Auftriebsvolumina
b_L, b_Q		Rolldämpfungskoeffizienten nach Blume
C_1, C_2		Konstanten der Zustandsgleichungen
c_{D2}, c_{D3}		Widerstandsbeiwerte
c_{Hjk}	$j,k = 1,2,\cdots,6$	effektive hydrostatische Rückstellkoeffizienten
c_{Mjk}	$j,k = 1,2,\cdots,6$	Rückstellkoeffizienten des Verankerungssystems
c_p		isobare Wärmekapazität
d		Wassertiefe
e		Abstand der zusätzlichen Auftriebsvolumina vom Schwimmkörper
$\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$		Einheitsvektoren der globalen Koordinatenachsen
F_{Dj}	$j = 1,2,\cdots,6$	Dämpfungskräfte und -momente
$F_{Ej}\ (F_{Ej}^{(1)}, F_{Ej}^{(2)})$	$j = 1,2,\cdots,6$	Erregungskräfte und -momente (1. und 2. Ordnung)
$\widehat{F}_{Ej}^{(1)}$	$j = 1,2,\cdots,6$	komplexe Amplituden von $F_{Ej}^{(1)}$
$F_{E0j}^{(2)}$	$j = 1,2,\cdots,6$	mittlere Driftkräfte und -momente
F_{Hj}	$j = 1,2,\cdots,6$	effektive hydrostatische Rückstellkräfte und -momente
F_{Mj}	$j = 1,2,\cdots,6$	Rückstellkräfte und -momente von der Verankerung
Fn		Froudezahl
F_{Rj}	$j = 1,2,\cdots,6$	hydrodynamische Reaktionskräfte und -momente
G		Massenschwerpunkt
$G(x,y,z,\xi,\eta,\zeta)$		Green'sche Einflußfunktion
$\overline{GZ}$		aufrichtender Hebelarm
g		Erdbeschleunigung
H		Seitenhöhe der Barge
H_K		Höhenlage der Verbindungsleitungen über den Seitenkammern
H_W		Wellenhöhe
h		Höhe der Seitenkammern
h_{10}, h_{20}, h_3		Höhen des Ersatzsystems in Abb. 4.2.1
I_{WLxx}, I_{WLyy}		Wasserlinienträgheitsmomente
$I_{xx}, I_{yy}, I_{zz}, I_{xy}, I_{yz}, I_{zx}$		Massenträgheitsmomente
K_{jk}	$j,k = 1,2,\cdots,6$	Retardationsfunktionen
k		Wellenzahl
L		Länge der Barge
l_P		Länge des zusätzlichen Auftriebsvolumens
Ma		Machzahl
M_{BK}, M_{B1}, M_{B2}		hydrostatische Rückstellmomente des Schwimmkörpers und der Seitenkammern
M_G		Gewichtsmoment
m		Masse

m_B		Masse der Barge
m_L		Masse der Luft
m_{jk}	$j,k = 1,2,\cdots,6$	Elemente der Trägheitsmatrix
n		Polytropenexponent
n_K		Anzahl der Verbindungsleitungen
n_P		Anzahl der Wellenperioden für die Einschwingphase
n_j	$j = 1,2,\cdots,6$	generalisierte Richtungscosinus
$\vec{n}$		Flächennormalenvektor
$Oxyz$		mitbewegtes Bezugssystem
$O'\xi\eta\zeta$		Inertialsystem
p		hydrodynamischer Druck
p_A		Atmosphärendruck
p_L		Luftdruck
$Q_j(\xi,\eta,\zeta)$	$j = 1,2,\cdots,6$	Singularitätendichte an der Stelle (ξ,η,ζ)
R		spezifische Gaskonstante
r		Radius
$r(t)$		Reduktionsfunktion
S_0		benetzte Oberfläche
s_{4res}		Rollamplitude im Resonanzbereich
s_{4stat}/s_{4res}		reziproke Vergrößerungsfunktion der Rollbewegung
$s_j, \dot{s}_j, \ddot{s}_j$	$j = 1,2,\cdots,6$	Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung in Richtung j
$\hat{s}_j, \hat{\dot{s}}_j, \hat{\ddot{s}}_j$	$j = 1,2,\cdots,6$	komplexe Amplituden von $s_j, \dot{s}_j, \ddot{s}_j$
$\dot{s}_{B2j}, \dot{s}_{B3j}$	$j = 2,3$	Geschwindigkeitskomponenten der Bezugspunkte B_2 und B_3
$T\,(T_0)$		Tiefgang (Anfangstiefgang) der Barge
T_L		Lufttemperatur
T_W		Wellenperiode
$t\,(t_0)$		Zeit (Anfangszeit)
V_K		Auftriebsvolumen der Barge
V_L		Luftvolumen
V_1^*, V_2^*		Auftriebsvolumina der Luft
$v\,(v_\nu)$		Strömungsgeschwindigkeit (an der Stelle ν)
v_{B2j}, v_{B3j}	$j = 2,3$	Strömungsgeschwindigkeiten an den Bezugspunkten B_2 und B_3
y_F, z_F		Koordinaten des Auftriebsschwerpunktes
z_{B2}, z_{B3}		z - Koordinaten der Bezugspunkte B_2 und B_3
z_G		z - Koordinate des Massenschwerpunktes
α		Wellenanlaufwinkel
$\alpha\left(\frac{A_K}{A}\right), \psi\left(\frac{A_B}{A_K}\right)$		Querschnittsfunktionen
λ		Wellenlänge
ζ		Wellenerhebung
$\zeta_0, \zeta_1, \zeta_2$		Globale ζ - Koordinaten der Trennflächen
ζ_ν		Druckverlustzahl an der Einbaustelle ν
ρ		Wasserdichte
$\rho_L\,(\rho_{L\nu})$		Luftdichte (hinter der Einbaustelle ν)
$\phi, \phi_S, \phi_j, \varphi_j$	$j = 0,1,\cdots,7$	Potentiale

ω	Wellenkreisfrequenz
ω_{04}	Resonanzfrequenz der Rollbewegung
∇	Verdrängungsvolumen
i	imaginäre Einheit $i = \sqrt{-1}$
e	Euler-Konstante
π	π-Zahl
$Re\{\ldots\}$	Realteil-Operator
$Im\{\ldots\}$	Imaginärteil-Operator
$\sum$	Summationszeichen
Δ	Nabla-Operator
$\{\ldots\}$	Spaltenvektor
$[\ldots]$	Matrix

1 Einleitung

Seit Beginn der 80er Jahre werden verschiedene Aspekte des Entwurfs von Schwimmkörpern untersucht, die unter Beibehaltung der Vorteile konventioneller Spezialschiffe oder Bargen für Offshore-Operationen, wie z.B. hohes Verhältnis von Nutzlast zu Tragfähigkeit, große Decksfläche oder geringe Investitionskosten, ein günstigeres Seeverhalten als letztere aufweisen. Durch gezielte Änderungen des Unterwasserkörpers durch An- oder Umbauten sowie durch die Anwendung passiver oder aktiver Stabilisierungssysteme können die Auslenkungen des Schwimmkörpers infolge instationärer Umweltlasten soweit reduziert werden, daß sein Seeverhalten mit dem eines Halbtauchers vergleichbar ist.

Die verschiedenen Konzepte waren am Beginn des Forschungsvorhabens nur einzeln und oft nicht vollständig untersucht und bewertet worden. Das Ziel des Vorhabens lag darin, geeignete Berechnungsverfahren zu entwickeln und anzuwenden, um auf Grund der Ergebnisse systematischer Untersuchungen mehrere neuartige Schwimmkörper nach den Entwurfskriterien: Seeverhalten, Verhältnis Nutzlast zu Tragfähigkeit, verfügbare Decksfläche und Investitionskosten bewerten zu können. Bei den untersuchten Konzepten handelte sich vor allem um solche, die als neuartige Kranschiffe, Träger verfahrenstechnischer Anlagen sowie Arbeitsplattformen eingesetzt werden können. Die verschiedenen Einsatzmöglichkeiten zeigen Abb. 1.1 und 1.2.

Das Forschungsvorhaben umfaßte folgende Aufgabenbereiche:

- Festlegung der Entwurfsparameter für die zu untersuchenden Schwimmkörper anhand definierter Aufgabenstellungen,
- Aufstellung der Berechnungsverfahren sowie Durchführung der hydromechanischen Analyse und der Analyse des Seeverhaltens für vier ausgewählte Konzepte,
- Vorentwurfsanalysen für zwei Anwendungsfälle: Kranschiff und schwimmende Produktionsanlage,
- Bewertung der Entwürfe und weitergehende Variationen,
- Dokumentation und Empfehlungen.

Die vier untersuchten Konzepte sind in Abb. 1.3 zusammengestellt; sie sind durch folgende Hauptmerkmale gekennzeichnet:

- Michael-Tank-Konzept: Verbreiterung im unteren Bereich des Unterwasserkörpers und Verkleinerung der Wasserlinienfläche unter Beibehaltung der Verdrängung eines konventionellen Prototyps,
- Tandem-Hull-Konzept: Aufhängung eines zusätzlichen Pontons unter dem Boden eines konventionellen Schiffes oder einer Barge,
- BTMM-Konzept: Anbringung ausfahrbarer Platten am Boden einer konventionellen Barge,

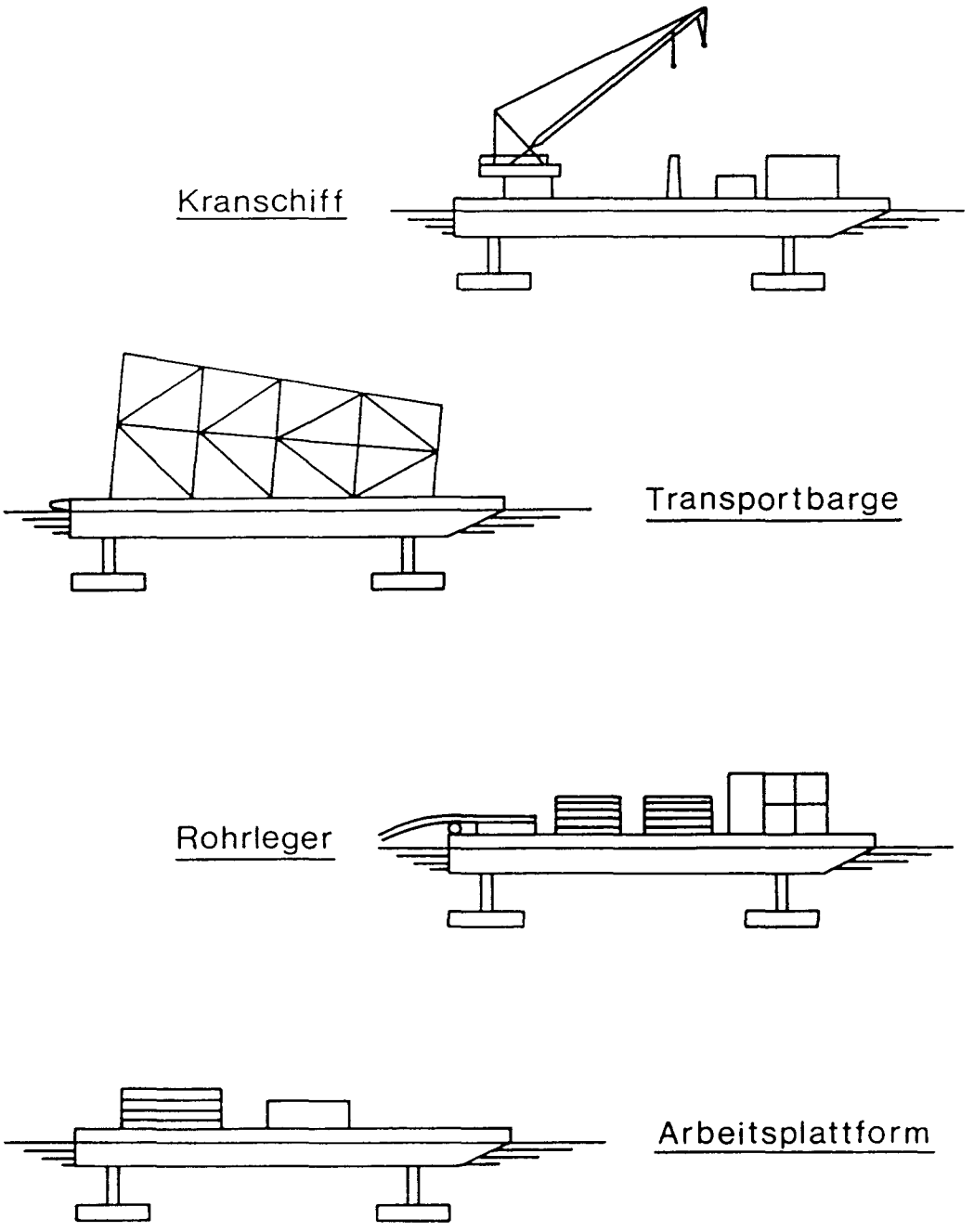


Abb. 1.1 Einige Einsatzmöglichkeiten für neuartige Schwimmkörper

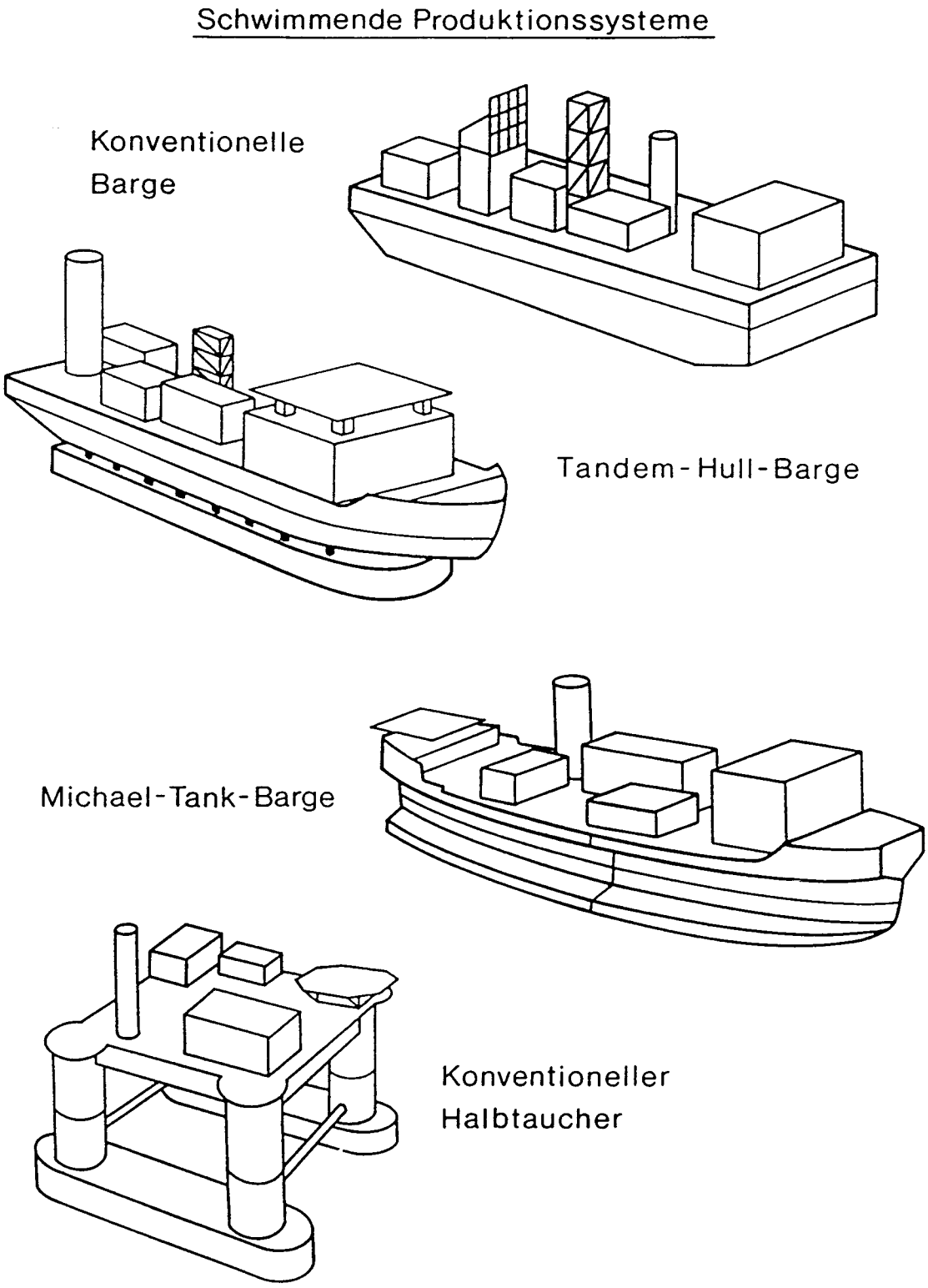


Abb. 1.2 Neuartige Schwimmkörper als Träger schwimmender Produktionssysteme

- Seitenkammer-Konzept: Anbringung nach unten offener und mit komprimierter Luft gefüllter Kammern an beiden Seiten des Schwimmkörpers.

Alle vier Konzepte lassen sich durch Umbau vorhandener konventioneller Schiffe oder Bargen realisieren; die Investitionskosten sind hierbei gering gegenüber den Neubaukosten eines Systems mit vergleichbaren Eigenschaften.

Die Untersuchungen an den ersten drei Konzepten umfaßten im wesentlichen die hydrodynamische Analyse und die Berechnungen des Seeverhaltens und wurden von J. Licht durchgeführt. Für das vierte Konzept wurde ein spezielles nichtlineares Berechnungsverfahren zur Simulation des Bewegungsverhaltens unter der Berücksichtigung der pneumatischen Kopplung zwischen dem umgebenden Wasser, der kompressiblen Luft in den Seitenkammern und dem Schwimmkörper entwickelt. Dieser Teil der Untersuchungen sowie die zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse des Vorhabens wurden von B. Ochociński unter der Mitwirkung von W. Zeevaert bearbeitet.

Die numerischen Berechnungen wurden zuerst an den CDC-Großrechnern Cyber 205 und Cyber 860 des Max-Planck-Instituts für Meteorologie in Hamburg sowie an der Convex-C1 XP der Technischen Universität Hamburg-Harburg durchgeführt. Die Berechnungsverfahren konnten ferner an der Workstation Sun 3/80 des Arbeitsbereichs Meerestechnik I der TUHH implementiert und im Hinblick auf ihre Anwendung in der Entwurfspraxis weiter entwickelt werden.

In diesem Bericht werden die wichtigsten Ergebnisse beispielhaft dargestellt, wobei die Betonung auf die Probleme gelegt wird, die für die neuartigen Konzepte spezifisch sind. Die typischen Aspekte der Analyse schwimmender Offshore-Systeme sind in der Fachliteratur enthalten, auf die im Text verwiesen wird. Die Literaturstellen werden in einer Liste am Ende des Berichts angegeben.

In Abschnitt 2 werden die theoretischen Grundlagen der hydrodynamischen Analyse und der Anlyse des Seeverhaltens dargestellt, die für alle vier Konzepte gemeinsam sind.

In Abschnitt 3 wird über die Untersuchungen an den drei ersten Konzepten berichtet. Als Bezugsschwimmkörper wird jeweils eine konventionelle Barge äquivalenter Verdrängung betrachtet.

Abschnitt 4 ist dem Seitenkammer-Konzept gewidmet. Neben den Ergebnissen der statischen und dynamischen Analyse des Seeverhaltens wird das theoretische Modell ausführlicher dargestellt, da bisher sehr wenige vergleichbare Beispiele veröffentlicht worden sind.

In Abschnitt 5 werden die untersuchten Entwürfe in Hinblick auf praktische Anwendungen bewertet, wobei auf weitere Variationen, die als Kombinationen zweier Konzepte denkbar sind, hingewiesen wird.

Eine allgemeine Bewertung der Ergebnisse wird in Abschnitt 6 vorgenommen. Der Abschnitt endet mit einigen Empfehlungen an die Entwurfspraxis.

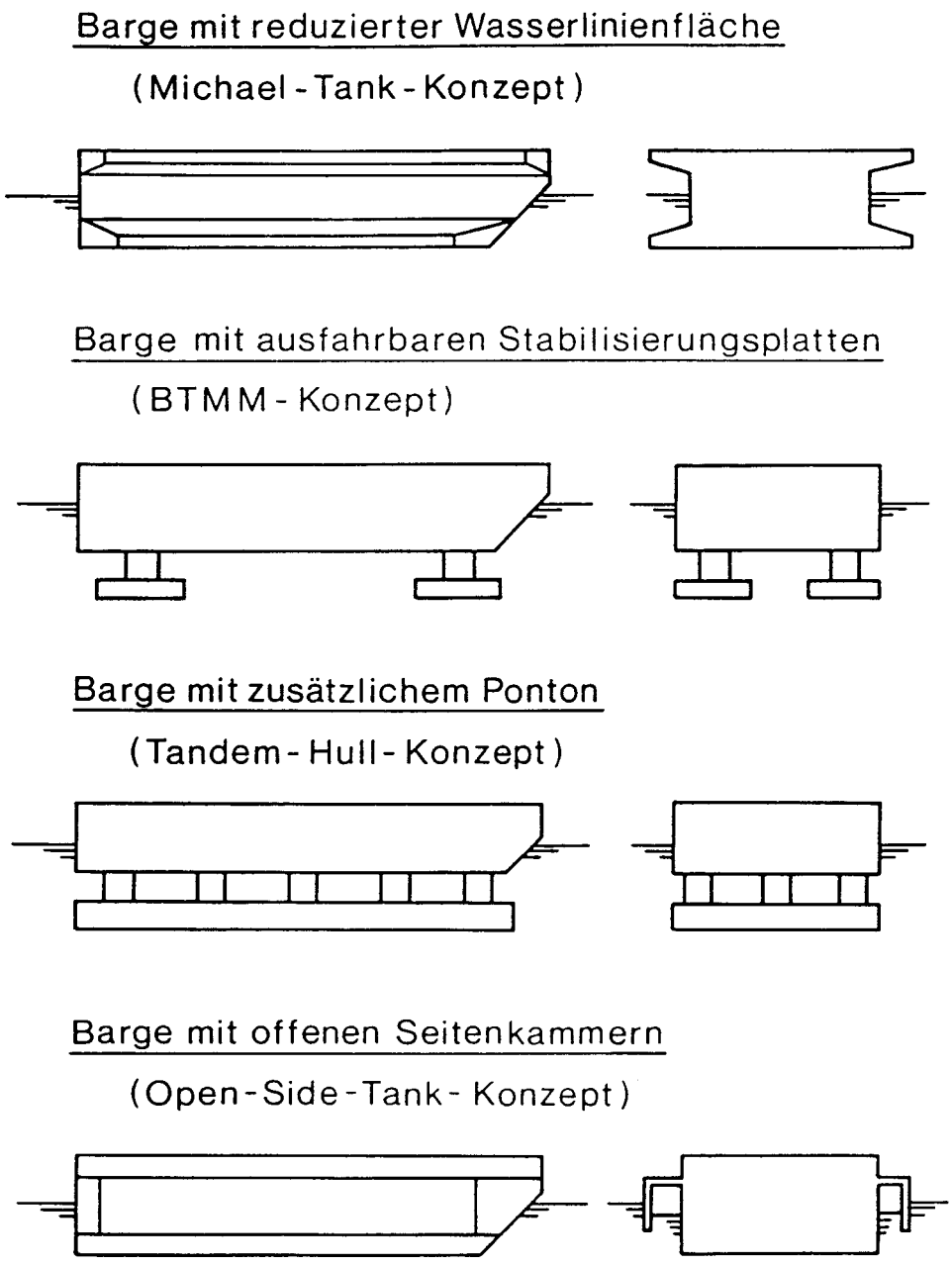


Abb. 1.3 Untersuchte Konzepte

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Aufgabenstellung und Methoden der hydrodynamischen Analyse

Die zuverlässige hydrodynamische Analyse ist eine entscheidende Voraussetzung für die sichere und wirtschaftliche Auslegung und Bemessung des Schwimmkörpers selbst sowie aller Komponenten des auf dem Schwimmkörper installierten Systems.

Die neuartigen Schwimmkörper stellen in der Regel kompakte Strukturen dar, die in guter Näherung mit Hilfe potentialtheoretischer Verfahren behandelt werden können. Alle zähigkeitsbedingten, hydrodynamischen Effekte sowie die stationäre Strömung werden hierbei außer acht gelassen. Hauptaufgabe ist die Lösung des Randwertproblems für das Geschwindigkeitspotential des durch die Körperbewegungen und Diffraktion in harmonischen Wellen induzierten Strömungsfeldes. Mit Hilfe dieses Potentials können ferner die hydrodynamischen Kräfte und Momente sowie die Verteilung des hydrodynamischen Drucks über der benetzten Oberfläche ermittelt werden.

Abb. 2.1.1 zeigt den Tandem-Hull-Schwimmkörper mit den angenommenen Bezugssystemen und mit der Bezeichnung der Freiheitsgrade für die hydrodynamische Analyse und für die Analyse des Seeverhaltens. Die Definitionen und die getroffenen Annahmen gelten analog für die übrigen drei Konzepte.

Zunächst wird der Schwimmkörper wie ein Starrkörper betrachtet. Der Ursprung des globalen Inertialsystems $O'\xi\eta\zeta$ liegt in der Mitte der Wasserlinienfläche. Der Wellenanlaufwinkel α wird im mathematisch positiven Drehsinn von der globalen ξ-Achse aus gemessen. Die Zahlen 1, 2 und 3 kennzeichnen die Längs-, Quer- und Tauchbewegung, die Zahlen 4, 5 und 6 die Roll-, Stampf- und Gierbewegung des Schwimmkörpers. Außerdem wird ein zweites Koordinatensystem $Oxyz$ benötigt, das die Starrkörperbewegung mitmacht und in der statischen Gleichgewichtslage mit dem Inertialsystem $O'\xi\eta\zeta$ zusammenfällt.

Die umgebende Flüssigkeit wird als reibungsfrei, inkompressibel und homogen angenommen. Außerdem wird hier die Annahme getroffen, daß das Wasser nur in der Tiefe begrenzt ist.

Für alle Schwimmkörper wurde ausschließlich das linearisierte Randwertproblem für das Geschwindigkeitspotential des Strömungsfeldes untersucht. Das heißt, daß sowohl die Amplitude der erregenden Welle als auch die der Antwort (Bewegungen des Körpers) als klein im Vergleich zur Wellenlänge betrachtet werden.

Das linearisierte Problem für einen schwimmenden Körper kann in die Teilprobleme der Diffraktion und der Abstrahlung aufgespalten werden. Die Überlagerung der beiden Lösungen führt zu der potentialtheoretischen Gesamtlösung für den betrachteten Schwimmkörper und den ihn umgebenden Flüssigkeitsraum.

Das komplexe Geschwindigkeitspotential des durch die Präsenz des Schwimmkörpers in der Welle entstehenden Strömungsfeldes läßt sich als die Summe von zwei Anteilen

$$\phi(x,y,z,t) = \phi_0(x,y,z,t) + \phi_S(x,y,z,t) \qquad (2.1\text{-}1)$$

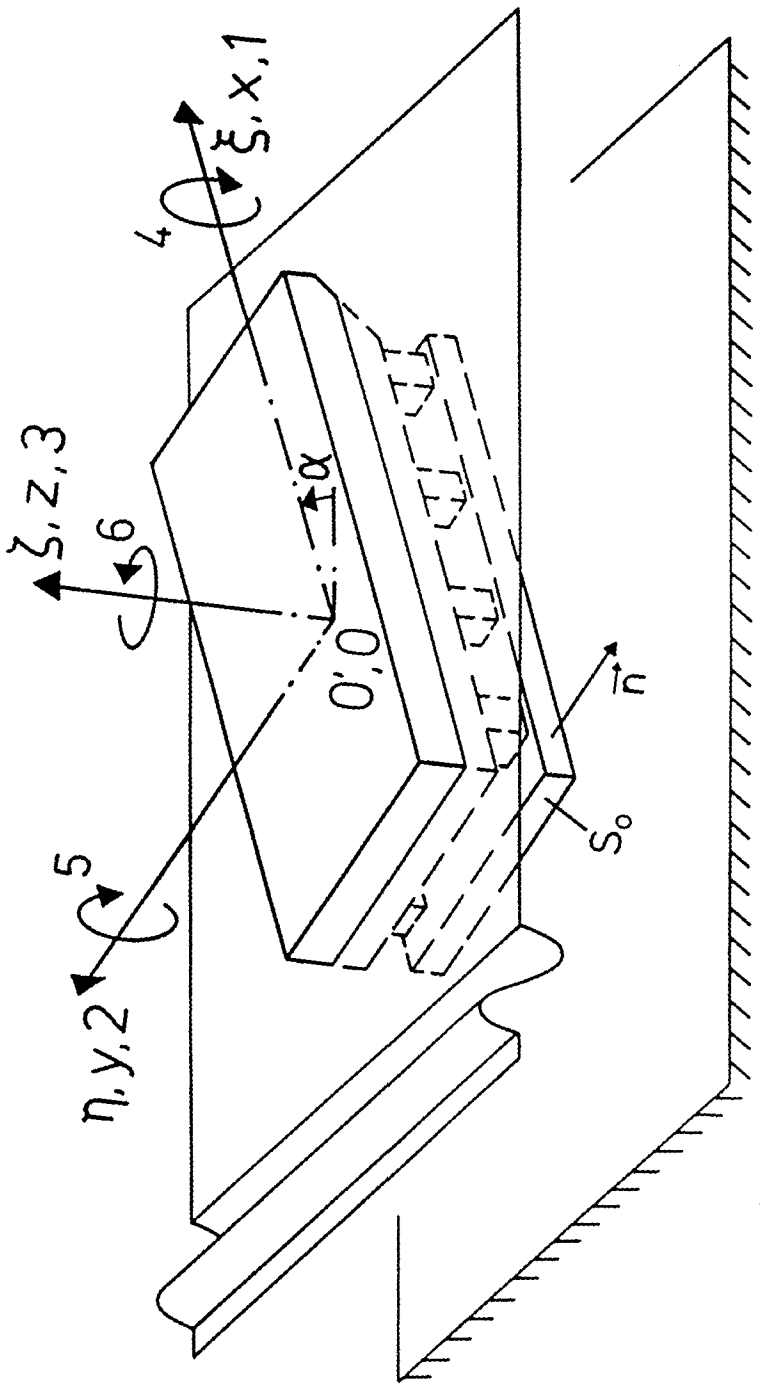


Abb. 2.1.1 Definitionsskizze

ausdrücken, wobei ϕ_0 das Potential der ungestörten Elementarwelle und ϕ_S das Störpotential ist . Bei der linearen Rechnung wird für das Störpotential folgender Ansatz gemacht:

$$\phi_s(x,y,z,t) = \phi_7(x,y,z,t) + \sum_{j=1}^{6} \hat{s}_j \phi_j(x,y,z,t) \tag{2.1-2}$$

ϕ_7 ist das Diffraktionspotential für den in der Welle festgehaltenen Körper. ϕ_j $(j = 1,\ldots,6)$ stellt das Potential des Strömungsfeldes dar, welches aus der in Richtung j mit der Geschwindigkeitsamplitude $\hat{s}_j = 1$ erfolgten erzwungenen Bewegung des Schwimmkörpers in ursprünglich glattem Wasser resultiert.
Alle Potentiale oszillieren harmonisch mit der Kreisfrequenz der einfallenden Welle ω, so daß für jeden Anteil:

$$\phi_j(x,y,z,t) = \varphi_j(x,y,z)e^{-i\omega t} \tag{2.1-3}$$

$$j = 0,1,2,...,7$$

geschrieben werden kann, wobei $\varphi_j(x,y,z)$ die stationären Teile der Potentiale bezeichnen.

Für die Körperbewegungen gilt:

$$s_j(t) = \hat{s}_j e^{-i\omega t}$$

$$\dot{s}_j(t) = -i\omega \hat{s}_j e^{-i\omega t} = \hat{\dot{s}}_j e^{-i\omega t} \tag{2.1-4}$$

$$\ddot{s}_j(t) = -\omega^2 \hat{s}_j e^{-i\omega t} = \hat{\ddot{s}}_j e^{-i\omega t}$$

Die Geschwindigkeitspotentiale $\phi_j(x,y,z,t)$ bzw. $\varphi_j(x,y,z)$ müssen im gesamten Flüssigkeitsbereich der Laplace'schen Differentialgleichung

$$\triangle\phi_j(x,y,z,t) = 0 \quad \text{bzw.} \quad \triangle\varphi_j(x,y,z) = 0 \tag{2.1-5}$$

genügen und sowohl die kombinierte linearisierte Randbedingung an der Meeresoberfläche

$$\frac{\partial^2\phi_j}{\partial t^2} + g\frac{\partial\phi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{bzw.} \quad -\omega^2\varphi_j + g\frac{\partial\varphi_j}{\partial z} = 0 \tag{2.1-6}$$

$$\text{für } z = 0$$

als auch die kinematische Randbedingung am Meeresboden:

$$\frac{\partial\phi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial\varphi_j}{\partial z} = 0 \tag{2.1-7}$$

$$\text{für } z = -d$$

erfüllen, wobei die Gleichungen (2.1-5), (2.1-6) und (2.1-7) für alle Anteile $j = 0, 1, 2 \ldots, 7$ gelten müssen.

Die Potentiale $\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_7$ sollen ferner die Abstrahlbedingung

$$\lim_{r\to\infty}\left(\frac{\partial}{\partial r} - ik\right)\sqrt{r}\varphi_j = 0, \quad j = 1, 2, \ldots, 7 \tag{2.1-8}$$

mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ erfüllen.

An der benetzten Körperoberfläche sollen im Falle reibungsloser Flüssigkeit die Normalgeschwindigkeit des Körpers an einem Punkt auf der benetzten Oberfläche S_0 und die Geschwindigkeitskomponente der Strömung normal zur S_0 am selben Punkt gleich sein. Es wird angenommen, daß der Flächennormalenvektor

$$\vec{n} = \{n_1, n_2, n_3\}^T \tag{2.1-9}$$

ins Innere der Flüssigkeit weist und daß S_0 die bei der Ruhelage benetzte Oberfläche des Schwimmkörpers ist. Die Komponenten $n_k, k = 1, 2, 3$ sind die Richtungscosinus des Vektors $\vec{n}$ im globalen Koordinatensystem (vgl. Abb. 2.1.1).

Für das Diffraktionsproblem, das durch die Anteile ϕ_0 und ϕ_7 definiert wird, muß daher gelten:

$$\frac{\partial(\varphi_0 + \varphi_7)}{\partial n}|_{S_0} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial\varphi_7}{\partial n}|_{S_0} = -\frac{\partial\varphi_0}{\partial n}|_{S_0} \tag{2.1-10}$$

Für das Abstrahlungsproblem ergibt sich im Falle einer erzwungenen Schwingung in Richtung j mit $\hat{s}_j = 1$ folgende kinematische Randbedingung:

$$\frac{\partial\varphi_j}{\partial n}|_{S_0} = n_j \qquad j = 1, \ldots, 6 \tag{2.1-11}$$

wobei die generalisierten Richtungscosinus n_j für $j = 1, 2, ..., 6$ im ortsfesten kartesischen Koordinatensystem $O'\xi\eta\zeta$ wie folgt definiert sind:

$$\begin{aligned} n_1 &= \cos(\vec{n}, \vec{e}_1), \qquad n_2 = \cos(\vec{n}, \vec{e}_2), \qquad n_3 = \cos(\vec{n}, \vec{e}_3) \\ n_4 &= yn_3 - zn_2 \\ n_5 &= zn_1 - xn_3 \\ n_6 &= xn_2 - yn_1 \end{aligned} \tag{2.1-12}$$

Hierbei sind x, y, z die Koordinaten der Punkte auf $S_0, \vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ die Einheitsvektoren der globalen Koordinatenachsen $O'\xi, O'\eta, O'\zeta$.

Das Profil und das Geschwindigkeitspotential der ungestörten Elementarwelle , $\zeta_0(x, y, t)$ und $\phi_0(x, y, z, t)$, können wie folgt dargestellt werden:

$$\zeta_0(x, y, t) = \frac{H}{2}e^{i(kx\cos\alpha + ky\sin\alpha - \omega t)} \tag{2.1-13}$$

$$\phi_0(x, y, z, t) = -i\omega\frac{H}{2}\frac{\cosh(kz + kd)}{k\sinh(kd)}e^{i(kx\cos\alpha + ky\sin\alpha - \omega t)} \tag{2.1-14}$$

Hierin bezeichnen H die Wellenhöhe, k die Wellenzahl, ω die Wellenkreisfrequenz, α den Wellenlaufwinkel und d die Wassertiefe. ω und k sind durch die Dispersionsgleichung der linearen Wellentheorie miteinander verbunden:

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \tag{2.1-15}$$

wobei ω und k wie folgt definiert sind:

$$\omega = \frac{2\pi}{T_W}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{2.1-16}$$

T_W bezeichnet die Wellenperiode, λ die Wellenlänge.

Hat man das Randwertproblem für das Geschwindigkeitspotential $\phi(x, y, z, t)$ gelöst, dann ist es möglich, aus der linearisierten Bernoulli-Gleichung den instationären Druck $p(x, y, z, t)$ folgendermaßen zu berechnen:

$$p(x, y, z, t) = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} =$$

$$= i\omega\rho \left\{ \varphi_0(x, y, z) + \varphi_7(x, y, z) + \sum_{j=1}^{6} \varphi_j(x, y, z) \hat{s}_j \right\} e^{-i\omega t} \tag{2.1-17}$$

vorausgesetzt, daß die Geschwindigkeitsamplituden $\hat{s}_j, j = 1, 2, \ldots, 6$ bekannt sind. Letztere sind im Falle einer schwimmenden Struktur erst nach der Lösung der Bewegungsgleichungen bekannt, die wiederum auf der Grundlage des dynamischen Gleichgewichts aller auf den Schwimmkörper wirkenden dynamischen Kräfte und Momente basieren.

Aus diesem Grunde ist es bei der Berechnung der hydrodynamischen Kräfte und Momente zweckmäßig, für das Diffraktions- und für das Abstrahlungsproblem die Kräfte getrennt zu berechnen.

Die Erregungskräfte und -momente erhält man aus der Lösung des Diffraktionsproblems auf dem Wege der Integration der zugehörigen Druckanteile über die benetzte Oberfläche S_0 wie folgt:

$$F_{E_k}^{(1)}(t) = -i\omega\rho e^{-i\omega t} \iint_{S_0} (\varphi_0 + \varphi_7) n_k dS \tag{2.1-18}$$

$$k = 1, 2, \ldots, 6$$

Die hydrodynamischen Reaktionskräfte und -momente ergeben sich mit den Abstrahlungspotentialen folgendermaßen:

$$F_{R_k}(t) = -i\omega\rho e^{-i\omega t} \sum_{j=1}^{6} \hat{s}_j \iint_{S_0} \varphi_j n_k dS \tag{2.1-19}$$

$$k = 1, 2, \ldots, 6$$

Die Definition der Bewegungs- und Kraftrichtungen k ist der Systemskizze, Abb. 2.1.1, zu entnehmen.

Mit Einführung der Definition:

$$-\rho \iint_{S_0} \varphi_j n_k dS = a_{kj} + \frac{i}{\omega} b_{kj} \tag{2.1-20}$$

lassen sich die hydrodynamischen Reaktionskräfte und -momente unter der Berücksichtigung der Gleichungen (2.1-4) in der Form:

$$F_{R_k}(t) = -\sum_{j=1}^{6} [a_{kj}\ddot{s}_j(t) + b_{kj}\dot{s}_j(t)] \tag{2.1-21}$$

schreiben, wobei a_{jk} und b_{jk} reell sind.

Die Größen:

$$a_{kj} = -\rho Re\left\{\iint_{S_0} \varphi_j n_k dS\right\} \tag{2.1-22}$$

$$b_{kj} = -\omega\rho Im\left\{\iint_{S_0} \varphi_j n_k dS\right\} \tag{2.1-23}$$

sind die hydrodynamischen Massen bzw. Trägheitsmomente und die Koeffizienten der Potentialdämpfung. Sie sind, bedingt durch die Randbedingung (2.1-6), frequenzabhängig. Dasselbe gilt für die Erregungskräfte $F_{E_k}^{(1)}$.

Es läßt sich zeigen, daß folgende Reziprozitätsbedingungen erfüllt werden:

$$a_{kj} = a_{jk}, \quad b_{kj} = b_{jk} \tag{2.1-24}$$

Das Ziel der hydrodynamischen Analyse liegt also in der Ermittlung der Erregungskräfte und -momente sowie der hydrodynamischen Massen- und Dämpfungskoeffizienten. Als ein zusätzliches, vom Gesichtspunkt der Ermittlung der Lastverteilung über die Struktur her wichtiges Ergebnis erhält man eine diskretisierte Verteilung des hydrodynamischen Drucks über der benetzten Oberfläche S_0 aufgrund der Gl. (2.1-17).

Der numerische Aufwand der hydrodynamischen Analyse kann reduziert werden, indem man die Symmetrieeigenschaften des Unterwasserteils des Schwimmkörpers bei den numerischen Berechnungen berücksichtigt. Alle untersuchten neuartigen Schwimmkörper waren einfach oder doppelt symmetrisch.

Bei bezogen auf die Oxz-Ebene einfach symmetrischen Körpern hat die hydrodynamische Massenmatrix folgenden Aufbau:

$$[a_{kj}] = \begin{bmatrix} a_{11} & 0 & a_{13} & 0 & a_{15} & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 & a_{24} & 0 & a_{26} \\ a_{31} & 0 & a_{33} & 0 & a_{35} & 0 \\ 0 & a_{42} & 0 & a_{44} & 0 & a_{46} \\ a_{51} & 0 & a_{53} & 0 & a_{55} & 0 \\ 0 & a_{62} & 0 & a_{64} & 0 & a_{66} \end{bmatrix} \tag{2.1-25}$$

unter der Bedingung, daß das Koordinatensystem so wie in Abb. 2.1.1 gelegt und der Ursprung des Systems (der Punkt O in der Wasserlinie) als der Bezugspunkt für die Momente angenommen wird. Die Matrix $[b_{kj}]$ hat einen der Matrix $[a_{kj}]$ analogen Aufbau.

Bei doppelt symmetrischen Körpern sind die hydrodynamischen Massenkoeffizienten a_{13}, a_{26}, a_{31}, a_{35}, a_{46}, a_{53}, a_{62}, a_{64} und die mit denselben Indizes versehenen hydrodynamischen Dämpfungskoeffizienten b_{kj} gleich Null.

Für die numerische Analyse der Schwimmkörper wurden zunächst zwei Rechenverfahren eingesetzt:

- ein halbanalytisches Makroelemente-Verfahren für zweidimensionale Probleme,
- ein auf der Integralgleichungsmethode basierendes, dreidimensionales Paneel-Verfahren.

Kokkinowrachos und Zibell (1984) beschreiben die theoretischen Grundlagen des Makroelemente-Verfahrens für schwimmende und voll eingetauchte zylindrische Körper mit beliebigem Querschnitt und horizontaler Achse. Das Verfahren berücksichtigt auch die hydrodynamische Wechselwirkung zwischen mehreren parallel zueinander schwimmenden Körpern nach dem Prinzip der Vielfachstreuung.

Der Grundgedanke dieses Verfahrens liegt in der Annäherung der Querschnittskontur des Körpers durch eine Treppenlinie mit horizontalen Stufen und der damit eingeleiteten Unterteilung des Strömungsfeldes um den Körper in Regionen rechteckigen Querschnitts. Es wird angenommen, daß der Einfluß der Endflächen des Schwimmkörpers auf die hydrodynamischen Kräfte und Momente außer acht gelassen werden kann. Die dreidimensionalen Randwertprobleme der Diffraktion und der Abstrahlung werden dadurch zu zweidimensionalen Randwertproblemen reduziert. Die Erregungskräfte sowie die hydrodynamischen Massen und Dämpfungskoeffizienten können daher lediglich im Gültigkeitsbereich der Streifenmethode unter Vernachlässigung der endlichen Längserstreckung der Schwimmkörper ermittelt werden.

Sowohl für das Diffraktions- als auch für das Abstrahlungsproblem lassen sich analytische Ansätze für das Geschwindigkeitspotential in jeder Region (Makroelement) des Flüssigkeitsraumes finden. Es handelt sich hierbei um Fourierreihenansätze, die man als Lösung der Laplace-Gleichung (2.1-5) unter Verwendung der Methode der Trennung der Variablen erhält.

Durch eine geeignete Wahl der Ansätze müssen lediglich die Stetigkeitsbedingungen (Verträglichkeit) an der gemeinsamen Berandung der benachbarten Makroelemente sowie die kinematischen Randbedingungen an den vertikalen Wandungen des idealisierten Körpers numerisch erfüllt werden. Das Randwertproblem wird nach dem Bubnow-Galerkin-Verfahren gelöst.

Es konnte sowohl durch systematische Vergleiche der Ergebnisse der Berechnungen nach dem Makroelemente-Verfahren mit den Ergebnissen der Berechnungen nach einem dreidimensionalen Paneel-Verfahren als auch durch rechnerische Überprüfung einiger Versuchsergebnisse festgestellt werden, daß die zweidimensionale Methode zu großen Fehlern führt, wenn das Verhältnis der Länge zur Breite L/B des Schwimmkörpers im Bereich von 1 bis 5 liegt. Dies ist bei völligen Schwimmkörpern, die als Arbeits- und Geräteträger in der Offshore-Technik eingesetzt werden, fast immer der Fall.

Aus dem Grunde wurde für die hydrodynamische Analyse der vier neuartigen Konzepte vorwiegend das dreidimensionale Paneel-Verfahren benutzt, das ursprünglich von *Garrison (1974)* entwickelt, und von *Faltinsen und Michelsen (1974)* um die Berechnung der mittleren Driftkräfte in harmonischen Wellen erweitert wurde.

Das Verfahren beruht auf dem Prinzip der Darstellung der Umströmung von Festkörpern durch eine geeignet zu wählende Verteilung pulsierender Singularitäten.

Die Potentiale des Abstrahlungs- und des Diffraktionsproblems lassen sich für den dreidimensionalen Fall in folgender Form darstellen:

$$\varphi_j(x,y,z) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_0} Q_j(\xi,\eta,\zeta) G(x,y,z,\xi,\eta,\zeta) dS \qquad (2.1\text{-}26)$$

$$j = 1,2,\ldots,7$$

$G(x,y,z,\xi,\eta,\zeta)$ bezeichnet hier die sog. Green'sche Einflußfunktion, die als das Potential einer im Punkt (ξ,η,ζ) der Körperoberfläche S_0 pulsierenden Einheitsquelle zu interpretieren ist. $Q_j(\xi,\eta,\zeta)$ ist die Singularitätendichte an der betrachteten Stelle, die die Unbekannte des zu lösenden Randwertproblems darstellt. (Die Bezeichnungen der Quellkoordinaten entsprechen hierbei nicht den Bezeichnungen der Koordinaten des Inertialsystems $O'\xi\eta\zeta$.)

Die Ansätze für die Green'sche Funktion werden so gewählt, daß die Bestimmungsgleichungen für die Singularitätendichte lediglich aufgrund der zu erfüllenden kinematischen Randbedingungen an S_0 formuliert werden können. Sie stellen sehr komplexe Ausdrücke dar.

Man erhält Fredholm'sche Integralgleichungen 2. Art als die Bestimmungsgleichungen für $Q_j(\xi,\eta,\zeta)$ in der Form:

$$-\frac{1}{2} Q_j(x,y,z) + \frac{1}{4\pi} \iint_{S_0} Q_j(\xi,\eta,\zeta) \frac{\partial G(x,y,z,\xi,\eta,\zeta)}{\partial n} dS =$$

$$= \begin{cases} -\dfrac{\partial \varphi_0}{\partial n} & \text{für} \quad j = 7 \\ \\ n_j & \text{für} \quad j = 1,\ldots,6 \end{cases} \qquad (2.1\text{-}27)$$

Wegen der Komplexität des Kerns $\frac{\partial G}{\partial n}$ kann die Gl. (2.1-27) nur numerisch gelöst werden.

Zu diesem Zweck wird die benetzte Oberfläche S_0 in N Elemente (Paneele) unterteilt, über deren Flächen Singularitäten mit konstanter Dichte verteilt werden.

Durch die Diskretisierung des Problems erhält man ein lineares Gleichungssystem der Form:

$$-Q_{jm} + \sum_{n=1}^{N} \alpha_{mn} Q_{jn} = 2h_{jm} \qquad (2.1\text{-}28)$$

$$j = 1, 2, \ldots, 7$$
$$m = 1, 2, \ldots, N$$

mit

$$\alpha_{mn} = \frac{1}{2\pi} \iint_{\Delta S_n} \frac{\partial G(x_m, y_m, z_m, \xi_n, \eta_n, \zeta_n)}{\partial n} dS \qquad (2.1\text{-}29)$$

$$h_{jm} = -\frac{\partial \varphi_0}{\partial n} |_{\Delta S_m} \quad \text{für} \quad j = 7$$

(2.1-30)

$$h_{jm} = n_j |_{\Delta S_m} \quad \text{für} \quad j = 1, \ldots, 6$$

α_{mn} ist die Geschwindigkeit im Schwerpunkt des m-ten Elements senkrecht zur Oberfläche ΔS_m, die durch eine über das n-te Element ΔS_n gleichmäßig verteilte Einheitsquelle induziert wird.

Das Potential im Schwerpunkt des m-ten Elements wird wie folgt berechnet:

$$\varphi_{jm} = \sum_{n=1}^{N} \beta_{mn} Q_{jn} \qquad (2.1\text{-}31)$$

wobei

$$\beta_{mn} = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Delta S_n} G(x_m, y_m, z_m, \xi_n, \eta_n, \zeta_n) dS \qquad (2.1\text{-}32)$$

Die Einzelheiten der numerischen Operationen sowie die Grenzwertbetrachtungen im Bereich $m \to n$ werden von *Garrison (1974)* diskutiert.

Die hydrodynamische Analyse der untersuchten Konzepte erfolgte mit Hilfe des auf dem Verfahren basierenden Programms SING-A, das ursprünglich von *Bardis (1978)* entwickelt, und hier unter der Berücksichtigung der vorliegenden geometrischen Formen der neuartigen Schwimmkörper entsprechend modifiziert wurde.

Die benetzten Oberflächen der Schwimmkörper werden mit ebenen drei- bzw. viereckigen Flächenelementen (Paneelen) idealisiert. Die Idealisierung richtet sich nach der Erfahrung

aus den Berechnungen ähnlicher Strukturen, vgl. z.B. *Büge (1989)* , und stellt einen Kompromiß zwischen der gewünschten Genauigkeit und den für das Vorhaben zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten dar.

Die hydrodynamischen Modelle sind beispielhaft in den Abschnitten 3 und 4, Abb. 3.1.1, 3.2.1, 3.3.1 und 4.4.1 dargestellt. Die Ergebnisse der hydrodynamischen Berechnungen werden dort für die vier untersuchten Konzepte diskutiert und mit den hydrodynamischen Charakteristiken einer konventionellen Barge verglichen.

2.2 Bewegungsgleichungen und Analyse des Seeverhaltens

Die Bewegungsgleichungen werden aus dem Impulssatz und aus dem hinsichtlich der Drehwinkel und Drehgeschwindigkeiten linearisierten Drallsatz hergeleitet. Das System von sechs gekoppelten Bewegungsgleichungen kann für alle vier Schwimmkörper wie folgt formuliert werden:

$$\sum_{k=1}^{6} m_{jk}\ddot{s}_k(t) = F_{Ej}(t) + F_{Rj}(t) + F_{Hj}(t) + F_{Mj}(t) + F_{Dj}(t) \qquad j = 1,2,\ldots,6 \quad (2.2\text{-}1)$$

Das Gleichungssystem umfaßt alle 6 Freiheitsgrade. Mit $s_k(t)$ werden die Auslenkungen bezeichnet. Die Indizes 1, 2 und 3 kennzeichnen die Längs-, Quer- und Tauchbewegung, die Indizes 4, 5 und 6 die Roll-, Stampf- und Gierbewegung des Schwimmkörpers.

Die Trägheitskoeffizienten m_{jk} sind auf den mitbewegten Koordinatenursprung O bezogen. Die äußeren Kräfte und Momente werden als lineare Überlagerung von 5 Lastanteilen postuliert. Die Indizes E, R, H, M und D bezeichnen entsprechend die erregenden Wellenkräfte, die hydrodynamischen Reaktionskräfte infolge der Bewegung des Schwimmkörpers im als ideale Flüssigkeit idealisierten ruhenden Wasser, die effektiven hydrostatischen Krafte, die die Resultierenden aus den hydrostatischen und aus den Gewichtskräften darstellen, die Reaktionskräfte aus der Verankerung und die zähigkeitsbedingten, hydrodynamischen Dämpfungskräfte. Letztere enthalten auch Anteile aus der Rolldämpfung infolge Wirbelablösung.

Setzt man die Linearität und das Kausalprinzip des Systemverhaltens voraus, dann lassen sich die Bewegungsgleichungen nach der Impulsfunktions-Methode, *Cummins (1962)*, *Ogilvie (1964)* , unabhängig von der Art der Erregungskräfte als ein System von 6 gekoppelten Integro-Differentialgleichungen im Zeitbereich formulieren :

$$\sum_{k=1}^{6} \left\{ [m_{jk} + a_{jk}(\infty)]\, \ddot{s}_k(t) + \int_{-\infty}^{t} K_{jk}(t-\tau)\dot{s}_k(\tau)d\tau \right\} =$$

$$= F_{Ej}^{(1)}(t) + F_{Ej}^{(2)}(t) + F_{Hj}(t) + F_{Mj}(t) + F_{Dj}(t) \qquad j = 1,2,\ldots,6 \quad (2.2\text{-}2)$$

Die hydrodynamischen Charakteristika des Schwimmkörpers werden zunächst durch die Lösung des linearisierten Abstrahlungsproblems nach der Potentialtheorie in Form von frequenzabhängigen hydrodynamischen Massen- und Dämpfungskoeffizienten $a_{jk}(\omega)$ und $b_{jk}(\omega)$ ermittelt. Diese Charakteristika werden als frequenzunabhängige hydrodynamische Massen $a_{jk}(\infty)$ und Retardationsfunktionen $K_{jk}(t)$ aus dem Frequenz- in den Zeitbereich folgendermaßen übertragen :

$$a_{jk}(\infty) = a_{jk}(\omega) + \frac{1}{\omega}\int_0^{\infty} K_{jk}(t)\sin\omega t\, dt \qquad (2.2\text{-}3)$$

$$K_{jk}(t) = \frac{2}{\pi}\int_0^{\infty} b_{jk}(\omega)\cos\omega t\, d\omega \qquad (2.2\text{-}4)$$

Durch das Faltungsprodukt der Retardations- und Geschwindigkeitsfunktionen sind in Gl.(2.2-2) die hydrodynamischen Vorgeschichtseinflüsse auf den momentanen Zustand des Systems erfaßt.

Die erregenden Wellenkräfte setzen sich aus Anteilen 1. und 2. Ordnung zusammen. Die Kräfte 1. Ordnung $F_{Ej}^{(1)}(t)$ werden durch Lösung des linearisierten Diffraktionsproblems nach der Potentialtheorie ermittelt. Unter den Kräften 2. Ordnung $F_{Ej}^{(2)}(t)$ werden hier Driftkräfte verstanden. Die mittleren Driftkräfte in harmonischen Wellen $F_{E0j}^{(2)}$ können, ohne Kenntnis des Potentials 2. Ordnung, aufgrund der Ergebnisse der linearen Analyse berechnet werden. Die quadratischen Übertragungsfunktionen dieser Kräfte bilden ferner die Grundlage für die Bestimmung der langsam oszillierenden Wellendriftkräfte bei der Simulation des Seeverhaltens im natürlichen Seegang.

Weitere Nichtlinearitäten, die bei der Formulierung der Bewegungsgleichungen berücksichtigt wurden, sind die von den Auslenkungen des Schwimmkörpers nichtlinear abhängigen Änderungen der Auftriebskraft und der effektiven hydrostatischen Rückstellmomente $F_{Hj}(t)$, die nichtlinearen Kräfte aus der Verankerung $F_{Mj}(t)$ und die zum Quadrat der relativen Umströmungsgeschwindigkeit proportionalen Widerstandskräfte $F_{Dj}(t)$. Die Wirbeldämpfung der Rollbewegung wird nach der von *Blume (1979)* vorgeschlagenen Methode erfaßt.

Bei der Analyse des Seeverhaltens des Schwimmkörpers mit den Seitenkammern kommen Nichtlinearitäten hinzu, die von der Art der Zustandsänderung, der Kompressibilität und von den Strömungsverlusten der in den Kammern und in den Verbindungsleitungen strömenden Luft herrühren. Das Gleichungssystem (2.2-2) muß, bedingt durch die pneumatische Kopplung zwischen dem Schwimmkörper und Wasser mittels der kompressiblen Luftvolumina, um weitere nichtlineare Differentialgleichungen erweitert werden. Auf die mathematische Modellierung des Seitenkammer-Konzepts wird näher in Abschnitt 4 eingegangen, wo auch die Ansätze für die übrigen Nichtlinearitäten präsentiert werden.

Die Bewegungsgleichungen (2.2-2) können linearisiert, und nach Einführung konstanter Koeffizienten in folgender Form geschrieben werden:

$$\sum_{k=1}^{6} \left[(m_{jk} + a_{jk})\, \ddot{s}_k(t) + b_{jk} \dot{s}_k(t) + (c_{Hjk} + c_{Mjk})\, s_k(t) \right] = F_{Ej}^{(1)}(t) \qquad j = 1, 2, \ldots, 6 \tag{2.2-5}$$

Hierin bezeichnen c_{Hjk} und c_{Mjk} die Elemente der effektiven hydrostatischen Rückstellmatrix und der Rückstellmatrix der Verankerung.

Nach Einführung harmonischer Lösungsansätze :

$$F_{Ej}^{(1)}(t) = \hat{F}_{Ej}^{(1)} e^{-i\omega t} \tag{2.2-6}$$

$$s_k(t) = \hat{s}_k e^{-i\omega t} \tag{2.2-7}$$

können die Gl.(2.2-5) im Frequenzbereich gelöst werden. $\hat{F}_{Ej}^{(1)}$ und $\hat{s}_k$ stellen entsprechend die komplexen Amplituden der Wellenkräfte und jene der Auslenkungen dar.

Mit Hilfe der Gl.(2.2-5) kann das Seeverhalten der Michael-Tank-, BTMM- oder Tandem-Hull-Bargen in der Vorentwurfsphase in ausreichend guter Näherung rechnerisch vorhergesagt werden. Ist der Schwimmkörper doppelt symmetrisch und liegt sein Massenschwer-

punkt G auf der Koordinatenachse Oz, dann sind die Koeffizienten der linearisierten effektiven hydrostatischen Rückstellkräfte wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} c_{H33} &= \rho g A_{WL} \\ c_{H44} &= \rho g \left(I_{WLxx} + z_F \nabla\right) - mgz_G \\ c_{H55} &= \rho g \left(I_{WLyy} + z_F \nabla\right) - mgz_G \\ c_{Hjk} &= 0 \quad \text{sonst,} \end{aligned} \tag{2.2-8}$$

wobei

A_{WL}	die Wasserlinienfläche,
I_{WLxx}, I_{WLyy}	die Wasserlinienträgheitsmomente,
∇	das Verdrängungsvolumen,
z_F	die Vertikalkoordinate des Auftriebsschwerpunkts

in der statischen Gleichgewichtslage bezeichnen. ρ ist die Dichte des Wassers, g die Erdbeschleunigung. m und z_G stellen die Masse und die z-Koordinate des Massenschwerpunktes dar.

Die Koeffizienten der Verankerungskräfte werden durch Taylor-Reihenentwicklungen der nichtlinearen Charakteristika des Verankerungssystems bestimmt und hängen von der Art der Verankerung ab. Die nichtlinearen Ansätze für Wirbel- und zähigkeitsbedingte Dämpfungskräfte und -momente können ebenfalls linearisiert werden, vgl. z.B. *Kokkinowrachos (1980).*

Bei der Analyse des Seitenkammer-Konzepts ist dagegen die Durchführung nichtlinearer Berechnungen unerläßlich.

3 Ergebnisse der Untersuchungen an neuartigen Schwimmkörpern ohne Stabilisierungssysteme

Beim Entwurf neuartiger Schwimmkörperformen geht es hauptsächlich darum, durch gezielte Änderungen an konventionellen Schiffs- oder Bargeformen die hydrostatischen und hydrodynamischen Charakteristika so zu beeinflussen, daß das Bewegungsverhalten günstiger als das des konventionellen Prototyps wird und daß die dabei vorgenommenen Umbauten die Funktionsfähigkeit des Systems nicht negativ beeinträchtigen.

Szajnberg et al. (1983) berichten ausführlich über die am Anfang der achtziger Jahre entwickelten neuartigen Schwimmkörper. Die Veröffentlichung enthält eine umfangreiche Literaturliste zu diesem Thema. *Michael (1983)* beschreibt den nach ihm benannten Entwurf. Im Bericht der Firma *Tenvig Offshore A.S. (1982)* wird die Entwicklung des BTMM-Konzepts dargestellt. *Bergman und Shaar (1978)* sowie *Johnson (1982)* beschreiben die praktischen Erfahrungen mit der Stabilisierung der Rollbewegung von Spezialschiffen mit Hilfe nach unten offener und miteinander verbundener Luftkammern. Das Seitenkammer-Konzept wurde bereits in den zwanziger Jahren zur Stabilisierung der Rollbewegung großer Passagierschiffe entwickelt, *Schiff und Hafen (1990)* .

Folgende hydromechanische Effekte werden beim Entwurf neuartiger Schwimmkörper ausgenutzt:

- teilweise Aufhebung der Froude-Krylov- und der Diffraktionskräfte sowie die Erhöhung der hydrodynamischen Trägheitskräfte durch Anbringung von Zusatztanks oder -verdrängungskörpern unterhalb der Wasseroberfläche,
- Erhöhung der durch Wirbelablösung und durch die Zähigkeit des Wassers bedingten Dämpfungskräfte,
- Änderung der Lage des Auftriebsschwerpunktes sowie die Änderung der Wasserlinienfläche und die damit verbundene Änderung der Resonanzfrequenz des Schwimmkörpers,
- Beeinflussung der hydrostatischen Rückstellkräfte und -momente durch veränderliche Auftriebsvolumina (z.B. durch veränderliche Luftvolumina, die in nach unten offenen Seitenkammern an Steuer- und Backbord eingeschlossen sind), deren Verhalten durch ein passives oder aktives Regelsystem teilweise gesteuert wird.

In diesem Abschnitt wird über die neuartigen Schwimmkörper berichtet, bei denen die Verbesserung des Seeverhaltens durch die Formgebung des Rumpfes, d.h. durch Anbringung von Anbauten an konventionelle Schwimmkörper erfolgt. Die Untersuchungen an Schwimmkörpern mit Stabilisierungssystemen (Seitenkammer-Konzept) werden in Abschnitt 4 beschrieben.

Um die drei neuartigen Schwimmkörper:

- Michael-Tank-Konzept,
- Tandem-Hull-Konzept,
- BTMM-Konzept

miteinander vergleichen und bewerten zu können, haben einige Entwurfsparameter bei allen Schwimmkörpern gleiche oder ähnliche Werte. Die Wassertiefe d beträgt 100 m und ist gleich in allen im folgenden präsentierten Beispielen. Für die Verdrängung der Schwimmkörper ∇ werden Werte um 60 000 m^3 angenommen. Das Verhältnis der Länge zur Breite L/B wird zu 1.5, 2.5 und 4.0 gesetzt. Weitere Parametervariationen der ersten drei Konzepte sind in Tabellen 3.1.1, 3.2.1 und 3.3.1 zusammengestellt.

Die Parameter der konventionellen Referenzbargen, die für Vergleiche zwischen den neuartigen und den konventionellen Schwimmkörpern augewählt und analysiert wurden, enthält Tabelle 3.1.

Tabelle 3.1

Konventionelle Bargen

Parametermatrix

	L/B	L	B	∇
Fall	[−]	[m]	[m]	[m^3]
1	1.5	90	60	54000
2	2.5	115	46	52900
3	4.0	148	37	54760

Die Parametertabellen und die Ergebnisse gelten für doppelt symmetrische Schwimmkörper mit ebenfalls doppelt symmetrischer Massenverteilung. Der Gewichtsschwerpunkt G und der Koordinatenursprung O liegen im Mittelpunkt der Wasserlinienfläche. Die Zentrifugalmomente I_{xy}, I_{yz} und I_{xz} sowie die Steiner-Anteile in den Trägheitsmatrizen sind gleich Null. Die Masse m und die Massenträgheitsmomente I_{xx}, I_{yy} und I_{zz} werden ähnlich wie für konventionelle Bargen, vgl. *Büge (1989)* geschätzt, wobei die Beiträge der Anbauten durch geeignete Abschätzungen zu berücksichtigen sind.

Wegen der Doppelsymmetrie braucht jeweils nur ein Viertel der benetzten Oberfläche des Schwimmkörpers für die hydrodynamische Analyse nach dem Paneel-Verfahren idealisiert zu werden. Es werden hier Ergebnisse für den Wellenanlaufwinkel α von 90 *Grad* gezeigt, da sich die Tauch- und Rollbewegung für die untersuchten Schwimmkörper als kritisch erweisen.

3.1 Michael-Tank-Konzept

Die Paneel-Idealisierung einer Michael-Tank-Barge zeigt Abb. 3.1.1. Die Anzahl der Paneele pro Viertel des Schwimmkörpers liegt bei 60 000 m^3 Verdrängung je nach Form und Größe der Zusatztanks zwischen 73 und 82. In Abb. 3.1.2 sind die variierten Parameter für eine konventionelle Referenzbarge (Fall 1) und drei Michael-Tank-Bargen mit dem L/B-Verhältnis von 1.5 graphisch und tabellarisch zusammengestellt. Der trapezförmige Querschnitt der Zusatztanks wird so verändert, daß die Verdrängung der Bargen 2, 3 und 4 konstant bleibt.

Die Verbreiterung der Schwimmkörper im Kimmbereich beeinflußt sowohl seine hydrostatischen als auch seine hydrodynamischen Charakteristika. Abb. 3.1.3 zeigt, wie sich bei einer Vergrößerung der Tankbreite b die hydrodynamischen Massen und Dämpfungskoeffizienten der Tauchbewegung ändern. Je größer die Tankbreite b ist, umso größer wird die hydrodynamische Masse a_{33}. Der Dämpfungskoeffizient b_{33} nimmt bei Frequenzen ω bis 0.6 rad/s eindeutig ab. Die Unregelmäßigkeit der Verläufe im Bereich höherer Frequenzen ist vorwiegend auf die numerischen Ungenauigkeiten des Paneel-Modells zurückzuführen. Durch die relativ grobe Idealisierung kann die Strömung an den Michael-Tanks nicht ausreichend genau berechnet werden. Hierbei wären empirische Ansätze zur Abschätzung der Beiträge der Tanks zu den hydrodynamischen Kräften besser geeignet. Sie könnten, analog zu den Untersuchungen von *Blume (1979)* , aus Modellversuchen bestimmt werden. Bei flachen Tanks liefert das Paneel-Verfahren unrealistische Geschwindigkeiten und Drücke in diesem Bereich, da die Zähigkeitseinflüsse und die Strömungsablösung nicht berücksichtigt sind. Die Flüssigkeit versucht, die Michael-Tanks ohne Ablösung zu umströmen, was physikalisch unrealistisch ist.

Da keine Versuchsergebnisse für die neuartigen Konzepte zugänglich waren, wurden entsprechende Korrekturen der Dämpfungskoeffizienten unter Zugrundelegung von Meßwerten aus Modellversuchen vorgenommen, die für völlige Schiffe mit Schlingerkielen durchgeführt wurden.

Die Amplitude der vertikalen Erregungskraft erster Ordnung $F_{E3}^{(1)}$ wird durch die Anbringung der Michael-Tanks im Frequenzbereich unterhalb 0.65 rad/s reduziert. Bei den höheren Frequenzen ist hierbei ebenfalls mit numerischen Ungenauigkeiten zu rechnen. Die Übertragungsfunktionen dieser Kräfte sind in Abb. 3.1.4 zusammen mit den Übertragungsfunktionen der Tachbewegung s_3 gezeigt.

Die Resonanzfrequenzen der Michael-Tank-Bargen 2, 3 und 4 sind kleiner als die Resonanzfrequenz der Barge 1 ohne Anbauten. Dies ist auf die höheren hydrodynamischen Massen a_{33} und auf die kleineren hydrostatischen Rückstellkoeffizienten der ersteren zurückzuführen. Für eine genauere Untersuchung des Bewegungsverhaltens der Michael-Tank-Bargen im Resonanzbereich sind Modellversuche unerläßlich. Man erkennt, das die Amplituden der Tauchbewegung der Bargen 2, 3 und 4 bei Frequenzen oberhalb 0.5 rad/s kleiner sind als die Tauchamplituden der Barge 1. Dieser Frequenzbereich entspricht den energiereichen Frequenzbereichen der Spektren mäßiger Seegänge, die aber in der Natur häufiger vorkommen als extreme Seezustände.

Tabelle 3.1.1

Michael-Tank-Konzept

Parametermatrix

	L/B	L	B	∇	b	t
Fall	$[-]$	$[m]$	$[m]$	$[m^3]$	$[m]$	$[m]$
1					6.0	3.3
2	1.5	90	60	59067	9.0	2.2
3					12.0	1.7
4					4.6	3.3
5	2.5	115	46	57936	6.9	2.2
6					9.2	1.7
7					3.7	3.3
8	4.0	148	37	60032	5.6	2.2
9					7.4	1.7

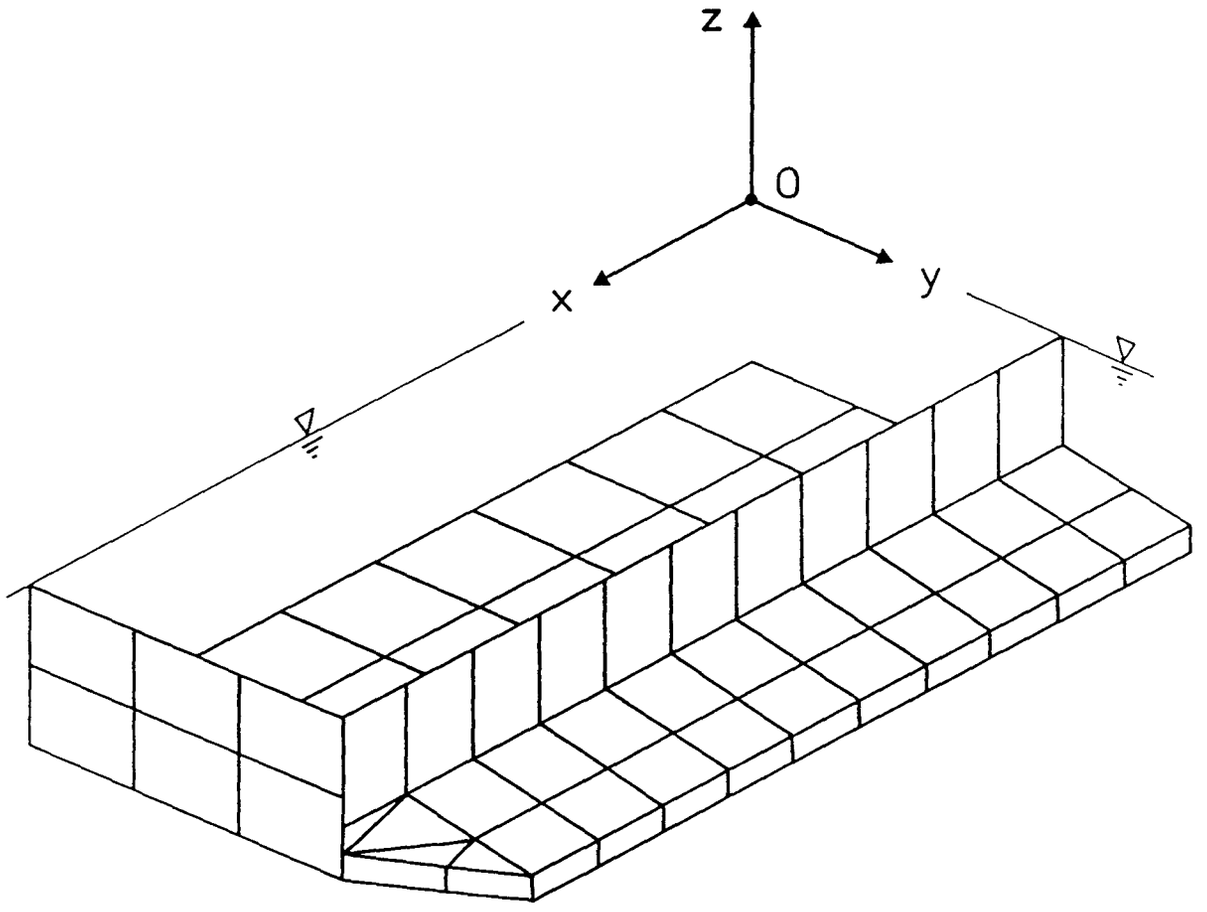
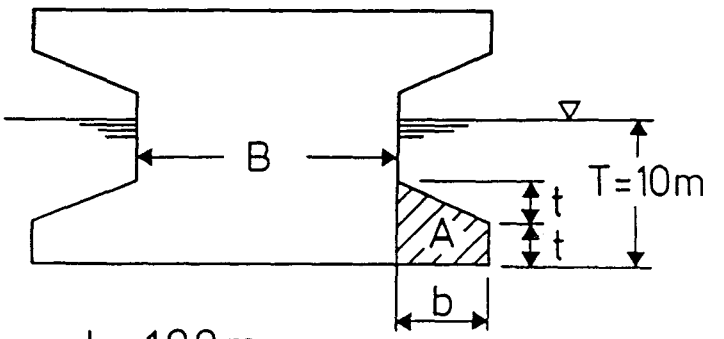


Abb. 3.1.1 Paneel-Modell einer Michael-Tank-Barge

Michael - Tank - Konzept



$d = 100\,m$

$$\frac{A}{B \cdot T} = 0.05$$

	Barge	
	Standard	mit M.T.
Verdrängung [m^3]	54 000	60 000
Nutzlast [t]	16 500	20 000
Decksfläche [m^2]	5 400	7 000

Fall	L/B [-]	L [m]	B [m]	b [m]	t [m]
1	1.5	90	60	0	0
2				6.0	3.3
3				9.0	2.2
4				12.0	1.7

Abb. 3.1.2 Systemskizze und Parameter

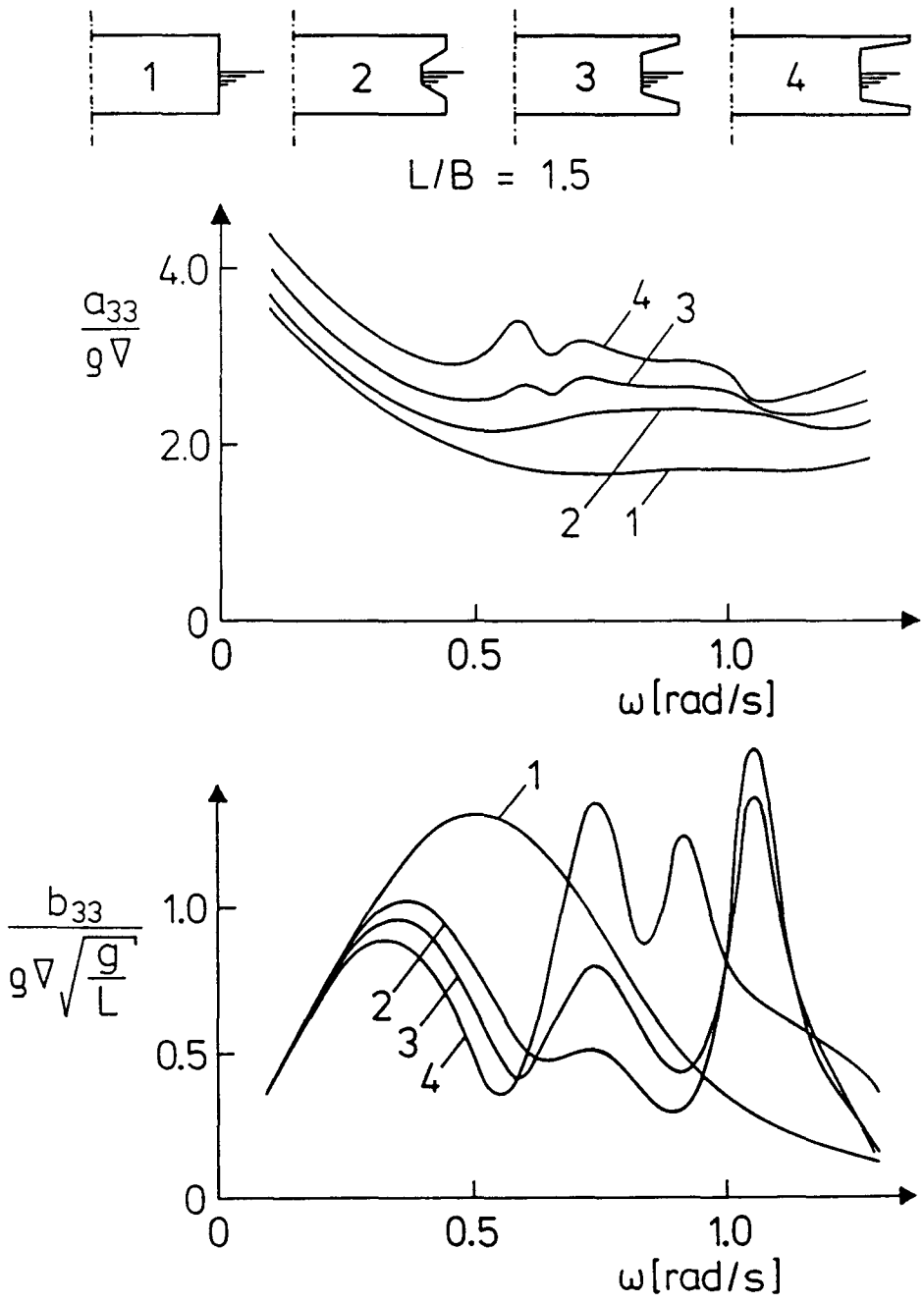


Abb. 3.1.3 Hydrodynamische Koeffizienten

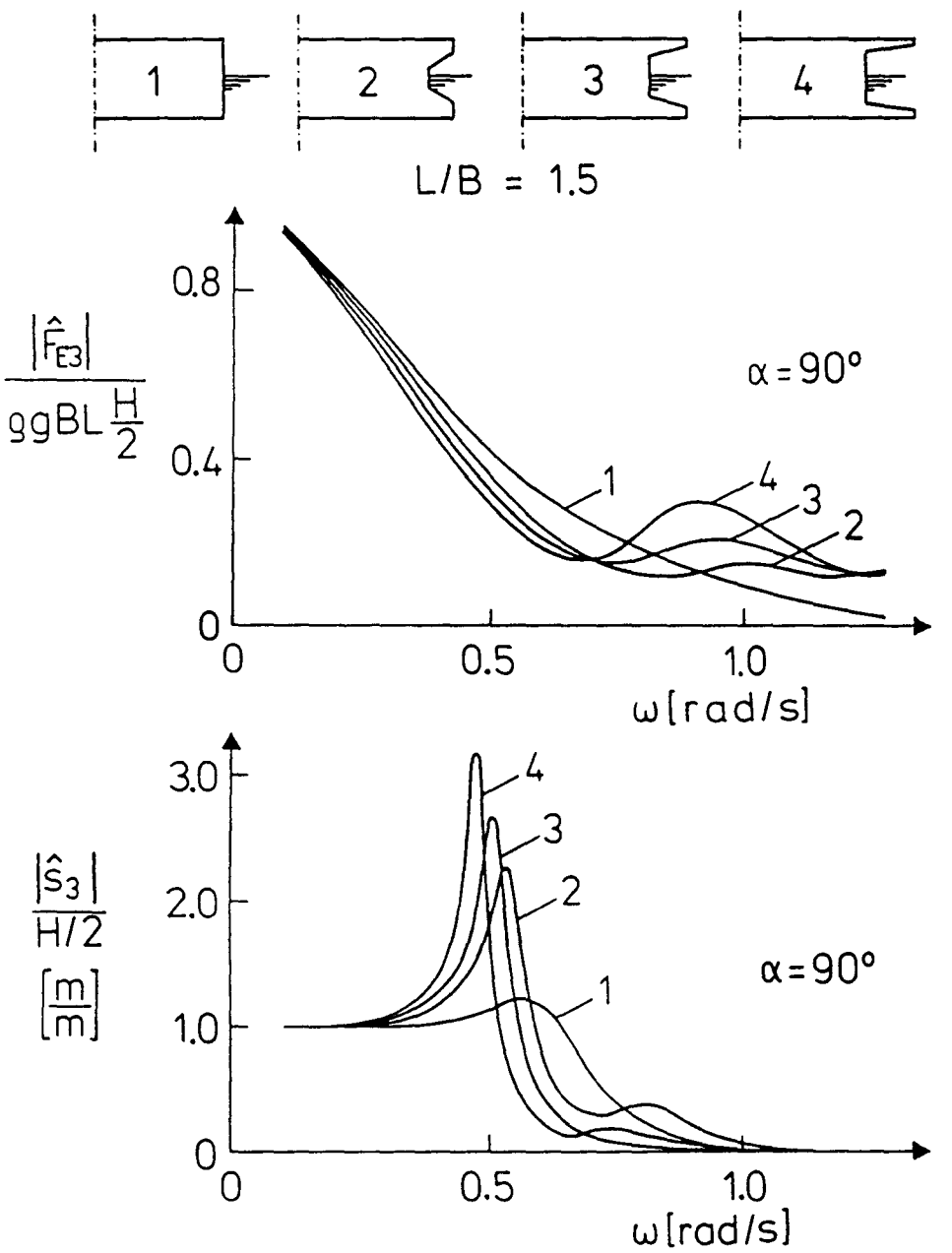


Abb. 3.1.4 Übertragungsfunktionen

3.2 Tandem-Hull-Konzept

Die Paneel-Idealisierung einer Tandem-Hull-Barge zeigt Abb. 3.2.1. Die Anzahl der Paneele pro Viertel des Schwimmkörpers liegt bei 60 000 m^3 Verdrängung zwischen 82 und 91. In Abb. 3.2.2 sind die variierten Parameter für eine konventionelle Referenzbarge (Fall 1) und drei Tandem-Hull-Bargen mit dem L/B-Verhältnis von 1.5 graphisch und tabellarisch zusammengestellt. Untersucht wird hier der Einfluß des Abstands e beider Verdrängungskörper auf die hydrodynamischen Charakteristika und auf die Rollbewegung des Systems. Die Verdrängung der Bargen 2, 3 und 4 bleibt ungefähr konstant.

Abb. 3.2.3 zeigt, daß durch die Verschiebung des unteren Verdrängungskörpers in Tiefenrichtung die Werte des hydrodynamischen Trägheitskoeffizienten a_{44} größer werden. Durch die zunehmende Entfernung des unteren Verdrängungskörpers von der freien Wasseroberfläche nimmt der Koeffizient der Potentialdämpfung b_{44} ab. Die Amplituden des hydrodynamischen Erregungsmoments $F_{E4}^{(1)}$ werden auch deutlich kleiner. Die Übertragungsfunktionen sind in Abb. 3.2.4 einander gegenübergestellt.

Wenn die Spaltbreite e klein im Vergleich zu charakteristischen Paneellängen am Boden des oberen und auf der oberen Seite des unteren Verdrängungskörpers ist, können bei Anwendung des Paneel-Verfahrens numerische Schwierigkeiten auftreten. Dann ist es sinnvoll, die Berechnungen statt für eine Tandem-Hull-Barge für eine konventionelle Barge äquivalenter Verdrängung durchzuführen.

Die Übertragungsfunktionen der Rollbewegung s_4 in Abb. 3.2.4 zeigen, daß die Resonanzfrequenzen der Tandem-Hull-Bargen 2, 3 und 4 kleiner als die Resonanzfrequenz der konventionellen Barge 1 sind. Dies ist vor allem auf die höheren hydrodynamischen Trägheitskoeffizienten a_{44} zurückzuführen. Man erkennt, daß die Amplituden der Rollbewegung der Bargen 2, 3 und 4 bei Frequenzen oberhalb 0.5 rad/s kleiner sind. Für eine genauere Untersuchung des Bewegungsverhaltens der Tandem-Hull-Bargen, insbesondere im Resonanzbereich, sind Modellversuche empfehlenswert.

Tabelle 3.2.1

Tandem-Hull-Konzept

Parametermatrix

	L/B	L	B	∇	e
$Fall$	$[-]$	$[m]$	$[m]$	$[m^3]$	$[m]$
1				58660	5.0
2	1.5	90	60	59640	7.5
3				60620	10.0
4				57505	5.0
5	2.5	115	46	58485	7.5
6				59465	10.0
7				59458	5.0
8	4.0	148	37	60438	7.5
9				61418	10.0

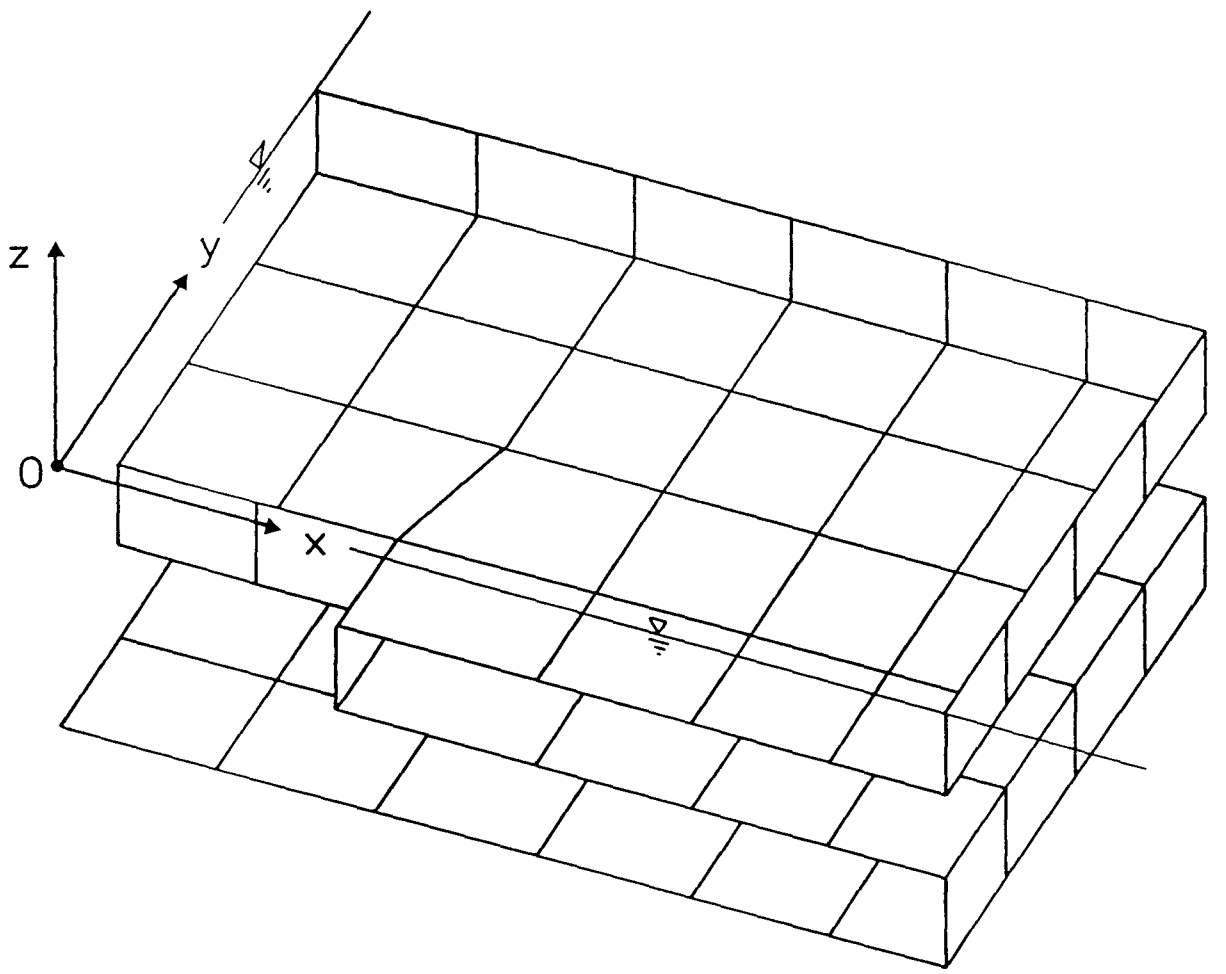
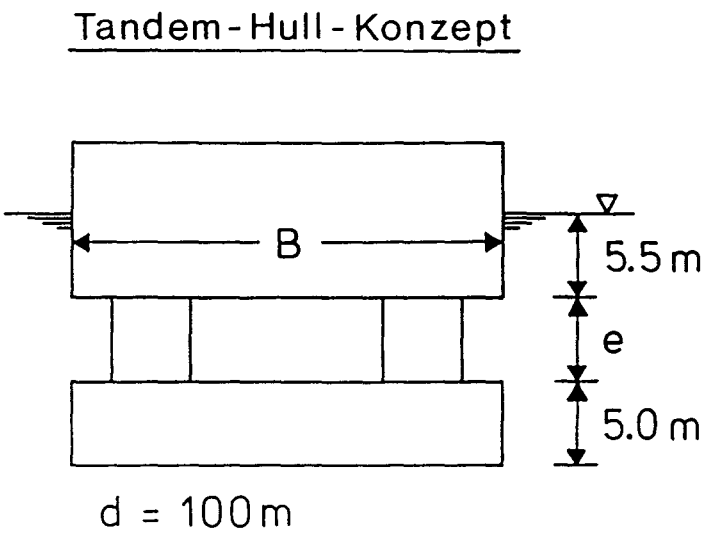


Abb. 3.2.1 Paneel-Modell einer Tandem-Hull-Barge



	Barge	
	Standard	Tandem
Verdrängung [m^3]	56 700	60 000
Nutzlast [t]	16 500	15 000
Decksfläche [m^2]	5 400	5 400

Fall	L/B [-]	L [m]	B [m]	e [m]
1	1.5	90	60	0
2				5.0
3				7.5
4				10.0

Abb. 3.2.2 Systemskizze und Parameter

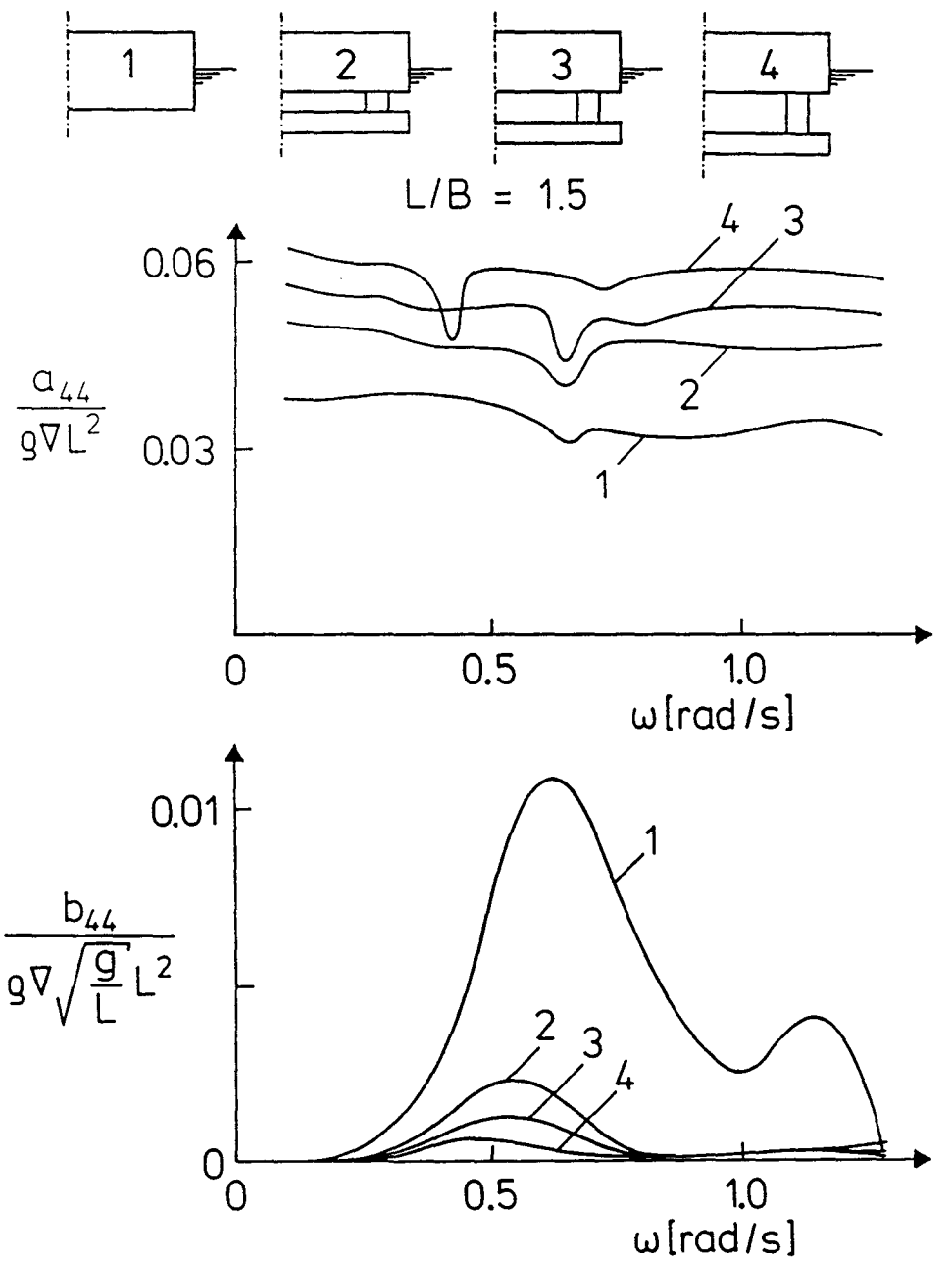


Abb. 3.2.3 Hydrodynamische Koeffizienten

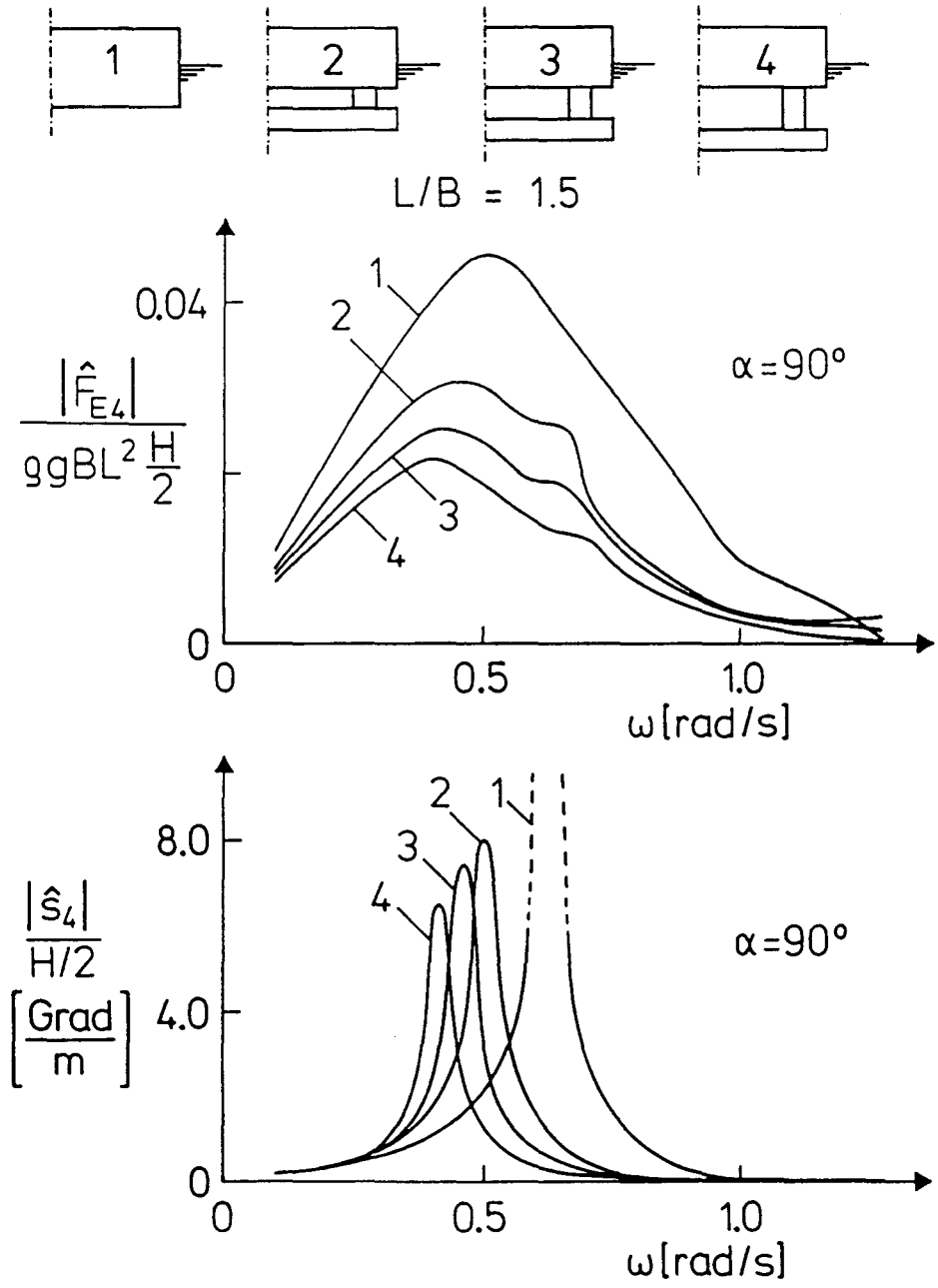


Abb. 3.2.4 Übertragungsfunktionen

3.3 BTMM-Konzept

Beim BTMM-Konzept wird versucht, die Erhöhung der hydrodynamischen Trägheit und die Vergrößerung der Wirbel- und der viskosen Dämpfung gleichzeitig für die Reduzierung der Bewegungen zu nutzen. Zu diesem Zweck werden unter dem Boden der Barge vier ausfahrbare Stabilisierungsplatten, die als "Elefantenfüße" bezeichnet werden, angebracht.

Die Paneel-Idealisierung einer Michael-Tank-Barge zeigt Abb. 3.3.1. Die Anzahl der Paneele pro Viertel des Schwimmkörpers liegt bei 59 000 m^3 Verdrängung je nach Form und Größe der Stabilisierungsplatten zwischen 79 und 93. In Abb. 3.3.2 sind die variierten Parameter für eine konventionelle Referenzbarge (Fall 1) und drei BTMM-Bargen mit dem L/B-Verhältnis von 1.5 graphisch und tabellarisch zusammengestellt. Untersucht wird hier der Einfluß des Abstands e zwischen den Stabilisierungsplatten und dem Boden der Barge auf die hydrodynamischen Charakteristika und die Rollbewegung des Systems. Die Verdrängung der Bargen 2, 3 und 4 wird ungefähr konstant gehalten.

Die hydrodynamischen Koeffizienten a_{44} , b_{44} und die Amplituden des Erregungsmoments $F_{E4}^{(1)}$ ändern sich ähnlich wie bei der Tandem-Hull-Barge. Sie werden größer mit zunehmender Entfernung der Stabilisierungsplatten vom Bargeboden. Bei Frequenzen oberhalb 0.5 rad/s werden die Amplituden der Rollbewegung durch die Stabilisierungsplatten reduziert. Die Resonanzfrequenzen werden auch kleiner.

Bei Schwimmkörpern mit Stabilisierungsplatten, deren Dicken viel kleiner als eine charakteristische Paneellänge sind, liefert das Paneel-Verfahren, analog wie bei flachen Michael-Tanks, keine realistischen Werte der Strömungsgeschwindigkeit und des hydrodynamischen Drucks in diesem Bereich. Hier ist ratsam, auf die Erfassung der Wechselwirkung zwischen den Stabilisierungsplatten und der Barge mit Hilfe potentialtheoretischer Rechnung zu verzichten und stattdessen empirische Ansätze zur Bestimmung der auf die Stabilisierungsplatten und auf deren Stützen wirkenden hydrodynamischen Lasten zu verwenden. Bei der in den präsentierten Beispielen angenommenen Plattendicke von 3 m treten keine numerischen Schwierigkeiten auf.

Der Hauptnachteil dieses Konzepts ist die hohe Belastung der Stützen durch Biegemomente infolge der an den Stabilisierungsplatten induzierten Druckbelastung. Dieser Entwurfsaspekt erfordert eine besondere Sorgfalt, da die Platten mechanisch aus- und eingefahren werden.

Tabelle 3.3.1

BTMM-Konzept

Parametermatrix

	L/B	L	B	∇	e	l_P	b_P
Fall	[–]	$[m]$	$[m]$	$[m^3]$	$[m]$	$[m]$	$[m]$
1				58809	5.0		
2	1.5	90	60	59372	7.5	28.0	19.0
3				59934	10.0		
4				57731	5.0		
5	2.5	115	46	58294	7.5	36.5	14.5
6				58856	10.0		
7				59495	5.0		
8	4.0	148	37	60058	7.5	46.0	11.5
9				60620	10.0		

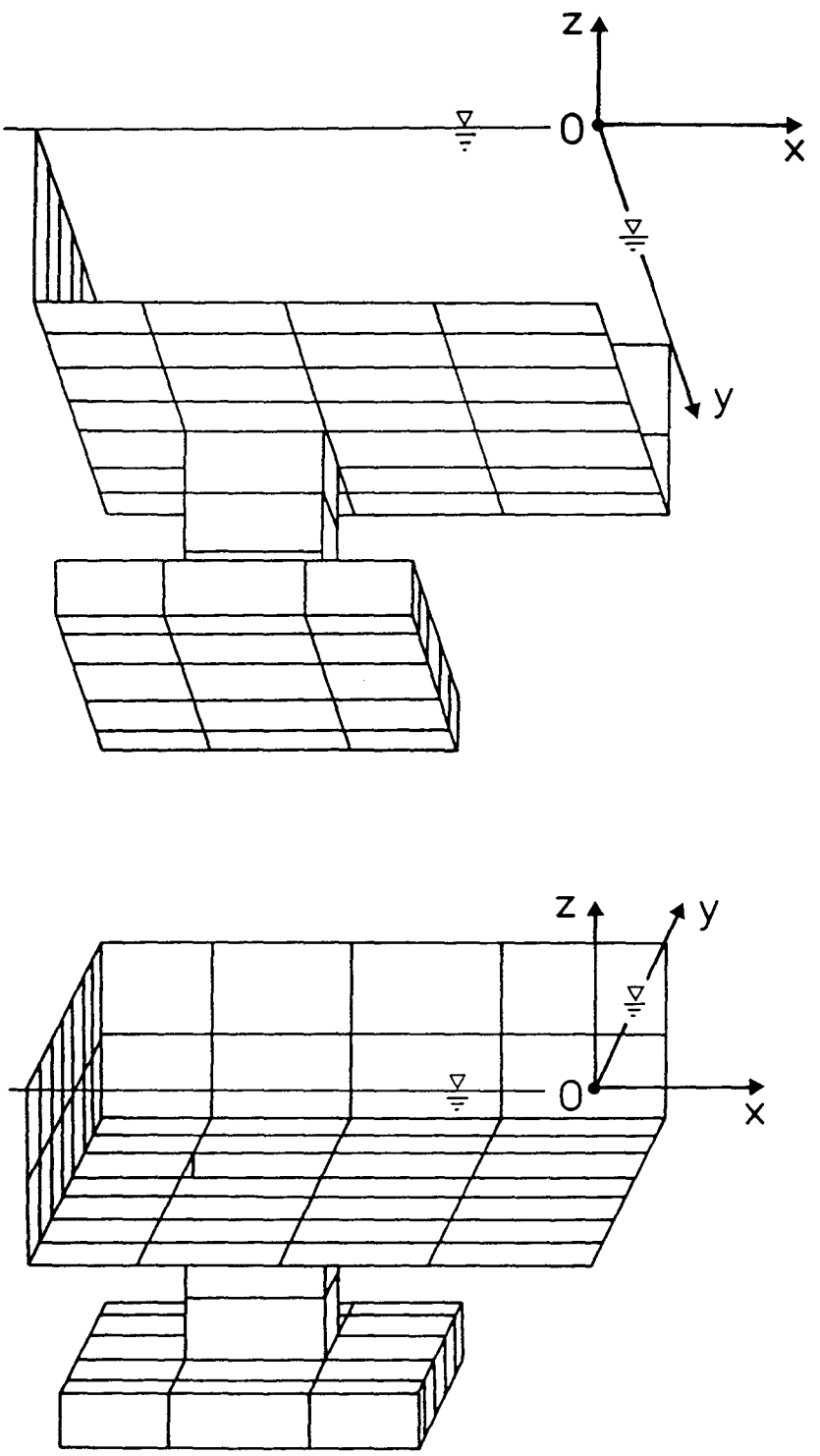
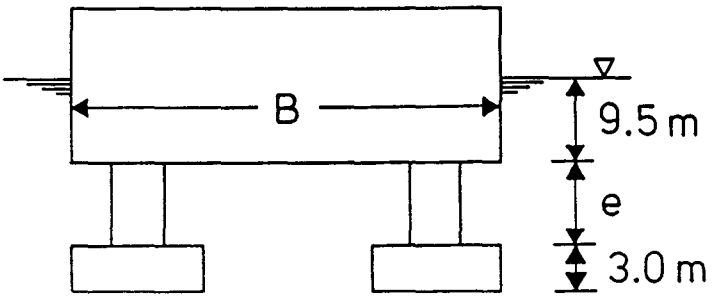


Abb. 3.3.1 Paneel-Modell einer BTMM-Barge

BTMM - Konzept



d = 100 m

	Barge	
	Standard	BTMM
Verdrängung [m^3]	51 300	59 000
Nutzlast [t]	16500	15000
Decksfläche [m^2]	5400	5400

Fall	L/B [-]	L [m]	B [m]	l_p/b_p [-]	l_p [m]	b_p [m]	e [m]
1	1.5	90	60	0	0	0	0
2				1.5	28	19	5.0
3							7.5
4							10.0

Abb. 3.3.2 Systemskizze und Parameter

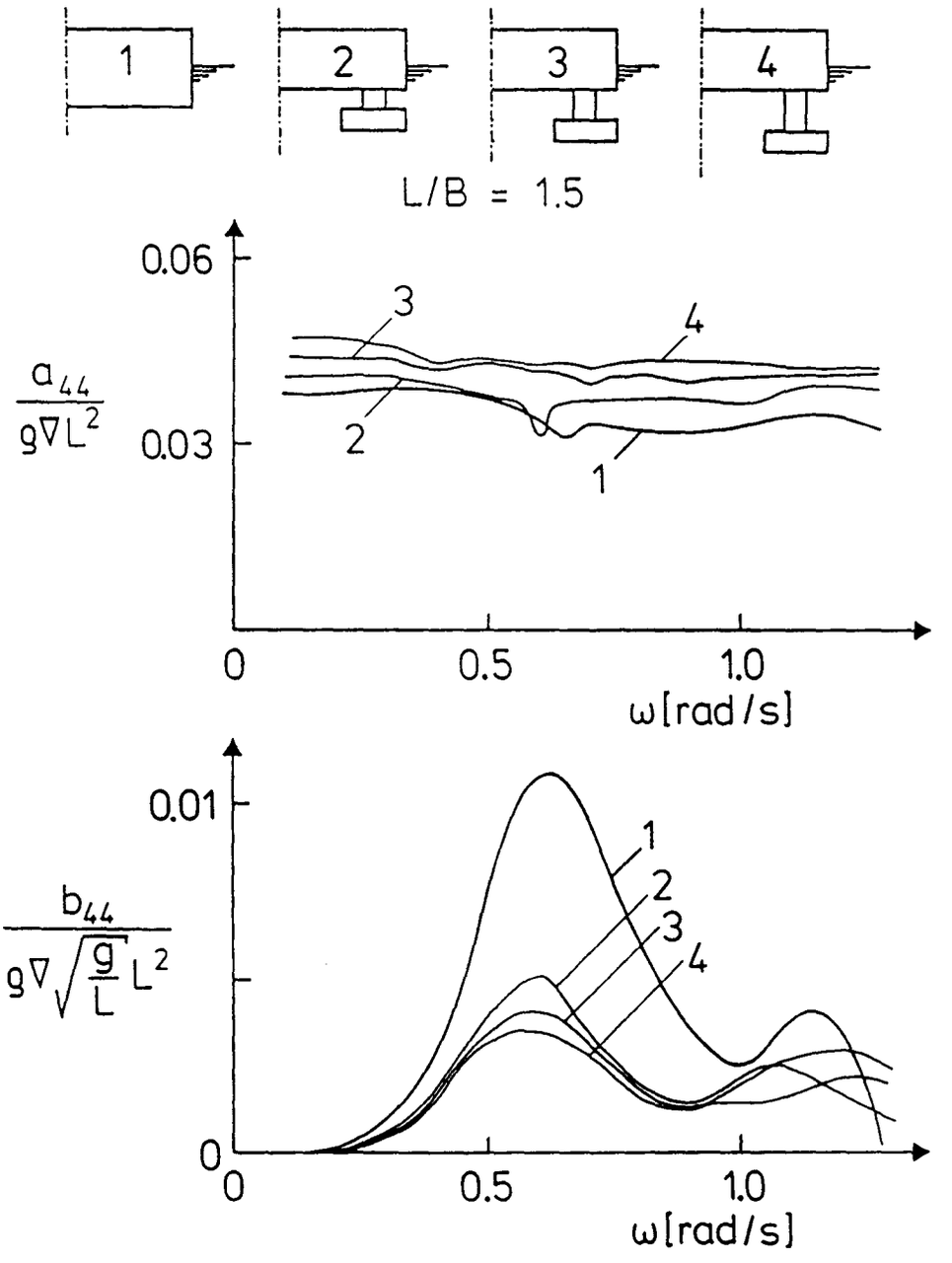


Abb. 3.3.3 Hydrodynamische Koeffizienten

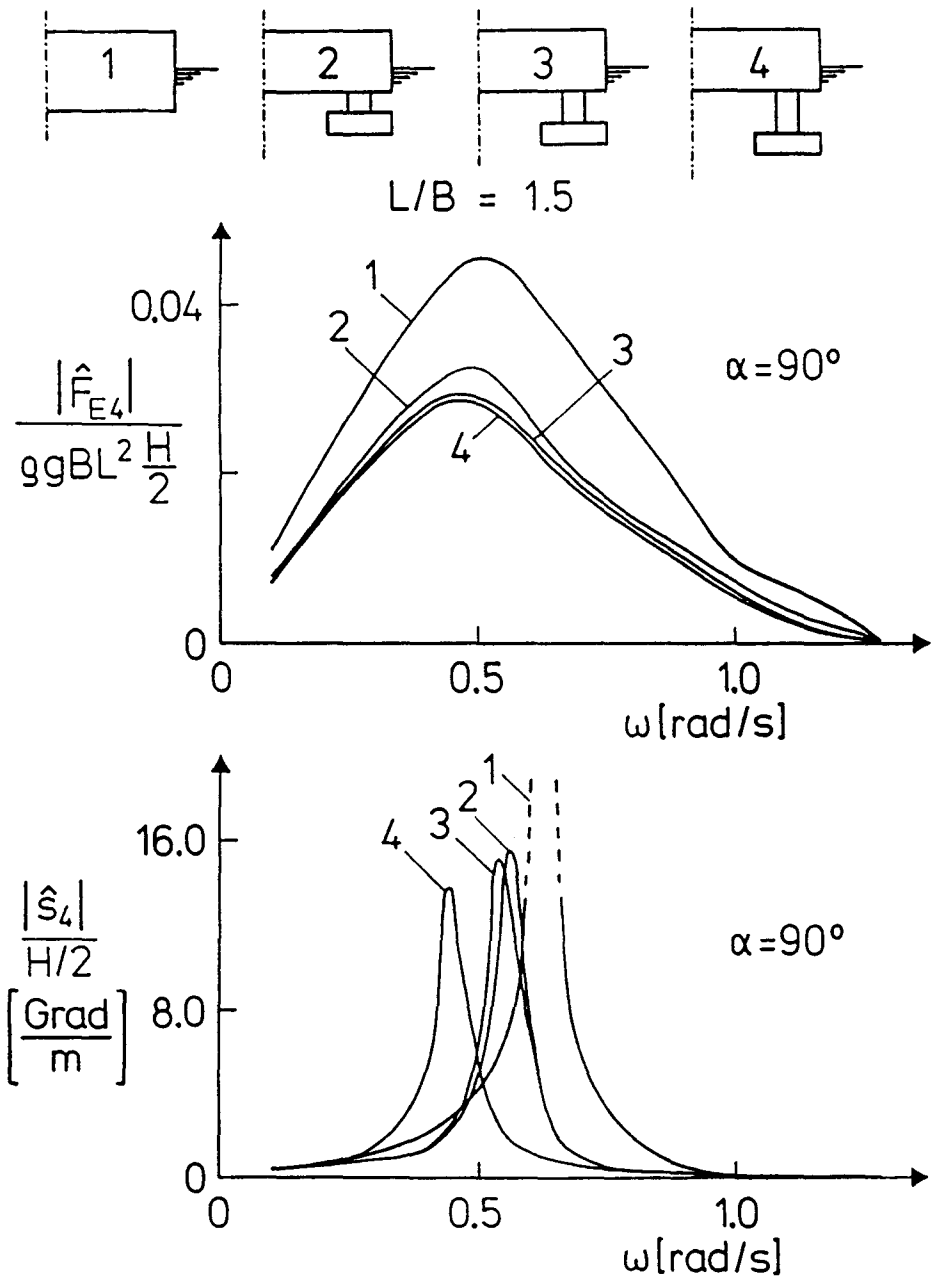


Abb. 3.3.4 Übertragungsfunktionen

4 Ergebnisse der Untersuchungen an neuartigen Schwimmkörpern mit passiven und aktiven Stabilisierungssystemen

4.1 Funktionsprinzip

Das Funktionsprinzip des Seitenkammer-Konzepts besteht darin, in den an Steuer- und Backbord des Schwimmkörpers angebauten, nach unten offenen Seitenkammern durch Pumpen einer Luftmasse und Überdruck zusätzliche Verdrängungssvolumina zu erzeugen, die, während sich der Schwimmkörper bewegt, aufrecherhalten werden müssen und je nach Bewegungszustand verändert werden können. Die Seitenkammern sind durch Leitungen miteinander verbunden, so daß die Luft aus der Kammer, in der momentan ein höherer Druck herrscht, in die andere Kammer strömen kann. Die Kolben, die die Luft zwischen den Seitenkammern hin- und herbewegen, stellen dabei die in den Seitenkammern befindlichen, inkompressiblen Wassersäulen dar, die sich, wie ein Kolben im Zylinder einer Pumpe, relativ zu den Wänden der Seitenkammern bewegen, wenn der Schwimmkörper in Bewegung ist.

Zwei Seitenkammer-Konzepte sind in Abb. 4.1.1 bis 4.1.6 dargestellt. Sie unterscheiden sich voneinander dadurch, daß die Seitenkammern des Konzepts 2 völlig eingetaucht sind, während die Seitenkammern des Konzepts 1 die Wasseroberfläche durchdringen. In letzterem Fall trägt nur ein Teil des eingeschlossenen Luftvolumens zum hydrostatischen Auftrieb des Schwimmkörpers bei. In der hydrostatischen Gleichgewichtslage, Abb. 4.1.2 und 4.1.5, ist der Luftdruck gleich der Summe aus dem Atmosphären- und dem hydrostatischen Druck an den Trennflächen zwischen Wasser und Luft innerhalb der Seitenkammern.

Durch die Änderungen der zum hydrostatischen Auftrieb beitragenden Luftvolumina kann das hydrostatische Rückstellmoment teilweise geregelt werden. Seine Phasenverschiebung bezüglich der Rollbewegung des Schwimmkörpers muß so eingestellt sein, daß die Rollamplituden des Schwimmkörpers durch die von den Änderungen der Luftvolumen herrührenden Verschiebungen des Angriffspunkts F der resultierenden Auftriebskraft reduziert werden.

Aus der quasi-stationären Betrachtung des an der benetzten Oberfläche des beweglichen Schwimmkörpers und an den Trennflächen zwischen Wasser und Luft induzierten instationären Druckfeldes geht hervor, daß das krängende Moment nur dann verringert wird, wenn ein Teil des hydrostatischen Auftriebs auf der Überdruckseite des Schwimmkörpers fortfällt und auf die Unterdruckseite verlagert wird.

Der Schwimmkörper verrichtet am Luftvolumen eine mechanische Arbeit, indem die Luft komprimiert und zwischen den Seitenkammern gepumpt wird. Ein Anteil dieser Arbeit wird in Wärme umgewandelt, von der ein Teil infolge der Wärmeleitung über die Systemgrenzen hinaus abgeführt wird. Dieser Energieverlust trägt zur Dämpfung des Gesamtsystems bei. Die verbleibende strömungsmechanische Energie wird zur Fortbewegung der eingeschlossenen Luft sowie zur Überwindung der Reibungskräfte und der Widerstände der Einbauten benötigt. Durch ein steuerbares Drosselelement, das in Abb. 4.1.1 und 4.1.4 als ein Regelelement angedeutet ist, können der Luftvolumenstrom und die damit verbundenen Änderungen der zum hydrostatischen Auftrieb beitragenden Luftvolumina geregelt werden. Durch die Drosselung und die strömungsmechanischen Energieverluste kommt eine Phasenverschiebung zwischen dem Druckausgleich in den Seitenkammern und den Auslenkungen des Systems zustande, wie in Abb. 4.1.3 und 4.1.6 angedeutet ist.

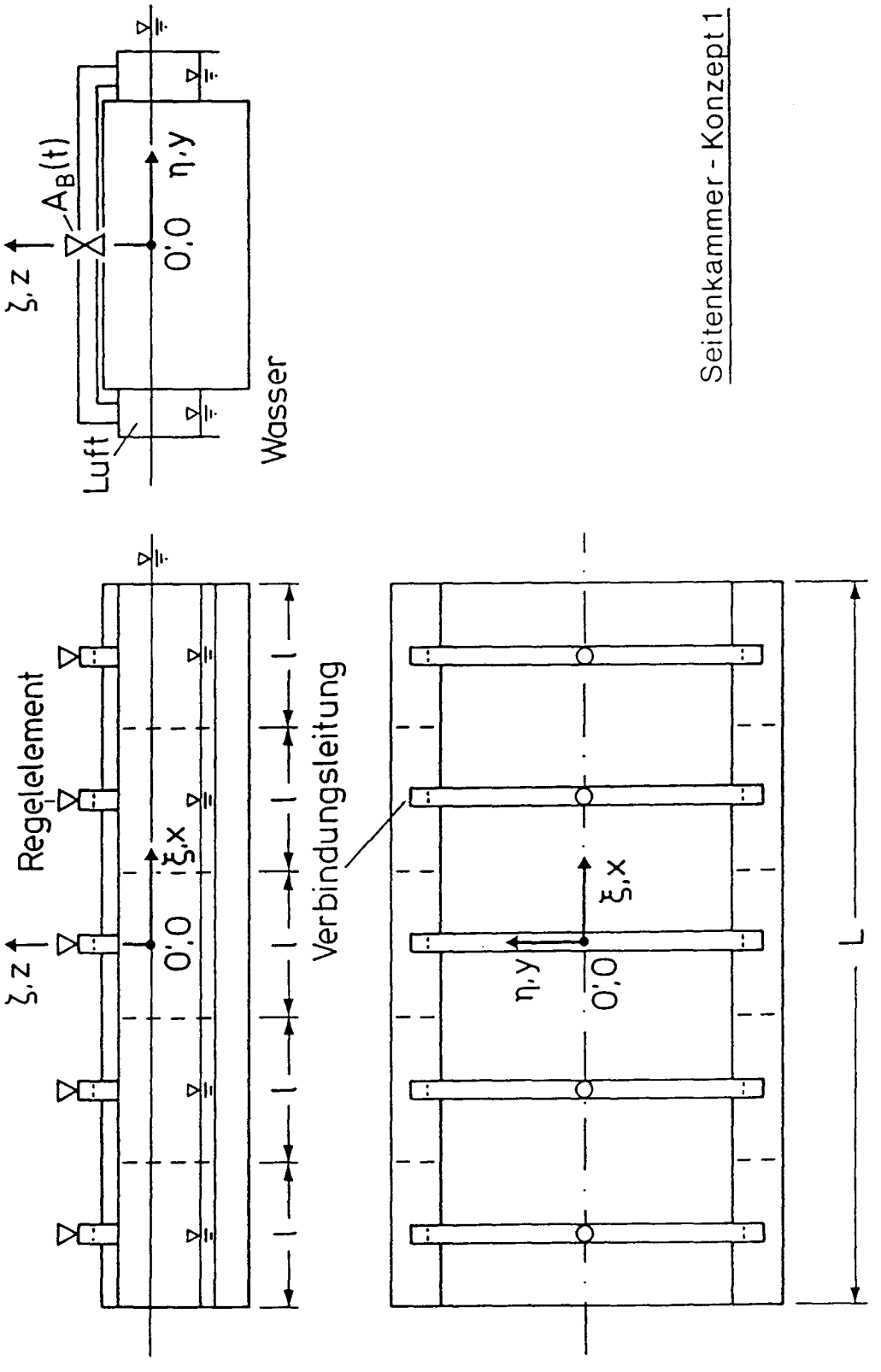


Abb. 4.1.1 Systemskizze

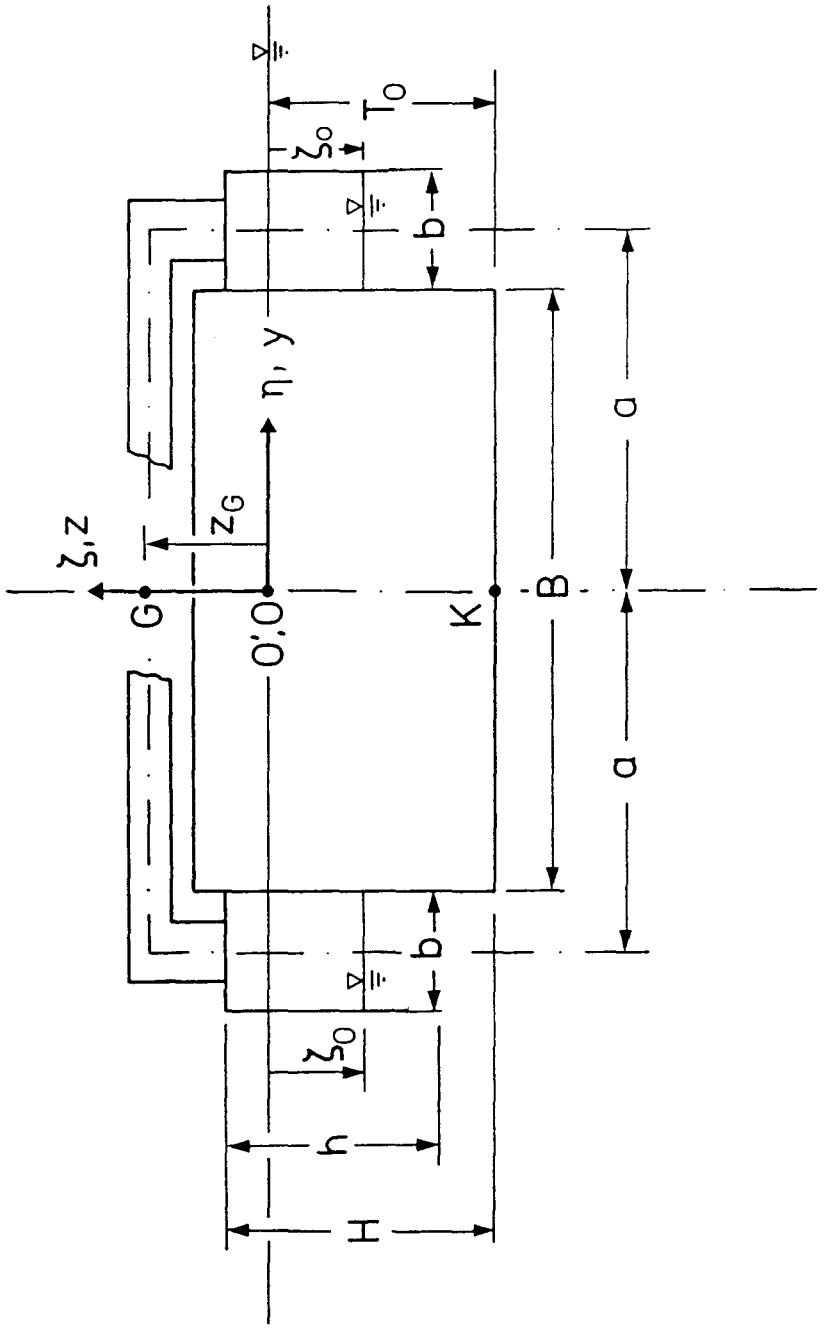


Abb. 4.1.2 Definitionsskizze

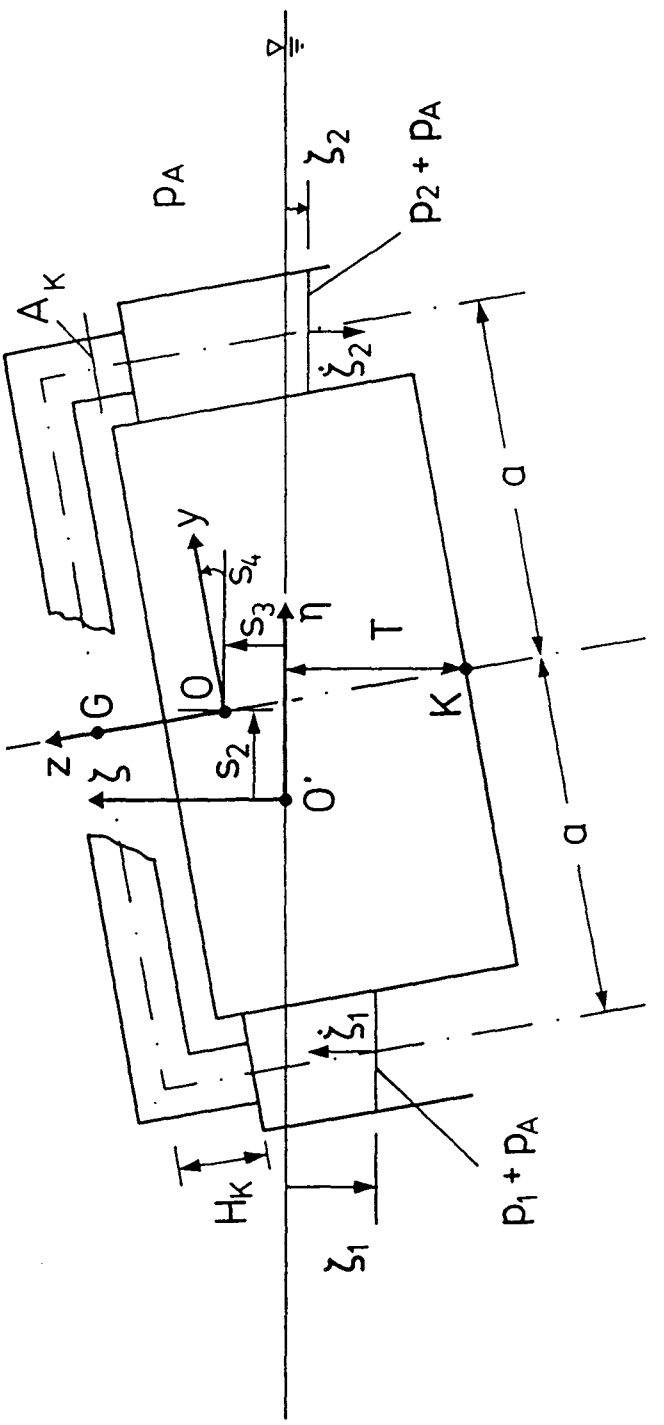


Abb. 4.1.3 Definitionsskizze

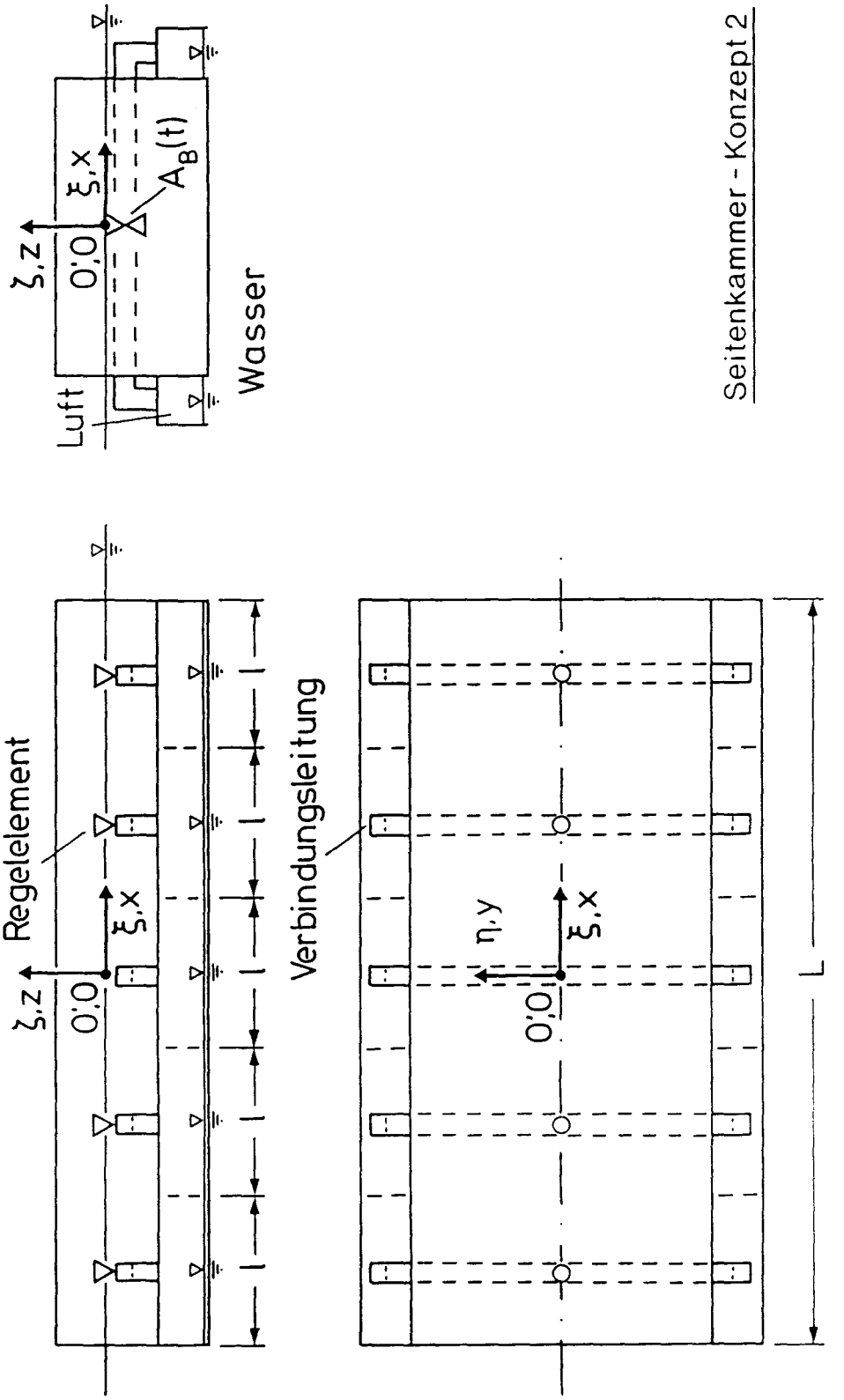


Abb. 4.1.4 Systemskizze

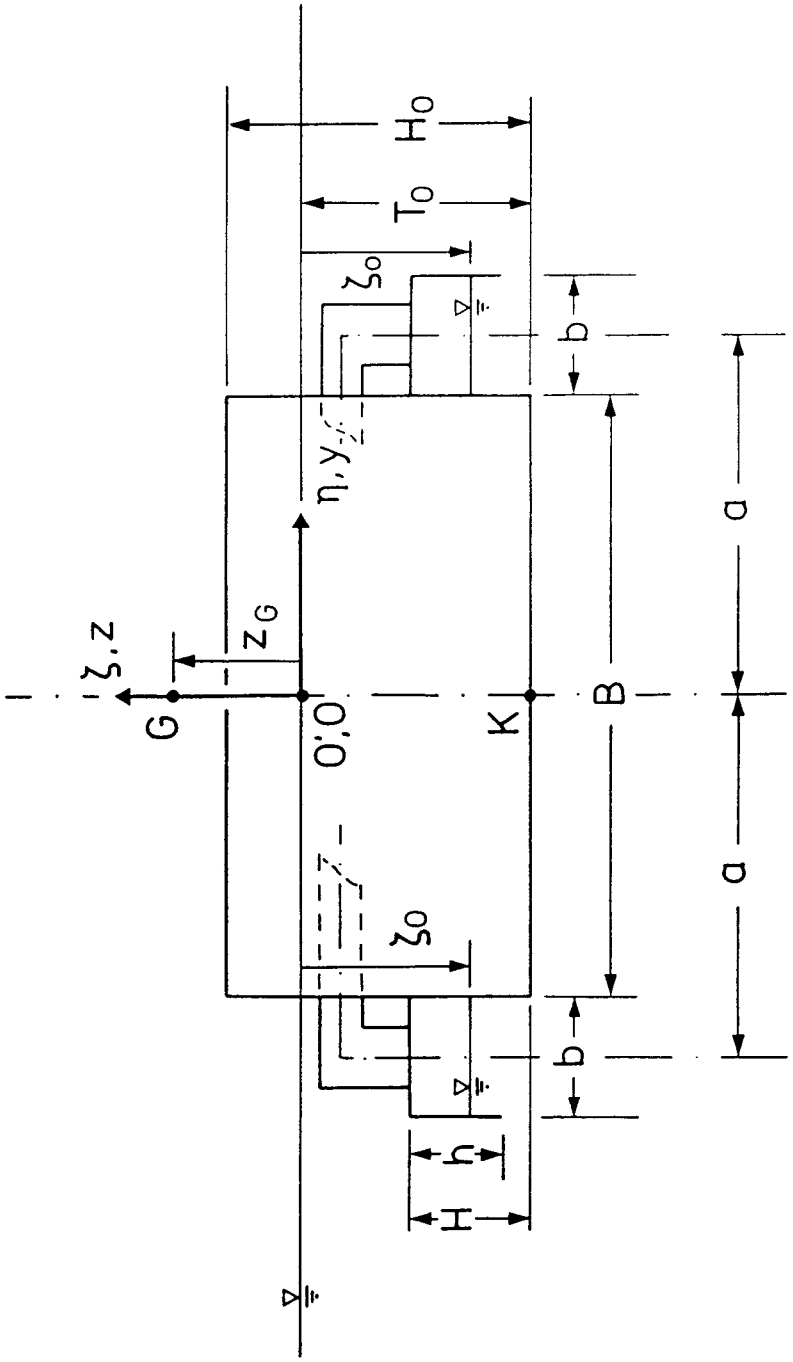


Abb. 4.1.5 Definitionsskizze

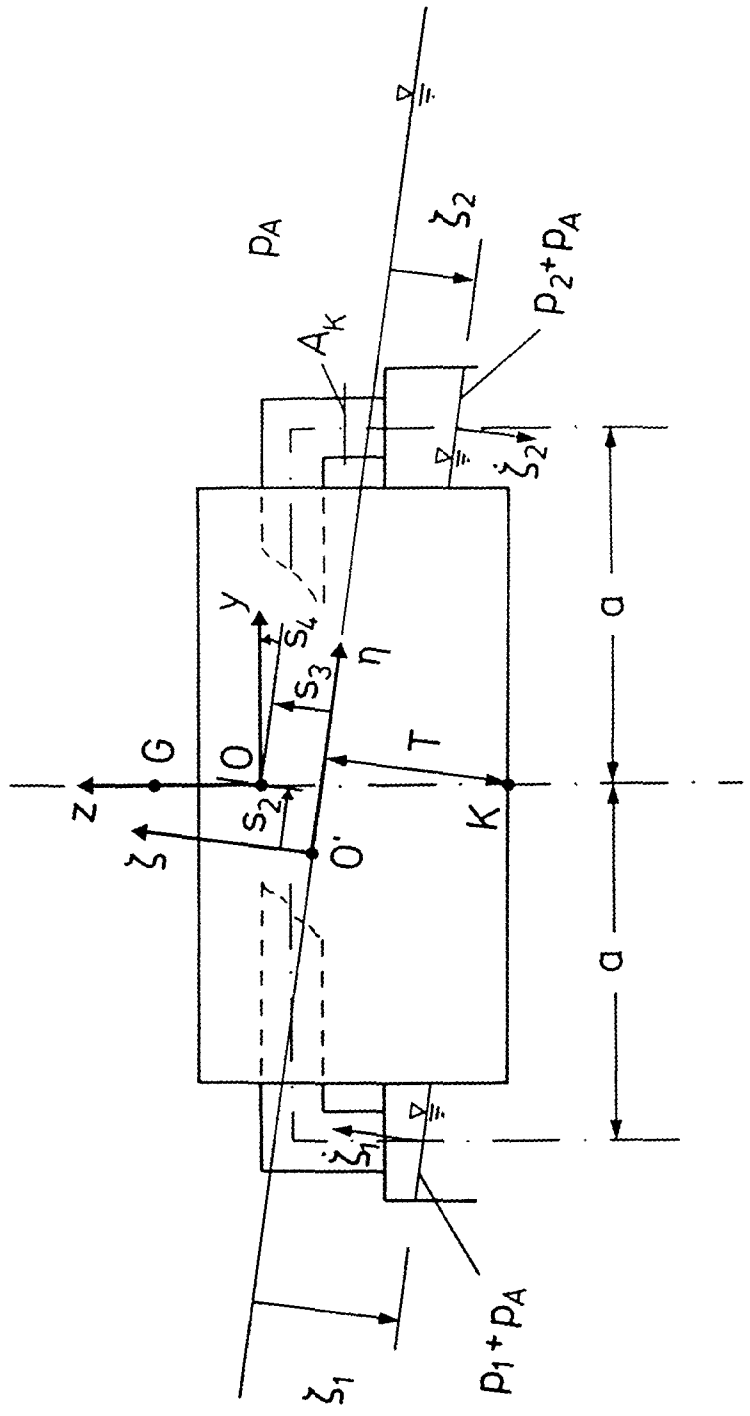


Abb. 4.1.6 Definitionsskizze

Die unterhalb der Wasseroberfläche befindlichen Seitenkammern des Konzepts 2 wirken analog wie Michael-Tanks und tragen zur Reduzierung der Auslenkungen der Barge bei. Beim Konzept 1 überwiegt die hydrostatische Wirkung der Luftvolumina.

Ziel der Untersuchung ist es, die Funktionsfähigkeit des Seitenkammer-Konzepts durch Simulationsrechnungen zu verifizieren.

4.2 Durchfluß der Luft zwischen zwei Druckkammern

Zunächst wird das in Abb. 4.2.1 dargestellte pneumatische Ersatzsystem betrachtet. Die eingeschlossene Luft wird wie ein vollkommen ideales Gas betrachtet. Der thermische Zustand der Luft ist durch die thermische Zustandsgleichung:

$$p_L = \rho_L R T_L \tag{4.2-1}$$

beschrieben. p_L, ρ_L und T_L bezeichnen den Luftdruck, die Luftdichte und die Lufttemperatur, R ist die spezifische Gaskonstante.

Die Zustandsänderung der Luft gehorche der polytropen Zustandsänderungsgleichung:

$$\frac{p_L}{\rho_L^n} = \frac{p_{L0}}{\rho_{L0}^n} = const \tag{4.2-2}$$

p_{L0} und ρ_{L0} sind der Ruhedruck und die Ruhedichte der Luft in der aerostatischen Gleichgewichtslage. Die Ruhedichte ergibt sich aus der thermischen Zustandsgleichung zu:

$$\rho_{L0} = \frac{p_{L0}}{R T_{L0}}. \tag{4.2-3}$$

T_{L0} ist die Ruhetemperatur der Luft.

Die in den Druckkammern 1 und 2 sowie in der Verbindungsleitung eingeschlossene Luftmasse m_{L0} ist gleich

$$m_{L0} = \rho_{L0} V_{L0} = \rho_{L0} \left[A_1 h_{10} + A_2 h_{20} + 2 A_3 \left(h_3 + a \right) \right] \tag{4.2-4}$$

Hierin bezeichnen V_{L0} das Luftvolumen in der aerostatischen Gleichgewichtslage, A_1, A_2 und A_3 die Querschnittsflächen der Druckkammern und der Verbindungsleitung. h_{10} und h_{20} sind die Höhen der Luftvolumina in den Druckkammern, h_3 ist die Höhenlage der Achse der Verbindungsleitung bezüglich der oberen Seiten der Druckkammern.

Durch die Kolbenbewegung wird die Luft in Bewegung gesetzt. Die Verluste an strömungsmechanischer Energie infolge der Wandreibung können gegenüber den Energieverlusten an den Einbauten vernachlässigt werden. Die Querschnittsflächen der Druckkammern, A_1 und A_2, seien gleich groß. Die Gleichungen der Thermo-Fluidmechanik können dann nach *Truckenbrodt (1980)* für eine stationäre Strömung entlang des Stromfadens s in Integralform folgendermaßen formuliert werden:

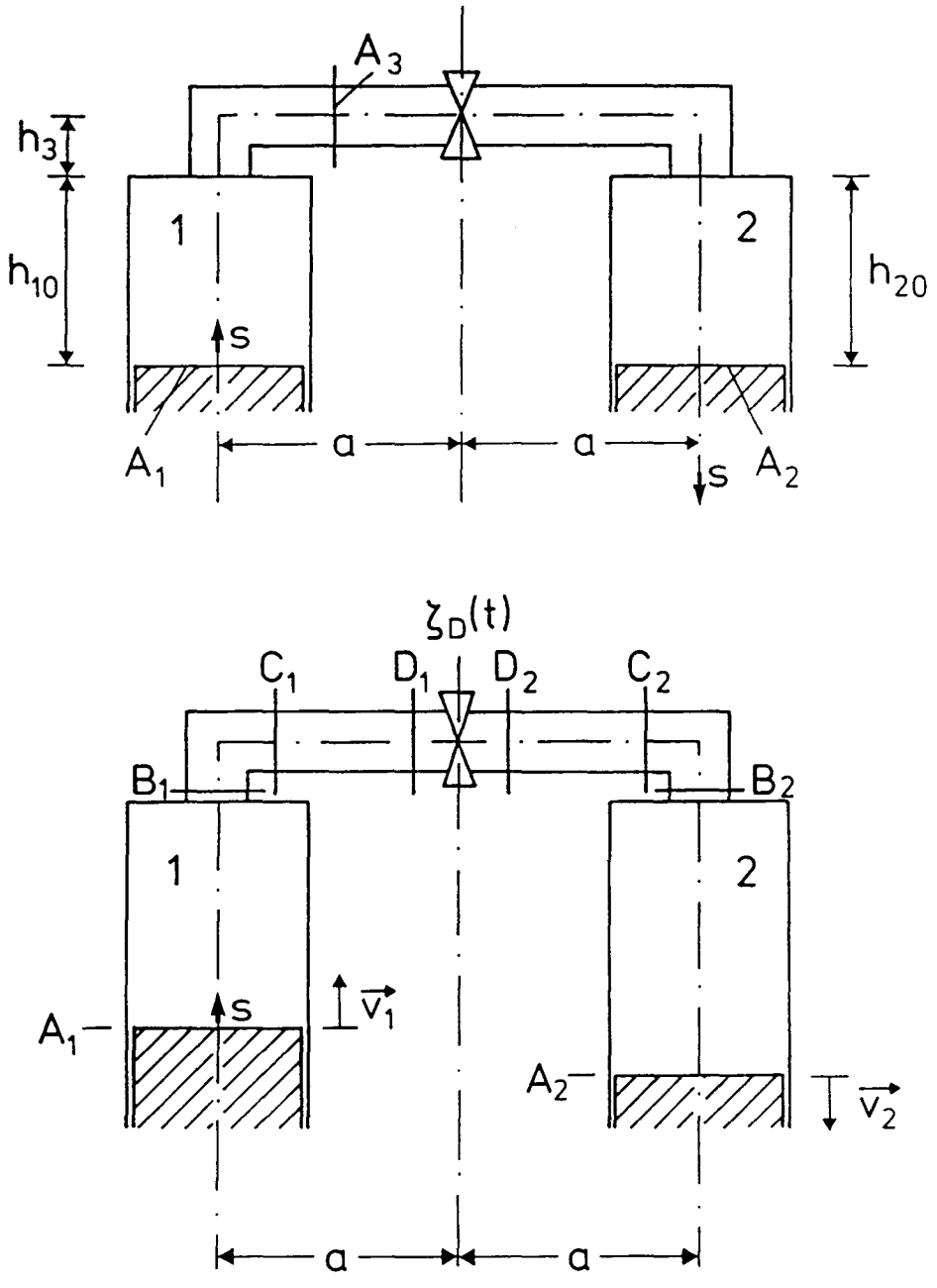


Abb. 4.2.1 Pneumatisches Modell des Stabilisierungssystems

$$\frac{\rho_{L2}}{\rho_{L1}} = \frac{p_{L2}T_{L1}}{p_{L1}T_{L2}} \tag{4.2-5a}$$

$$\rho_{L2}v_2 = \rho_{L1}v_1 \quad (A_1 = A_2 = const) \tag{4.2-5b}$$

$$p_{L2} + \rho_{L2}v_2^2 = p_{L1} + \rho_{L1}v_1^2 - \Delta p_{1\to 2} \tag{4.2-5c}$$

$$\frac{v_2^2}{2} + c_p T_{L2} = \frac{v_1^2}{2} + c_p T_{L1} + q_{1\to 2} \tag{4.2-5d}$$

Die Gl. (4.2-5a) und (4.2-5b) stellen die thermische Zustandsgleichung und den Massenerhaltungssatz dar. ρ_{L1}, ρ_{L2}, p_{L1}, p_{L2}, T_{L1}, T_{L2} und v_1, v_2 bezeichnen entsprechend die Dichte, den Druck, die Temperatur und die Geschwindigkeit des Gases an den Querschnitten A_1 und A_2.

Gl. (4.2-5c) drückt den Impulssatz aus. $\Delta p_{1\to 2}$ bezeichnet hierin den Druckverlust zwischen den Querschnitten A_1 und A_2 , der durch die Widerstände der Einbauten verursacht wird. Dieser Druckverlust kann als folgende Summe berechnet werden:

$$\Delta p_{1\to 2} = \sum_{\nu} \rho_{L\nu}\zeta_\nu \frac{v_\nu^2}{2} \tag{4.2-6}$$

ζ_ν sind die empirischen Druckverlustzahlen der Einbauten, $\rho_{L\nu}$ und v_ν bezeichnen definitionsgemäß die Luftdichte und die Strömungsgeschwindigkeit hinter der Einbaustelle ν.

Gl. (4.2-5d) stellt die Energiegleichung der Thermo-Fluidmechanik dar. c_p bezeichnet die isobare Wärmekapazität des Gases, $q_{1\to 2}$ die durch die Begrenzungsfläche des Stromfadens übertragene spezifische Wärmemenge. Wird die Art der Zustandsänderung fesgelegt, dann kann diese Gleichung durch die Zustandsänderungsgleichung ersetzt werden.

Eine Expansionsströmung in positiver Stromfadenrichtung, d.h. aus der Druckkammer 1 in die Druckkammer 2 des in Abb. 4.2.1 dargestellten Systems, wird durch folgendes Gleichungssystem beschrieben:

$$\frac{\rho_{L2}}{\rho_{L1}} = \frac{p_{L2}T_{L1}}{p_{L1}T_{L2}} \tag{4.2-7a}$$

$$\rho_{L1}v_1 = \rho_{L2}v_2 \tag{4.2-7b}$$

$$\begin{aligned} p_{L1} + \rho_{L1}v_1^2 = {} & p_{L2} + \rho_{L2}v_2^2 + \frac{1}{2}\rho_{LB1}\zeta_{A1B1}v_{B1}^2 + \frac{1}{2}\rho_{LC1}\zeta_{B1C1}v_{C1}^2 + \\ & + \frac{1}{2}\rho_{LD2}\zeta_D v_{D2}^2 + \frac{1}{2}\rho_{LB2}\zeta_{C2B2}v_{B2}^2 + \frac{1}{2}\rho_{LA2}\zeta_{B2A2}v_{A2}^2 \end{aligned} \tag{4.2-7c}$$

$$\frac{p_{L1}}{\rho_{L1}^n} = \frac{p_{L2}}{\rho_{L2}^n} = \frac{p_{L0}}{\rho_{L0}^n} \tag{4.2-7d}$$

ζ_{A1B1} bezeichnet die Druckverlustzahl für die Verengung der Querschnittsfläche des Stromfadens von A_1 auf A_3. ρ_{LB1} und v_{B1} sind die Dichte und Geschwindigkeit am Querschnitt B_1. ζ_{B1C1}, ρ_{LC1}, v_{C1} sowie ζ_{C2B2}, ρ_{LB2}, v_{B2} gelten analog für die Strömungsumlenkung zwischen den Querschnitten B_1 und C_1 sowie C_2 und B_2, $\zeta_{B2A2}, \rho_{LA2}, v_{A2}$ für die Erweiterung der Querschnittsfläche von A_3 auf A_2.

ζ_D bezeichnet die Druckverlustzahl des Regelelements zwischen den Querschnitten D_1 und D_2. Sein Charakteristikum kann eine Funktion der Zeit und einer oder mehrerer Zustandsgrößen des Systems sein. Relevant für den Druckabfall sind die Dichte ρ_{LD2} und die Strömungsgeschwindigkeit v_{D2} hinter dem Regelelement.

Sind die Strömungsgeschwindigkeiten v_1 und v_2 in den Druckkammern viel kleiner als die Strömungsgeschwindigkeiten in der Verbindungsleitung, können die Impulsstrom-Dichten $\rho_{L1}v_1^2$ und $\rho_{L2}v_{L2}^2$ gegenüber den übrigen Termen in Gl. (4.2-7c) vernachlässigt werden. Der Druckabfall entlang des Stromfadens kann bei $p_{L1} > p_{L2}$ wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} p_{L1} - p_{L2} &= \frac{1}{2}\rho_{LB1}\zeta_{A1B1}v_{B1}^2 + \frac{1}{2}\rho_{LC1}\zeta_{B1C1}v_{C1}^2 + \frac{1}{2}\rho_{LD2}\zeta_D v_{D2}^2 + \\ &+ \frac{1}{2}\rho_{LB2}\zeta_{C2B2}v_{B2}^2 + \frac{1}{2}\rho_{LA2}\zeta_{B2A2}v_{A2}^2 \end{aligned} \tag{4.2-8}$$

Aus Gl. (4.2-7b), (4.2-7d) und (4.2-8) ergeben sich folgende Zusammenhänge zwischen den Geschwindigkeiten v_1, v_2 und den Drücken p_{L1} und p_{L2} :

$$v_1 = \frac{1}{\rho_{L0}}\left(\frac{p_{L0}}{p_{L1}}\right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L1} - p_{L2}}{a_{B1}v_{B1} + a_{C1}v_{C1} + a_{D2}v_{D2} + a_{B2}v_{B2} + a_{A2}v_{A2}} \tag{4.2-9a}$$

$$v_2 = \frac{1}{\rho_{L0}}\left(\frac{p_{L0}}{p_{L2}}\right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L1} - p_{L2}}{a_{B1}v_{B1} + a_{C1}v_{C1} + a_{D2}v_{D2} + a_{B2}v_{B2} + a_{A2}v_{A2}} \tag{4.2-9b}$$

Die Koeffizienten in den Nennern der Ausdrücke auf den rechten Seiten der Gl. (4.2-9a) und (4.2-9b) sind folgendermaßen definiert:

$$a_{B1} = \frac{1}{2}\zeta_{A1B1}\frac{A_1}{A_3} \tag{4.2-10a}$$

$$a_{C1} = \frac{1}{2}\zeta_{B1C1}\frac{A_1}{A_3} \tag{4.2-10b}$$

$$a_{D2} = \frac{1}{2}\zeta_D\frac{A_1}{A_3} \tag{4.2-10c}$$

$$a_{B2} = \frac{1}{2}\zeta_{C2B2}\frac{A_1}{A_3} \tag{4.2-10d}$$

$$a_{A2} = \frac{1}{2}\zeta_{B2A2} \tag{4.2-10e}$$

Analoge Gleichungen können für eine Expansionsströmung in negativer Stromfadenrichtung, d.h. aus der Druckkammer 2 in die Druckkammer 1, hergeleitet werden. Für den Druckabfall gilt nun bei $p_{L2} > p_{L1}$ folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} p_{L2} - p_{L1} &= \frac{1}{2}\rho_{LB2}\zeta_{A2B2}v_{B2}^2 + \frac{1}{2}\rho_{LC2}\zeta_{B2C2}v_{C2}^2 + \frac{1}{2}\rho_{LD1}\zeta_D v_{D1}^2 + \\ &+ \frac{1}{2}\rho_{LB1}\zeta_{C1B1}v_{B1}^2 + \frac{1}{2}\rho_{LA1}\zeta_{B1A1}v_{A1}^2 \end{aligned} \tag{4.2-11}$$

Die Zusammenhänge zwischen den Drücken und Geschwindigkeiten an den Querschnitten A_1 und A_2 lauten:

$$v_1 = -\frac{1}{\rho_{L0}}\left(\frac{p_{L0}}{p_{L1}}\right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L2} - p_{L1}}{a^*_{B2}v_{B2} + a^*_{C2}v_{C2} + a^*_{D1}v_{D1} + a^*_{B1}v_{B1} + a^*_{A1}v_{A1}} \tag{4.2-12a}$$

$$v_2 = -\frac{1}{\rho_{L0}}\left(\frac{p_{L0}}{p_{L2}}\right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L2} - p_{L1}}{a^*_{B2}v_{B2} + a^*_{C2}v_{C2} + a^*_{D1}v_{D1} + a^*_{B1}v_{B1} + a^*_{A1}v_{A1}} \tag{4.2-12b}$$

mit den Koeffizienten:

$$a^*_{B2} = \frac{1}{2}\zeta_{A2B2}\frac{A_2}{A_3} \tag{4.2-13a}$$

$$a^*_{C2} = \frac{1}{2}\zeta_{B2C2}\frac{A_2}{A_3} \tag{4.2-13b}$$

$$a^*_{D1} = \frac{1}{2}\zeta_D\frac{A_2}{A_3} \tag{4.2-13c}$$

$$a^*_{B1} = \frac{1}{2}\zeta_{C1B1}\frac{A_2}{A_3} \tag{4.2-13d}$$

$$a^*_{A1} = \frac{1}{2}\zeta_{B1A1} \tag{4.2-13e}$$

Die Druckverlustzahlen werden mit Hilfe empirischer Ansätze nach *Schade und Kunz (1980)* und *Bohl (1982)* bestimmt. Im folgenden werden die Querschnittsflächen der Druckkammern, A_1 und A_2 mit A , die Querschnittsfläche der Verbindungsleitung A_3 mit A_K bezeichnet.

Die Druckverlustzahlen für die unstetige Querschnittsverengung werden durch durch folgende Ansätze approximiert:

$$\zeta_{A1B1} = \zeta_{A2B2} = \zeta_V = \alpha \left(\frac{A_K}{A} - 1 \right)^2 \tag{4.2-14a}$$

$$\alpha = \begin{cases} 0.6 \\ 1.0 \\ 1.5 \end{cases} \quad \text{für} \quad \frac{A_K}{A} \quad \begin{cases} \to 0 \\ = 0.3 \\ > 0.6 \end{cases} \tag{4.2-14b}$$

Für die unstetige Querschnittserweiterung (Borda-Carnotscher Stoßverlust) gilt:

$$\zeta_{B2A2} = \zeta_{B1A1} = \zeta_E = \left(\frac{A}{A_K} - 1 \right)^2 \tag{4.2-15}$$

Für die Strömungsumlenkung um 90 *Grad* wird eine von der Querschnittsfläche unabhängige Konstante angenommen:

$$\zeta_{B1C1} = \zeta_{C2B2} = \zeta_{B2C2} = \zeta_{C1B1} = \zeta_U = 0.3 \tag{4.2-16}$$

Als Regelelement dient in dieser Untersuchung eine Blende mit veränderlichem Öffnungsquerschnitt A_B. Ihre Kennlinie ist durch folgende Funktionen gegeben:

$$\zeta_D = \zeta_D(t) = \left(\frac{A_K}{A_B(t)\psi(t)} - 1 \right)^2 \tag{4.2-17a}$$

$$\psi(t) = 0.63 + 0.37 \left(\frac{A_B(t)}{A_K} \right)^3 \tag{4.2-17b}$$

Der Minimalwert des Öffnungsquerschnitts kann von einem festgelegten Grenzwert der Machzahl abhängen, der entlang des Stromfadens nicht überschritten werden soll.

Nach dem Einsetzen der Druckverlustzahlen in die Gl. (4.2-10) und (4.2-13) erhält man folgende Definitionsgleichungen für die Koeffizienten in den Nennern der Gl. (4.2-9) und (4.2-12):

$$a_{B1} = a^*_{B2} = \frac{1}{2} \alpha \frac{A}{A_K} \left(\frac{A_K}{A} - 1 \right)^2 = a_V \tag{4.2-18a}$$

$$a_{A2} = a^*_{A1} = \frac{1}{2} \left(\frac{A}{A_K} - 1 \right)^2 = a_E \tag{4.2-18b}$$

$$a_{C1} = a_{B2} = a^*_{C2} = a^*_{B1} = 0.15\frac{A}{A_K} = a_U \tag{4.2-18c}$$

$$a^*_{D1} = a_{D2} = \frac{1}{2}\frac{A}{A_K}\left\{\frac{A_K}{A_B(t)\left[0.63 + 0.37\left(\frac{A_B(t)}{A_K}\right)^3\right]} - 1\right\}^2 = a_D(t) \tag{4.2-18d}$$

Gl. (4.2-9) und (4.2-12) nehmen nun folgende Form an:

$p_{L1} > p_{L2}$:

$$v_1 = \frac{1}{\rho_{L0}}\left(\frac{p_{L0}}{p_{L1}}\right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L1} - p_{L2}}{a_V v_{B1} + a_U v_{C1} + a_D(t) v_{D2} + a_U v_{B2} + a_E v_{A2}} \tag{4.2-19a}$$

$$v_2 = \frac{1}{\rho_{L0}}\left(\frac{p_{L0}}{p_{L2}}\right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L1} - p_{L2}}{a_V v_{B1} + a_U v_{C1} + a_D(t) v_{D2} + a_U v_{B2} + a_E v_{A2}} \tag{4.2-19b}$$

$p_{L1} < p_{L2}$:

$$v_1 = -\frac{1}{\rho_{L0}}\left(\frac{p_{L0}}{p_{L1}}\right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L2} - p_{L1}}{a_V v_{B2} + a_U v_{C2} + a_D(t) v_{D1} + a_U v_{B1} + a_E v_{A1}} \tag{4.2-20a}$$

$$v_2 = -\frac{1}{\rho_{L0}}\left(\frac{p_{L0}}{p_{L2}}\right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L2} - p_{L1}}{a_V v_{B2} + a_U v_{C2} + a_D(t) v_{D1} + a_U v_{B1} + a_E v_{A1}} \tag{4.2-20b}$$

Sind die Machzahlen klein, dann kann die Änderung der Luftdichte gegenüber der Ruhedichte vernachlässigt werden. Die unbekannten Strömungsgeschwindigkeiten hinter den Einbaustellen können dann aus einer inkompressiblen Näherung der Kontinuitätsgleichung geschätzt werden. Der Fehler hängt von der Machzahl ab und kann der Tabelle 4.2.1 nach *Schade und Kunz (1980)* entnommen werden.

Tabelle 4.2.1

Abhängigkeit der Luftdichte von der Strömungsgeschwindigkeit

v	Ma	$\frac{\rho_{L0} - \rho_L}{\rho_{L0}}$
$[m/s]$	$[-]$	$[\%]$
30	0.087	0.4
50	0.145	1.0
100	0.291	4.2
150	0.436	9.5

Es wird hier angenommen, daß die stärkste Änderung der Luftdichte durch die Drosselung verursacht wird. Links und rechts des Regelelements ändert sie sich entlang der entsprechenden Stromfadenhälfte lediglich um wenige Prozent. Das heißt:

$$\rho_{L1} \approx \rho_{LA1} \approx \rho_{LB1} \approx \rho_{LC1} \approx \rho_{LD1} \tag{4.2-21a}$$

$$\rho_{L2} \approx \rho_{LA2} \approx \rho_{LB2} \approx \rho_{LC2} \approx \rho_{LD2} \tag{4.2-21b}$$

und auf Grund der Kontinuitätsgleichung:

$$v_1 \approx v_{A1} \approx \frac{A_K}{A} v_{B1} \approx \frac{A_K}{A} v_{C1} \approx \frac{A_K}{A} v_{D1} \tag{4.2-22a}$$

$$v_2 \approx v_{A2} \approx \frac{A_K}{A} v_{B2} \approx \frac{A_K}{A} v_{C2} \approx \frac{A_K}{A} v_{D2} \tag{4.2-22b}$$

Unter der Berücksichtigung der Näherungen (4.2-22), der Kontinuitätsgleichung (4.2-7b) und der Zustandsänderungsgleichung (4.2-7d) erhält man folgende Zusammenhänge zwischen den Strömungsgeschwindigkeiten und den Drücken an den Endquerschnitten des Stromfadens:

$p_{L1} > p_{L2}$:

$$v_1 = \left[\frac{1}{\rho_{L0}} \left(\frac{p_{L0}}{p_{L1}} \right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L1} - p_{L2}}{b_V + b_U + \left(\frac{p_{L1}}{p_{L2}} \right)^{\frac{1}{n}} (b_D(t) + b_U + b_E)} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.2-23a}$$

$$v_2 = \left[\frac{1}{\rho_{L0}} \left(\frac{p_{L0}}{p_{L2}} \right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L1} - p_{L2}}{\left(\frac{p_{L2}}{p_{L1}} \right)^{\frac{1}{n}} (b_V + b_U) + b_D(t) + b_U + b_E} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.2-23b}$$

und

$p_{L1} < p_{L2}$:

$$v_1 = -\left[\frac{1}{\rho_{L0}} \left(\frac{p_{L0}}{p_{L1}} \right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L2} - p_{L1}}{\left(\frac{p_{L1}}{p_{L2}} \right)^{\frac{1}{n}} (b_V + b_U) + b_D(t) + b_U + b_E} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.2-24a}$$

$$v_2 = -\left[\frac{1}{\rho_{L0}} \left(\frac{p_{L0}}{p_{L2}} \right)^{\frac{1}{n}} \frac{p_{L2} - p_{L1}}{b_V + b_U + \left(\frac{p_{L2}}{p_{L1}} \right)^{\frac{1}{n}} (b_D(t) + b_U + b_E)} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.2-24b}$$

Die Funktion und die Koeffizienten in den Nennern der Gl. (4.2-23) und (4.2-24) sind wie folgt definiert:

$$b_V = \frac{1}{2}\alpha\left(\frac{A}{A_K}\right)^2\left(\frac{A_K}{A}-1\right)^2 \tag{4.2-25a}$$

$$\alpha = \alpha\left(\frac{A_K}{A}\right) = \begin{cases} \frac{3}{5} + \frac{4}{3}\frac{A_K}{A} & \text{für } 0 \leq \frac{A_K}{A} < 0.3 \\ 1 + \frac{5}{3}\frac{A_K}{A} & \text{für } 0.3 \leq \frac{A_K}{A} \leq 0.6 \\ 1.5 & \text{für } \frac{A_K}{A} > 0.6 \end{cases} \tag{4.2-25b}$$

$$b_E = \frac{1}{2}\left(\frac{A}{A_K}-1\right)^2 \tag{4.2-25c}$$

$$b_U = 0.15\left(\frac{A}{A_K}\right)^2 \tag{4.2-25d}$$

$$b_D(t) = \frac{1}{2}\left(\frac{A}{A_K}\right)^2\left\{\frac{A_K}{A_B(t)\left[0.63+0.37\left(\frac{A_B(t)}{A_K}\right)^3\right]}-1\right\}^2 \tag{4.2-25e}$$

Die Gl. (4.2-23), (4.2-24) und (4.2-25) bilden eine Grundlage für die Modellierung des Seitenkammer-Konzepts.

4.3 Hydrostatische Analyse

Der Beitrag der Seitenkammern zur hydrostatischen Auftriebskraft und zu den hydrostatischen Rückstellmomenten hängt von ihrer Größe, Geometrie, Lage bezüglich der Wasseroberfläche sowie von der Art der Zustandsänderung der in den Kammern und in der Verbindungsleitung eingeschlossenen Luft ab. Die Seitenkammern müssen so bemessen sein, daß die Luft nicht über ihre Unterkanten oder über die Bilgen der Barge austritt.

Betrachtet werden die in Abb. 4.1.1 bis 4.1.6 dargestellten Bargen, die mit n_K Seitenkammerpaaren ausgerüstet sind. Die Seitenkammern sind durch n_K Verbindungsleitungen mit der Querschnittsfläche A_K paarweise miteinander verbunden. In der hydrostatischen Analyse wird angenommen, daß die Verbindungen zwischen den Seitenkammern durch Schließung der Regelelemente unterbrochen sind. Im folgenden kennzeichnet der Index 1 die Steuerbord-, der Index 2 die Backbordkammer. Die Luftvolumina in den Seitenkammern und in den zugehörigen Abschnitten der Verbindungsleitungen können folgendermaßen berechnet werden:

$$V_{L1} = \left(H - \frac{T+\zeta_1}{\cos s_4} - a \tan s_4\right) Lb + n_K A_K (H_K + a) \tag{4.3-1a}$$

$$V_{L2} = \left(H - \frac{T+\zeta_2}{\cos s_4} + a \tan s_4\right) Lb + n_K A_K (H_K + a) \tag{4.3-1b}$$

T bezeichnet hier den Tiefgang, s_4 den Rollwinkel, ζ_1 und ζ_2 die globalen ζ-Koordinaten der Trennflächen zwischen Luft und Wasser in der ausgelenkten Lage der Barge. L ist die Länge der Barge. H und b stellen die Seitenhöhe und die Breite der Seitenkammern dar. a ist der Abstand ihrer Mittellinien zu der Symmetrieebene der Barge Oxz. H_K bezeichnet die Höhenlage der horizontalen Achsen der Verbindungsleitungen bezüglich der oberen Seiten der Seitenkammern.

Die polytrope Zustandsänderung der Luft beschreiben folgende Gleichungen:

$$(p_A - \rho g \zeta_1) V_{L1}^n = p_{L0} V_{L10}^n = C_1 \tag{4.3-2a}$$

$$(p_A - \rho g \zeta_2) V_{L2}^n = p_{L0} V_{L20}^n = C_2 \tag{4.3-2b}$$

p_A ist der Atmosphärendruck, p_{L0} der Luftdruck in den Luftkammern in der hydrostatischen Anfangslage der Barge bei s_4 gleich 0 *Grad*:

$$p_{L0} = p_A - \rho g \zeta_0 \tag{4.3-3}$$

ζ_0, V_{L10} und V_{L20} stellen die ζ-Koordinate der Trennflächen und die Luftvolumina in der Anfangslage dar. n bezeichnet den Exponenten der Polytrope, C_1 und C_2 sind die Konstanten der Zustandsänderungsgleichung.

Die hydrostatische Gleichgewichtsbedingung lautet:

$$mg = \rho g (V_K + V_1^* + V_2^*) \tag{4.3-4}$$

Das Verdrängungsvolumen des Schwimmkörpers V_K ist gleich

$$V_K = \frac{LBT}{\cos s_4} \tag{4.3-5}$$

V_1^* und V_2^* stellen die Beiträge der Luftvolumina zum Verdrängungsvolumen ∇ des Gesamtsystems dar. Nimmt man die benetzten Abschnitte der Verbindungsleitungen als auftriebsneutral an, dann können diese Beiträge für das Seitenkammer-Konzept 1 durch folgende Summe ausgedrückt werden:

$$V_1^* + V_2^* = -\frac{Lb}{\cos s_4} (\zeta_1 + \zeta_2) \tag{4.3-6}$$

Bei dem Seitenkammer-Konzept 2 befinden sich die Seitenkammern unterhalb der Wasseroberfläche. Solange sie nicht austauchen, tragen folgende Luftvolumina zum hydrostatischen Auftrieb bei:

$$V_1^* = Lb\left(H - \frac{T+\zeta_1}{\cos s_4} - a\tan s_4\right) \tag{4.3-7a}$$

$$V_2^* = Lb\left(H - \frac{T+\zeta_2}{\cos s_4} + a\tan s_4\right) \tag{4.3-7b}$$

Setzt man die Volumina V_K, V_1^* und V_2^* in Gl. (4.3-4) ein und löst man diese Gleichung nach dem Tiefgang T auf, dann erhält man einen Zusammenhang zwischen dem Tiefgang und den Koordinaten ζ_1, ζ_2 der Trennflächen. Für das Seitenkammer-Konzept 1 lautet dieser Zusammenhang folgendermaßen:

$$T = \frac{m\cos s_4}{\rho Lb} + \frac{b}{B}(\zeta_1 + \zeta_2) \tag{4.3-8}$$

und für das Seitenkammer-Konzept 2 entsprechend:

$$T = \frac{1}{1-\dfrac{2b}{B}}\left[\frac{m\cos s_4}{\rho LB} - \frac{2b}{B}\left(H\cos s_4 - \frac{\zeta_1+\zeta_2}{2}\right)\right] \tag{4.3-9}$$

Zur Bestimmung der drei Unbekannten T, ζ_1 und ζ_2 bei einem vorgegebenen Rollwinkel s_4 stehen für jedes Seitenkammer-Konzept drei Gleichungen zur Verfügung.

Für das Seitenkammer-Konzept 1 sind das die Zustandsänderungsgleichungen (4.3-2a) und (4.3-2b) sowie Gl. (4.3-8) für den Tiefgang, die zusammen folgendes nichtlineares Gleichungssystem bilden:

$$(p_A - \rho g\zeta_1)\left[\left(H - \frac{T+\zeta_1}{\cos s_4} - a\tan s_4\right)Lb + n_K A_K (H_K + a)\right]^n - C_1 = 0 \tag{4.3-10a}$$

$$(p_A - \rho g\zeta_2)\left[\left(H - \frac{T+\zeta_2}{\cos s_4} + a\tan s_4\right)Lb + n_K A_K (H_K + a)\right]^n - C_2 = 0 \tag{4.3-10b}$$

$$\frac{m\cos s_4}{\rho LB} + \frac{b}{B}(\zeta_1 + \zeta_2) - T = 0 \tag{4.3-10c}$$

Beim Seitenkammer-Konzept 2 ist Gl. (4.3-8) durch Gl. (4.3-9) zu ersetzen:

$$(p_A - \rho g \zeta_1) \left[\left(H - \frac{T + \zeta_1}{\cos s_4} - a \tan s_4 \right) Lb + n_K A_K (H_K + a) \right]^n - C_1 = 0 \tag{4.3-11a}$$

$$(p_A - \rho g \zeta_2) \left[\left(H - \frac{T + \zeta_2}{\cos s_4} + a \tan s_4 \right) Lb + n_K A_K (H_K + a) \right]^n - C_2 = 0 \tag{4.3-11b}$$

$$\frac{m \cos s_4}{\rho LB} - \frac{2b}{B} \left(H \cos s_4 - \frac{\zeta_1 + \zeta_2}{2} \right) - \left(1 - \frac{2b}{B} \right) T = 0 \tag{4.3-11c}$$

Für die numerische Lösung der Gleichungssysteme (4.3-10) und (4.3-11) wurde ein gedämpftes Newton-Verfahren eingesetzt, das der Unterprogrammsammlung von *Engeln-Müllges und Reuter (1988)* entnommen wurde. In den von *Ochociński (1990)* zur Analyse der Seitenkammer-Konzepte entwickelten Rechenprogrammen sind die Luftaustritte aus den Seitenkammern sowie das Austauchen der Seitenkammern aus dem Wasser berücksichtigt worden. Auf die numerische Behandlung dieser Fälle kann hier nicht näher eingegangen werden.

Das hydrostatische Momentengleichgewicht wird durch folgende Gleichung ausgedrückt:

$$M_G + M_{BK} + M_{B1} + M_{B2} = 0 \tag{4.3-12}$$

M_G bezeichnet das Gewichtsmoment:

$$M_G = mgz_G \sin s_4 \tag{4.3-13}$$

M_{BK} ist das hydrostatische Rückstellmoment des Schwimmkörpers. M_{B1} und M_{B2} stellen die Beiträge der Luftvolumina zum hydrostatischen Gesamtmoment dar. Für das Seitenkammer-Konzept 1 sind diese drei Momente durch folgende Gleichungen definiert:

$$M_{BK} = \rho g \frac{LBT}{\cos s_4} \left[T_0 \sin s_4 - \frac{1}{2} T \tan s_4 - \frac{B^2}{24T} \tan s_4 \left(1 + \cos^2 s_4 \right) \right] \tag{4.3-14a}$$

$$M_{B1} = -\rho g V_1^* \left[\frac{a}{\cos s_4} + \left(T + \frac{1}{2} \zeta_1 \right) \tan s_4 - T_0 \sin s_4 \right] \tag{4.3-14b}$$

$$M_{B2} = -\rho g V_2^* \left[-\frac{a}{\cos s_4} + \left(T + \frac{1}{2} \zeta_2 \right) \tan s_4 - T_0 \sin s_4 \right] \tag{4.3-14c}$$

T_0 bezeichnet den Tiefgang in der Ausgangslage beim Rollwinkel s_4 von 0 *Grad*. Die Volumina V_1^* und V_2^* in Gl. (4.3-14b,c) sind der Gl. (4.3-6) zu entnehmen.

Für das Seitenkammer-Konzept 2 lassen sich folgende Definitionsgleichungen für die Beiträge der Luftvolumina herleiten:

$$M_{B1} = \rho g V_1^* \left(y_{F1} \cos s_4 - z_{F1} \sin s_4\right) \tag{4.3-15a}$$

$$M_{B2} = \rho g V_2^* \left(y_{F2} \cos s_4 - z_{F2} \sin s_4\right) \tag{4.3-15b}$$

$$y_{F1} = -\frac{b+B}{2} - \frac{1}{12} \frac{b^2 \sin s_4}{T + a \sin s_4 + \zeta_1 - H \cos s_4} \tag{4.3-15c}$$

$$z_{F1} = \frac{1}{3 \cos s_4} \left[\frac{3}{2} \left(H \cos s_4 - 2T_0 \cos s_4 + \zeta_1 + T + a \sin s_4\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{8} \frac{b^2 \sin^2 s_4}{T + a \sin s_4 + \zeta_1 - H \cos s_4}\right] \tag{4.3-15d}$$

$$y_{F2} = \frac{b+B}{2} - \frac{1}{12} \frac{b^2 \sin s_4}{T - a \sin s_4 + \zeta_2 - H \cos s_4} \tag{4.3-15e}$$

$$z_{F2} = \frac{1}{3 \cos s_4} \left[\frac{3}{2} \left(H \cos s_4 - 2T_0 \cos s_4 + \zeta_2 + T - a \sin s_4\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{8} \frac{b^2 \sin^2 s_4}{T - a \sin s_4 + \zeta_2 - H \cos s_4}\right] \tag{4.3-15f}$$

Die Volumina V_1^* und V_2^* in Gl. (4.3-15a,b) sind nach Gl. (4.3-7a,b) zu berechnen.

Für den aufrichtenden Hebelarm wird folgende Definition eingeführt:

$$\overline{GZ} = \frac{-M_G - M_{BK} - M_{B1} - M_{B2}}{mg} \tag{4.3-16}$$

In Abb. 4.3.1 sind die Hauptparameter einer konventionellen Barge ohne Seitenkammern (Fall 1) und mit Seitenkammern nach dem Konzept 1 (Fälle 2, 3 und 4) zusammengestellt. Das Verdrängungsvolumen der Barge ohne Seitenkammern beträgt 60 750 m^3 und inklusive Luftvolumina 61 830 m^3 bis 71 550 m^3. Der Massenschwerpunkt G liegt in der Wasserlinienfläche. Das System ist doppelt symmetrisch. Die Hebelarmkurven zeigt Abb. 4.3.2. Die Zusatzvolumina erhöhen die effektiven hydrostatischen Rückstellmomente im Bereich der Rollwinkel s_4 bis 16 *Grad* um mehr als 100%. Dies ist vor allem auf die Vergrösserung der Wasserlinienfläche zurückzuführen. Beim Rollwinkel von 16 *Grad* taucht das Deck ins Wasser ein. Je kleiner das Luftvolumen in den Seitenkammern ist, umso größer sind die aufrichtenden Hebelarme. Die Masse der Bargen ist so gewählt, daß der Tiefgang T_0 bei s_4 gleich Null in allen vier Fällen den gleichen Wert von 15 m hat.

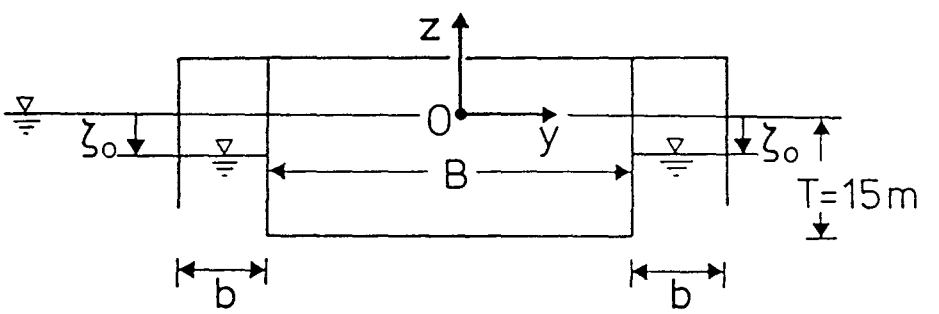
Die schraffierten Bereiche zeigen den Einfluß der Wärmeleitung auf die Hebelarmkurven. Der Exponent der Polytrope n liegt hierbei im Bereich von 1.0 bis 1.4. Ein n von 1.4 entspricht der adiabaten Zustandsänderung der Luft. Es findet kein Wärmeaustausch mit

der Umgebung statt. Diese Näherung trifft bei schnelleren Rollbewegungen oder bei einem gut isolierten Stabilisierungssystem zu. Die isotherme Zustandsänderung, n gleich 1.0, kann dann stattfinden, wenn die Rollbewegungen langsam sind und das Stabilisierungssystem thermisch schwach isoliert ist. Es wird zu jeder Zeit soviel Wärme mit der Umgebung ausgetauscht, daß die Lufttemperatur konstant bleibt. Alle anderen polytropen Zustandsänderungen liegen zwischen den beiden Grenzfällen. Durch den Wärmeaustausch werden die aufrichtenden Hebelarme kleiner als im adiabaten Fall. Die Lufttemperatur in der mittleren Gleichgewichtslage liegt bei $20°C$.

Abb. 4.3.3 und 4.3.4 illustrieren analoge Untersuchungen am Seitenkammer-Konzept 2. Variiert wird hier die Höhe der Seitenkammern h, wobei der Anfangswert der ζ-Koordinate der Trennflächen, ζ_0, in den Fällen 2, 3 und 4 gleich -12 m ist. Das Verdrängungsvolumen ändert sich im Bereich von 60 750 m^3 (Fall 1, Barge ohne Seitenkammern) bis 65 070 m^3 (Fall 4). Der Anfangstiefgang beträgt in allen vier Fällen 15 m. Im Gegensatz zu dem Seitenkammer-Konzept 1, können die effektiven hydrostatischen Rückstellmomente durch Anbringung von Seitenkammern nach dem Konzept 2 um mehr als 50% reduziert werden. Der Wärmeaustausch mit der Umgebung wirkt sich hierbei identisch aus wie beim Seitenkammer-Konzept 1. Bei einem Rollwinkel von 16 *Grad* taucht die die Oberkante der Backbordkammer der Barge 4 aus dem Wasser aus.

Dieselben Effekte werden auch bei kleineren Bargen beobachtet. Der Einfluß der Luftkompressibilität und des Wärmeaustausches auf die hydrostatischen Charakteristika nimmt mit der kleiner werdenden Seitenkammer- und Bargegröße ab. Ist der Abstand der Trennflächen von den Unterkanten der Seitenkammern oder von den Bilgen des Schwimmkörpers zu gering bemessen, kann es zu Luftaustritten unter Wasser kommen. Die Luft tritt solange heraus, bis sich ein neuer Gleichgewichtszustand einstellt. Die Konstante der zugehörigen Zustandsänderungsgleichung ändert sich dann in Abhängigkeit vom Außendruck und Luftvolumen im Augenblick der erneuten Schließung der betroffenen Seitenkammer durch den Wasserspiegel in ihrem Inneren.

Seitenkammer - Konzept 1



$z_G = 0\,m$

Fall	L/B	L	B	ζ_o	b	Verdrängung
	[-]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m³]
1	2	90	45	0	0	60750
2				-10	6	71550
3				-6	6	67230
4				-1	6	61830

Abb. 4.3.1 Systemskizze und Parameter

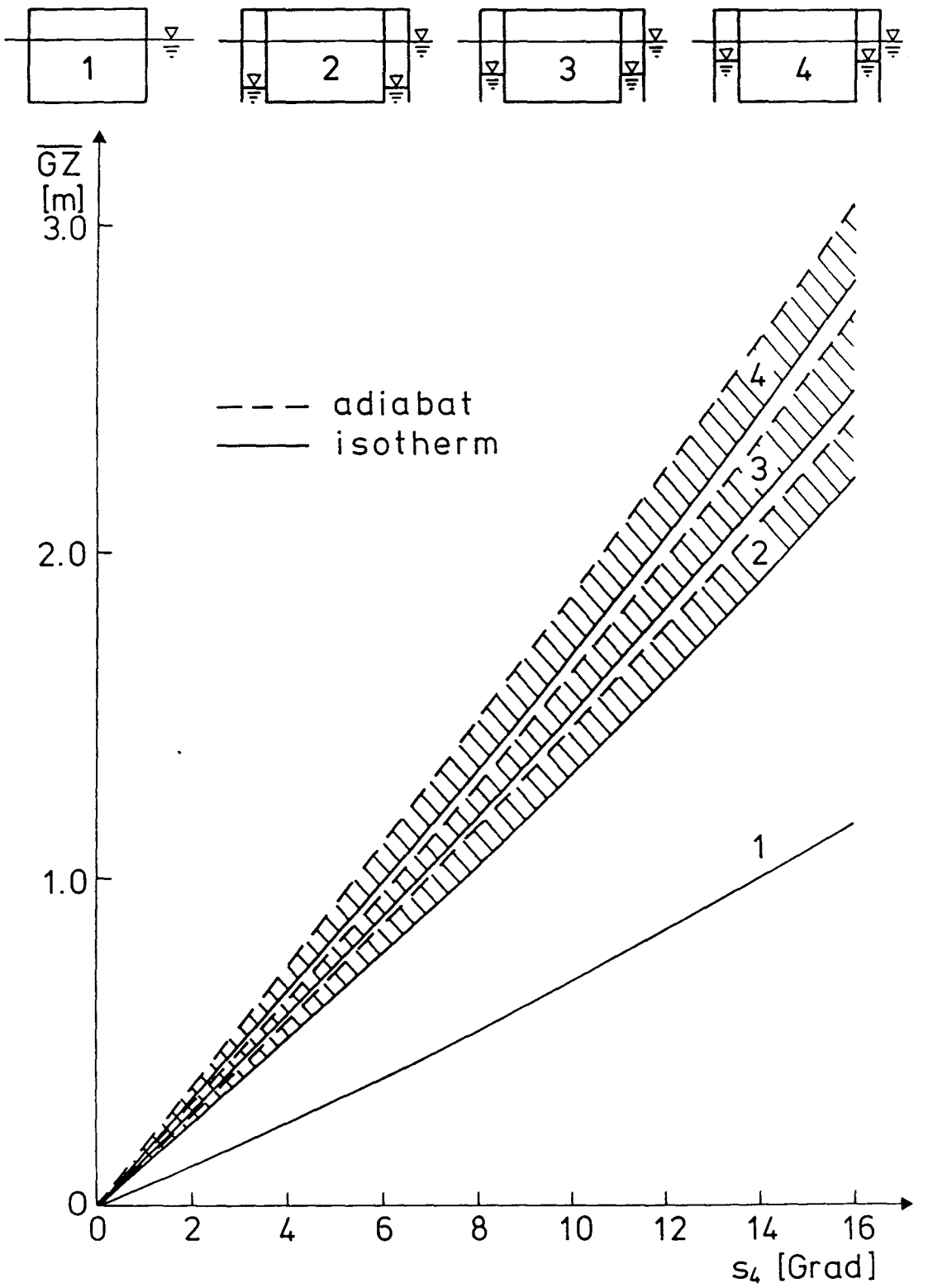
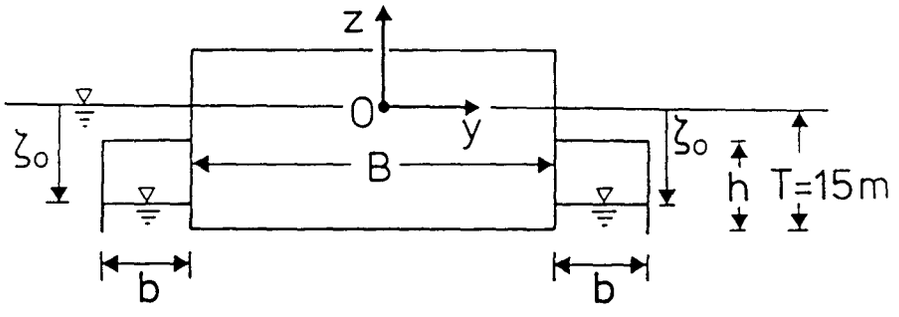


Abb. 4.3.2 Hebelarmkurven

Seitenkammer - Konzept 2



$z_G = 0m$

Fall	L/B	L	B	ζ_o	b	h	Verdrängung
	[-]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m³]
1	2	90	45	0	0	0	60 750
2				-12	6	5	62 910
3				-12	6	6	63 990
4				-12	6	7	65 070

Abb. 4.3.3 Systemskizze und Parameter

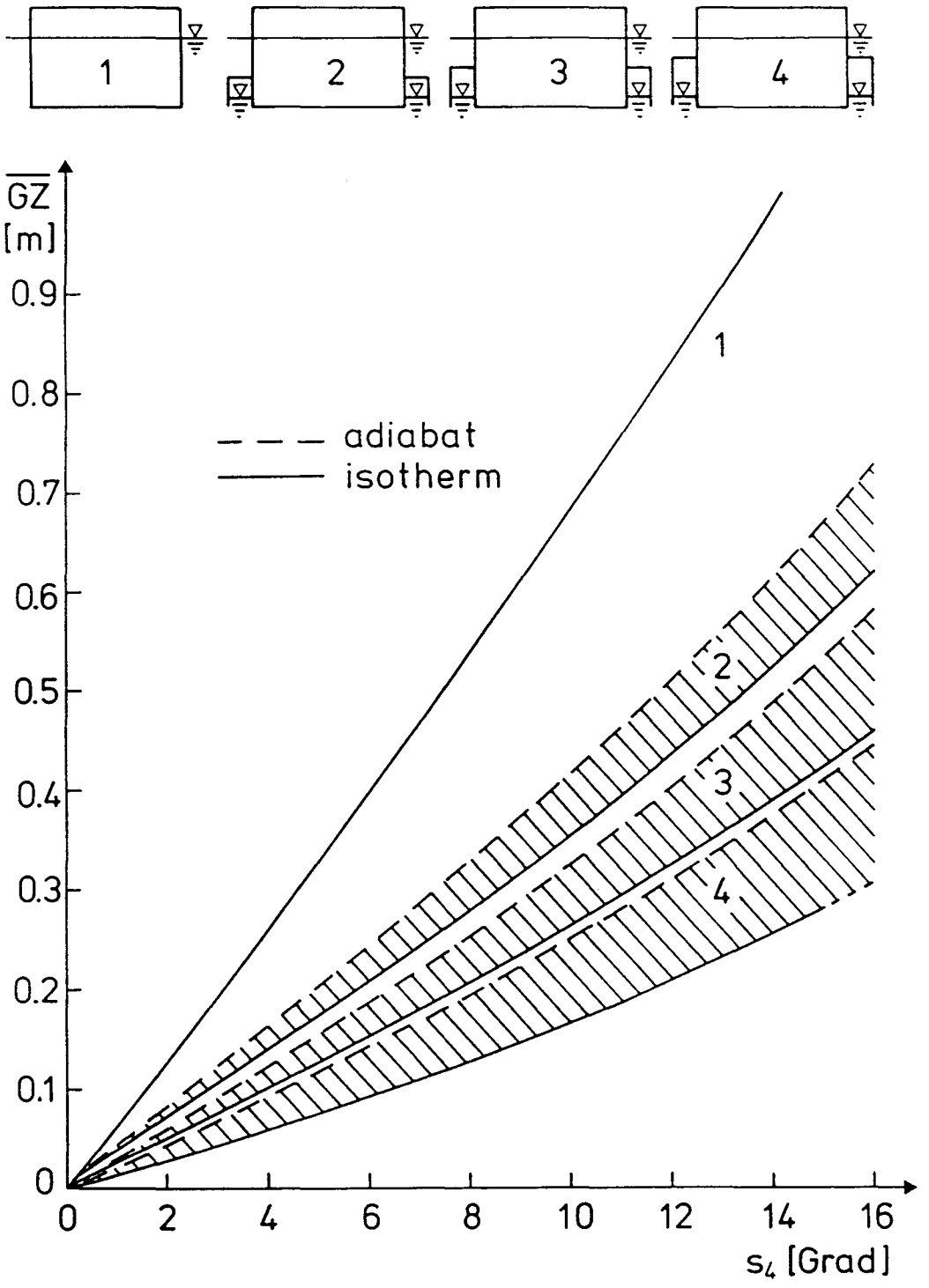


Abb. 4.3.4 Hebelarmkurven

4.4 Analyse des Bewegungsverhaltens

Im Folgenden werden die theoretischen Grundlagen der Analyse des Bewegungsverhaltens von Bargen mit Seitenkammern nach dem Konzept 2 dargestellt. Betrachtet werden die gekoppelten Quer-, Tauch- und Rollbewegungen der Barge. Es gelten die in Abb. 2.1.1 definierten Bezugssysteme. Als Grundlage für die Modellierung des Stabilisierungssystems dient das in Abschnitt 4.2 diskutierte pneumatische Ersatzsystem. Die Herleitung der Gleichungen für die dynamische Analyse des Seitenkammer-Konzepts 1 erfolgt analog.

Das dynamische Gleichgewicht der Kräfte und Momente in der Ebene $O'\eta\zeta$ des Inertialsystems wird durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$
\begin{aligned}
&[m_{22} + a_{22}(\infty)]\,\ddot{s}_2(t) + [m_{24} + a_{24}(\infty)]\,\ddot{s}_4(t) + \\
&+ \int_{-\infty}^{t} K_{22}(t-\tau)\dot{s}_2(\tau)d\tau + \int_{-\infty}^{t} K_{24}(t-\tau)\dot{s}_4(\tau)d\tau + \\
&+ \frac{1}{2}c_{D2}\rho A_{B2}\,|\dot{s}_{B22}(t) - v_{B22}(t)|\,[\dot{s}_{B22}(t) - v_{B22}(t)]\,r(t) + \\
&+ \frac{1}{2}c_{D3}\rho A_{B3}\,|\dot{s}_{B32}(t) - v_{B32}(t)|\,[\dot{s}_{B32}(t) - v_{B32}(t)]\,r(t) = \\
&= F_{E2}^{(1)}(t)r(t)
\end{aligned}
\tag{4.4-1}
$$

$$
\begin{aligned}
&[m_{33} + a_{33}(\infty)]\,\ddot{s}_3(t) + \int_{-\infty}^{t} K_{33}(t-\tau)\dot{s}_3(\tau)d\tau + \\
&+ \frac{1}{2}c_{D2}\rho A_{B2}\,|\dot{s}_{B23}(t) - v_{B23}(t)|\,[\dot{s}_{B23}(t) - v_{B23}(t)]\,r(t) + \\
&+ \frac{1}{2}c_{D3}\rho A_{B3}\,|\dot{s}_{B33}(t) - v_{B33}(t)|\,[\dot{s}_{B33}(t) - v_{B33}(t)]\,r(t) = \\
&= F_{E3}^{(1)}(t)r(t) - mg + \rho g\,[V_K(t) + V_1^*(t) + V_2^*(t)]
\end{aligned}
\tag{4.4-2}
$$

$$
\begin{aligned}
&[m_{42} + a_{42}(\infty)]\,\ddot{s}_2(t) + [m_{44} + a_{44}(\infty)]\,\ddot{s}_4(t) + \\
&+ \int_{-\infty}^{t} K_{42}(t-\tau)\dot{s}_2(\tau)d\tau + \int_{-\infty}^{t} K_{44}(t-\tau)\dot{s}_4(\tau)d\tau + \\
&+ b_L\dot{s}_4(t) + b_Q\,|\dot{s}_4(t)|\,\dot{s}_4(t) + \\
&+ \frac{1}{2}c_{D2}\rho A_{B2}\,\{|\dot{s}_{B22}(t) - v_{B22}(t)|\,[\dot{s}_{B22}(t) - v_{B22}(t)]\,[-z_{B2}\cos s_4(t)] + \\
&+ |\dot{s}_{B23}(t) - v_{B23}(t)|\,[\dot{s}_{B23}(t) - v_{B23}(t)]\,[-z_{B2}\sin s_4(t)]\}\,r(t) + \\
&+ \frac{1}{2}c_{D3}\rho A_{B3}\{|\dot{s}_{B32}(t) - v_{B32}(t)|\,[\dot{s}_{B32}(t) - v_{B32}(t)]\,[-z_{B3}\cos s_4(t)] + \\
&+ |\dot{s}_{B33}(t) - v_{B33}(t)|\,[\dot{s}_{B33}(t) - v_{B33}(t)]\,[-z_{B3}\sin s_4(t)]\}\,r(t) = \\
&= F_{E4}^{(1)}(t)r(t) + mgz_G\sin s_4(t) + M_{BK}(t) + M_{B1}(t) + M_{B2}(t) \qquad (4.4\text{-}3)
\end{aligned}
$$

c_{D2} und c_{D3} bezeichnen die empirischen Beiwerte der Horizontal- und der Vertikalkomponente der zähigkeitsbedingten Widerstandskraft. A_{B2} und A_{B3} sind die zugehörigen Bezugsflächen. $\dot{s}_{B22}$, $\dot{s}_{B23}$ sowie $\dot{s}_{B32}$, $\dot{s}_{B33}$ stellen die Vertikal- und Horizontalkomponenten der Geschwindigkeiten der in den Bezugsflächen liegenden Bezugspunkte B_2 und B_3 dar, deren z-Koordinaten im mitbewegten Bezugssystem mit z_{B2} und z_{B3} bezeichnet sind. v_{B22}, v_{B23} sowie v_{B32} , v_{B33} kennzeichnen die Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit an den beiden Bezugspunkten.

b_L und b_Q stellen die Rolldämpfungskoeffizienten dar. Der lineare Rolldämpfungskoeffizient b_L kann nach *Blume (1979)* folgendermaßen abgeschätzt werden:

$$
b_L = \sqrt{a_{44}(\omega_{04})c_{44}}\;\;\frac{s_{4stat}}{s_{4res}}(Fn, s_{4res}) \qquad (4.4\text{-}4)
$$

ω_{04} ist die Rollresonanzfrequenz, a_{44} das hydrodynamische Rollträgheitsmoment, c_{44} die Rückstellkonstante der Rollbewegung. Für die reziproke Vergrößerungsfunktion s_{4stat}/s_{4res} wird bei der Froudezahl Fn gleich Null und bei den geschätzten Rollamplituden im Resonanzfall, s_{4res}, von 15 bis 20 *Grad* der Wert 0.04 angenommen. Dieser Annahme liegen Ergebnisse aus Versuchen mit Modellen großer Tanker zugrunde.

Die Funktion $r(t)$ dient der Reduktion der Lasten in der Einschwingphase von n_P Wellenperioden T_W und ist wie folgt definiert:

$$
r(t) = \begin{cases} \dfrac{t - t_0}{n_P T_W} & \text{für} \quad t_0 \le t \le t_0 + n_P T_W \\ 1 & \text{für} \quad t > t_0 + n_P T_W \end{cases} \qquad (4.4\text{-}5)
$$

Die Verdrängungsvolumina V_K, V_1^* und V_2^* werden nach Gl. (4.3-5), (4.3-7a) und (4.3-7b) berechnet, wobei folgende Abhängigkeit des aktuellen Tiefgangs T von den Auslenkungen der Barge s_3 und s_4 einzusetzen ist:

$$T(t) = T_0 \cos s_4(t) - s_3(t) \tag{4.4-6}$$

Dasselbe gilt für die Berechnung der hydrostatischen Rückstellmomente M_{BK}, M_{B1} und M_{B2} nach Gl. (4.3-14a) und (4.3-15).

In den Bewegungsgleichungen (4.4-1), (4.4-2) und (4.4-3) treten neben den unbekannten Auslenkungen s_2, s_3 und s_4 die unbekannten globalen Koordinaten der Trennflächen ζ_1 und ζ_2 auf. Bei der Herleitung der beiden weiteren Differentialgleichungen, die die zeitlichen Änderungen der Lage der Trennflächen in Abhängigkeit von den Auslenkungen der Barge und vom Zustand der Luft innerhalb des Stabilisierungssystems beschreiben, müssen zwei Fälle getrennt betrachtet werden. Im ersten Fall wird davon ausgegangen, daß die Verbindung zwischen den Seitenkammern offen ist und daß innerhalb des pneumatischen Systems eine Expansionsströmung aus der Seitenkammer 1 in die Seitenkammer 2 oder in umgekehrter Richtung vorhanden ist. Im zweiten Fall ist die Verbindung zwischen den Seitenkammern durch Schließung der Regelelemente unterbrochen oder der Druckabfall zwischen den beiden Trennflächen so gering, daß sich keine Expansionsströmung ausbilden kann. Im letzteren Fall wird das Bewegungsverhalten der Trennflächen außer von den Auslenkungen der Barge nur von der Luftkompressibilität bestimmt, während im ersteren Fall die Bewegungen der Trennflächen durch die Strömungswiderstände und durch die Drosselung der Volumenströme mit Hilfe der Regelelemente zusätzlich beeinflußt werden. Im folgenden wird lediglich der Einfluß der hydrostatischen Drücke auf das Trennflächenverhalten erfaßt. Der Anteil der Luftvolumina an den hydrodynamischen Erregungs- und Reaktionskräften wird nur näherungsweise bestimmt, indem die hydrodynamische Analyse der Barge mit den als starr angenommenen Luftvolumina durchgeführt wird. Die geometrische Form der Luftvolumina entspricht hierbei der hydrostatischen Gleichgewichtslage bei s_4 gleich 0 *Grad*.

Zunächst wird der Fall verbundener Seitenkammern betrachtet. Die Anfangslage der Trennflächen in der Ausgangslage bei einem Rollwinkel gleich Null läßt sich aus der hydrostatischen Gleichgewichtsbedingung der Kräfte wie folgt berechnen:

$$\zeta_0 = \frac{BT_0}{2b}\left(1 - \frac{m}{\rho L B T_0}\right) + H - T_0 \tag{4.4-7}$$

Die Masse m setzt sich aus der Barge- und aus der eingeschlossenen Luftmasse zusammen:

$$m = m_B + m_{L0} \tag{4.4-8}$$

Der Anfangswert der Luftdichte ergibt sich aus der thermischen Zustandsgleichung unter Berücksichtigung des Anfangsdrucks p_{L0} nach Gl. (4.3-3) bei einer Lufttemperatur T_{L0} zu:

$$\rho_{L0} = \frac{p_A - \rho g \zeta_0}{R T_{L0}} \tag{4.4-9}$$

Es wird angenommen, daß das Stabilisierungssystem so bemessen ist, daß es unter normalen Betriebsbedingungen zu keinen Luftaustritten aus den Seitenkammern kommen kann. Die Luftmasse bleibt dann konstant und ist gleich der Luftmasse, die dem Stabilisierungssystem in der Ausgangslage zugeführt wird:

$$m_L = m_{L0} = 2\rho_{L0}\left[Lb\left(H - T_0 - \zeta_0\right) + n_K A_K \left(H_K + a\right)\right] \tag{4.4-10}$$

Der Druck und die Luftdichte gehorchen unabhängig von der Bargelage der polytropen Zustandsänderungsgleichung. Die Luftdichten ρ_{L1}, ρ_{L2} und die Drücke

$$p_{L1} = p_A - \rho g \zeta_1(t) \tag{4.4-11a}$$

$$p_{L2} = p_A - \rho g \zeta_2(t) \tag{4.4-11b}$$

an den Trennflächen sind demnach durch Gl. (4.2-7d) miteinander verknüpft.

Zwischen den Auslenkungen der Barge s_2, s_3, s_4, den globalen ζ-Koordinaten der Trennflächen ζ_1, ζ_2 und den z-Koordinaten der Trennflächen im mitbewegten Bezugssystem z_1, z_2, bestehen folgende Zusammenhänge:

$$\zeta_1(t) = s_3(t) + z_1(t)\cos s_4(t) - a \sin s_4(t) \tag{4.4-12a}$$

$$\zeta_2(t) = s_3(t) + z_2(t)\cos s_4(t) + a \sin s_4(t) \tag{4.4-12b}$$

Daraus erhält man:

$$z_1(t) = \frac{\zeta_1(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} + a \tan s_4(t) \tag{4.4-13a}$$

$$z_2(t) = \frac{\zeta_2(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} - a \tan s_4(t) \tag{4.4-13b}$$

Die Geschwindigkeiten v_1 und v_2 der wie die beiden Kolben des Ersatzsystems in Abb. 4.2.1 auf das Luftvolumen wirkenden Wasserspiegel sind in Bezug auf das mitbewegte Koordinatensystem durch die Ableitungen der Koordinaten z_1 und z_2 nach der Zeit wie folgt definiert:

$$v_1(t) = \dot{z}_1(t) \tag{4.4-14a}$$

$$v_2(t) = -\dot{z}_2(t) \tag{4.4-14b}$$

und nach dem Einsetzen der Ausdrücke (4.4-13a) und (4.4-13b):

$$v_1(t) = \frac{\dot{\zeta}_1(t) - \dot{s}_3(t)}{\cos s_4(t)} + \left[\frac{\zeta_1(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} \tan s_4(t) + \frac{a}{\cos^2 s_4(t)}\right] \dot{s}_4(t) \tag{4.4-15a}$$

$$v_2(t) = \frac{-\dot{\zeta}_2(t) + \dot{s}_3(t)}{\cos s_4(t)} - \left[\frac{\zeta_2(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} \tan s_4(t) - \frac{a}{\cos^2 s_4(t)}\right] \dot{s}_4(t) \tag{4.4-15b}$$

Bei der quasi-stationären Betrachtung des Stabilisierungssystems von der beweglichen Barge aus gehorcht jede Luftströmung zwischen den sich gegenüber liegenden Seitenkammern (vgl. Abb. 4.1.4) den Gl. (4.2-23), (4.2-24) und (4.2-25). Setzt man in diese Gleichungen die Ausdrücke (4.4-11a), (4.4-11b), (4.4-15a), (4.4-15b) ein und faßt man alle n_K Seitenkammerpaare zu einem pneumatischen System zusammen, dann erhält man in Abhängigkeit von der Richtung der Expansionsströmung je zwei weitere Differentialgleichungen, die das Bewegungsverhalten der Trennflächen beim Durchfluß der Luft zwischen den Seitenkammern beschreiben und somit das Gleichungssystem zur Bestimmung der fünf unbekannten Größen ergänzen. Diese Gleichungen lauten folgendermaßen:

$\zeta_1 < \zeta_2$:

$$\frac{\dot{\zeta}_1(t) - \dot{s}_3(t)}{\cos s_4(t)} + \left[\frac{\zeta_1(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} \tan s_4(t) + \frac{a}{\cos^2 s_4(t)}\right] \dot{s}_4(t) =$$

$$= \left\{ \frac{1}{\rho_{L0}} \left[\frac{p_{L0}}{p_A - \rho g \zeta_1(t)}\right]^{\frac{1}{n}} \frac{\rho g \left[\zeta_2(t) - \zeta_1(t)\right]}{b_V + b_U + \left[\frac{p_A - \rho g \zeta_1(t)}{p_A - \rho g \zeta_2(t)}\right]^{\frac{1}{n}} \left[b_D(t) + b_U + b_E\right]} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

(4.4-16a)

$$\frac{-\dot{\zeta}_2(t) + \dot{s}_3(t)}{\cos s_4(t)} - \left[\frac{\zeta_2(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} \tan s_4(t) - \frac{a}{\cos^2 s_4(t)}\right] \dot{s}_4(t) =$$

$$= \left\{ \frac{1}{\rho_{L0}} \left[\frac{p_{L0}}{p_A - \rho g \zeta_2(t)}\right]^{\frac{1}{n}} \frac{\rho g \left[\zeta_2(t) - \zeta_1(t)\right]}{\left[\frac{p_A - \rho g \zeta_2(t)}{p_A - \rho g \zeta_1(t)}\right]^{\frac{1}{n}} (b_V + b_U) + b_D(t) + b_U + b_E} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

(4.4-16b)

und

$\zeta_1 > \zeta_2$:

$$\frac{\dot{\zeta}_1(t) - \dot{s}_3(t)}{\cos s_4(t)} + \left[\frac{\zeta_1(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} \tan s_4(t) + \frac{a}{\cos^2 s_4(t)}\right] \dot{s}_4(t) =$$

$$= -\left\{\frac{1}{\rho_{L0}} \left[\frac{p_{L0}}{p_A - \rho g \zeta_1(t)}\right]^{\frac{1}{n}} \frac{\rho g \left[\zeta_1(t) - \zeta_2(t)\right]}{\left[\frac{p_A - \rho g \zeta_1(t)}{p_A - \rho g \zeta_2(t)}\right]^{\frac{1}{n}} (b_V + b_U) + b_D(t) + b_U + b_E}\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{4.4-17a}$$

$$\frac{-\dot{\zeta}_2(t) + \dot{s}_3(t)}{\cos s_4(t)} - \left[\frac{\zeta_2(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} \tan s_4(t) - \frac{a}{\cos^2 s_4(t)}\right] \dot{s}_4(t) =$$

$$= -\left\{\frac{1}{\rho_{L0}} \left[\frac{p_{L0}}{p_A - \rho g \zeta_2(t)}\right]^{\frac{1}{n}} \frac{\rho g \left[\zeta_1(t) - \zeta_2(t)\right]}{b_V + b_U + \left[\frac{p_A - \rho g \zeta_2(t)}{p_A - \rho g \zeta_1(t)}\right]^{\frac{1}{n}} \left[b_D(t) + b_U + b_E\right]}\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{4.4-17b}$$

Die Funktion und die Koeffizienten in den Nennern der Gl. (4.4-16) und (4.4-17) sind für das Gesamtsystem wie folgt definiert:

$$b_V = \frac{1}{2}\alpha \left(\frac{Lb}{n_K A_K}\right)^2 \left(\frac{n_K A_K}{Lb} - 1\right)^2 \tag{4.4-18a}$$

$$\alpha = \begin{cases} \frac{3}{5} + \frac{4}{3}\frac{n_K A_K}{Lb} & \text{für } 0 \leq \frac{n_K A_K}{Lb} < 0.3 \\ \frac{1}{2} + \frac{5}{3}\frac{n_K A_K}{Lb} & \text{für } 0.3 \leq \frac{n_K A_K}{Lb} \leq 0.6 \\ 1.5 & \text{für } \frac{n_K A_K}{Lb} > 0.6 \end{cases} \tag{4.4-18b}$$

$$b_E = \frac{1}{2}\left(\frac{Lb}{n_K A_K} - 1\right)^2 \tag{4.4-18c}$$

$$b_U = 0.15\left(\frac{Lb}{n_K A_K}\right)^2 \tag{4.4-18d}$$

$$b_D(t) = \frac{1}{2}\left(\frac{Lb}{n_K A_K}\right)^2 \left\{\frac{A_K}{A_B(t)\left[0.63 + 0.37\left(\frac{A_B(t)}{A_K}\right)^3\right]} - 1\right\}^2 \tag{4.4-18e}$$

Die Regelung des Stabilisierungssystems erfolgt über die Drosselfunktion $b_D(t)$, Gl. (4.4-18e). Wenn das Verhältnis der Querschnittsflächen der Blendenöffnung und der Verbindungsleitung, A_B/A_K, konstant gehalten wird, dann stellt das Seitenkammer-System ein passives Stabilisierungssystem dar. Ändert sich dagegen A_B/A_K mit der Zeit, dann liegt ein aktives Stabilisierungssystem vor. Der Minimalquerschnitt A_B wird durch die angenommene maximal zulässige Machzahl im Öffnungsquerschnitt des Regelelements, Ma_{max} gleich 0.8, bestimmt.

Findet kein Durchfluß der Luft zwischen den Seitenkammern statt, dann gehorchen die Änderungen der Luftvolumina quasi- aerostatisch den polytropen Zustandsänderungsgleichungen (4.3-2). Zu jeder Zeit t gilt:

$$[p_A - \rho g \zeta_1(t)]\, V_{L1}^n(t) = p_{L0} V_{L10}^n = const \tag{4.4-19a}$$

$$[p_A - \rho g \zeta_2(t)]\, V_{L2}^n(t) = p_{L0} V_{L20}^n = const \tag{4.4-19b}$$

wobei V_{L1} und V_{L2} folgende Funktionen der Auslenkungen der Barge s_3, s_4 und der Koordinaten der Trennflächen ζ_1, ζ_2 darstellen:

$$V_{L1}(t) = Lb\left[H - T_0 - \frac{\zeta_1(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} - a \tan s_4(t)\right] + n_K A_K (H_K + a) \tag{4.4-20a}$$

$$V_{L2}(t) = Lb\left[H - T_0 - \frac{\zeta_2(t) - s_3(t)}{\cos s_4(t)} + a \tan s_4(t)\right] + n_K A_K (H_K + a) \tag{4.4-20b}$$

Setzt man Gl. (4.4-20a) und (4.4-20b) entsprechend in Gl. (4.4-19a) und (4.4-19b) ein, und leitet man letztere nach der Zeit ab, dann erhält man folgende Differentialgleichungen:

$$\dot{\zeta}_1(t) =$$

$$= \frac{n\left[p_A - \rho g \zeta_1(t)\right]\left\{\dot{s}_3(t) - \left[\left(\zeta_1(t) - s_3(t)\right)\tan s_4(t) + \dfrac{a}{\cos s_4(t)}\right]\dot{s}_4(t)\right\}}{\rho g\left\{s_3(t) + \left[H - T_0 + \dfrac{n_K A_K}{Lb}\left(H_K + a\right)\right]\cos s_4(t) - (1+n)\,\zeta_1(t) - a \sin s_4(t)\right\} + n p_A} \tag{4.4-21a}$$

$$\dot{\zeta}_2(t) =$$

$$= \frac{n\left[p_A - \rho g \zeta_2(t)\right]\left\{\dot{s}_3(t) - \left[\left(\zeta_2(t) - s_3(t)\right)\tan s_4(t) - \dfrac{a}{\cos s_4(t)}\right]\dot{s}_4(t)\right\}}{\rho g\left\{s_3(t) + \left[H - T_0 + \dfrac{n_K A_K}{Lb}\left(H_K + a\right)\right]\cos s_4(t) - (1+n)\,\zeta_2(t) + a \sin s_4(t)\right\} + n p_A} \tag{4.4-21b}$$

Gl. (4.4-21a) und (4.4-21b) ergänzen das Gleichungssystem zur Bestimmung der fünf Unbekannten, wenn kein Durchfluß der Luft zwischen den Seitenkammern stattfindet.

Das Bewegungsverhalten der Barge mit den Seitenkammern nach dem Konzept 2 ist je nach dem Zustand des Stabilisierungssystems durch folgende Gleichungen beschrieben:

- $\zeta_1 < \zeta_2$ und $A_B/A_K > 0$:
  - Dgl. (4.4-1) zweiter Ordnung
  - Dgl. (4.4-2) zweiter Ordnung
  - Dgl. (4.4-3) zweiter Ordnung
  - Dgl. (4.4-16a) erster Ordnung
  - Dgl. (4.4-16b) erster Ordnung
- $\zeta_1 = \zeta_2$ oder $A_B/A_K = 0$:
  - Dgl. (4.4-1) zweiter Ordnung
  - Dgl. (4.4-2) zweiter Ordnung
  - Dgl. (4.4-3) zweiter Ordnung
  - Dgl. (4.4-21a) erster Ordnung
  - Dgl. (4.4-21b) erster Ordnung

- $\zeta_1 > \zeta_2$ und $A_B/A_K > 0$:
  - Dgl. (4.4-1) zweiter Ordnung
  - Dgl. (4.4-2) zweiter Ordnung
  - Dgl. (4.4-3) zweiter Ordnung
  - Dgl. (4.4-17a) erster Ordnung
  - Dgl. (4.4-17b) erster Ordnung

Die Gleichungssysteme werden in eine kanonische Form gebracht und numerisch integriert. Die numerische Integration erfolgt hier mit Hilfe eines Runge-Kutta-Verfahrens mit automatischer Schrittweitensteuerung aus der Unterprogrammsammlung von *Engeln-Müllges und Reuter (1988)* .

Abb. 4.4.1 zeigt das hydrodynamische Modell der in Abb. 4.3.3 als Fall 4 definierten Barge. Der Massenschwerpunkt liegt nun bei $z_G = -1.0\ m$. In Abb. 4.4.2 sind die frequenzunabhängigen hydrodynamischen Massen und Trägheitsmomente sowie die Retardationsfunktionen zusammengestellt.

In Abb. 4.4.3 sind die Zeitverläufe der Auslenkungen der Barge ohne Seitenkammern (durchgezogene Linie) den Auslenkungen der Barge mit Seitenkammern (gestrichelte Linien) bei geschlossenen Verbindungen, $A_B/A_K = 0$, einander gegenübergestellt. Die Wellenhöhe H_W beträgt 10 m , die Wellenperiode T_W 10 s. Bei den Simulationen der Bargebewegungen mit den Seitenkammern wird auch der Einfluß der Wärmeleitung untersucht. Man erkennt, daß die Luftvolumina effektiv zur Reduzierung der Auslenkungen beitragen.

In Abb. 4.4.4 werden die Bewegungen der Barge mit Seitenkammern bei adiabater (durchgezogen) und isothermer (gestrichelt) Zustandsänderung der eingeschlossenen Luft bei geschlossenen Verbindungen miteinander verglichen. Da die Rollbewegungen relativ klein sind, macht sich der Einfluß der Wärmeleitung hier nicht stark bemerkbar.

Abb. 4.4.5 illustriert die Bargebewegungen bei geöffneten Verbindungen zwischen den Seitenkammern im Vergleich zu dem Fall mit geschlossenen Verbindungen für dieselbe harmonische Welle. Für das Querschnittsverhältnis $A_B(t)/A_K$ wird hierbei ein konstanter Wert von 0.00005 bei der Querschnittsfläche der Verbindungsleitung A_K von 1 m^2 angenommen. Diese sowie eine Reihe von systematischen Berechnungen zeigen eindeutig, daß durch die Verbindung der Seitenkammern keine weitere Reduzierung der Rollauslenkungen möglich ist. Bei zu starker Drosselung des Luftstroms wird im Öffnungsquerschnitt des Regelelements die Machzahl von 0.8 erreicht, die hier als die obere Grenze festgelegt ist, da das entwickelte Rechenmodell keine dynamischen Schließvorgänge in der kompressiblen Luftströmung erfaßt. Um die Ausbildung einer Überschallströmung zu vermeiden, wird der Öffnungsquerschnitt des Regelelements in der Simulation automatisch vergrössert, bis die Machzahlen wieder unterhalb des Grenzwertes liegen. Die Regelung richtet sich nach dem aktuellen Zustand der Luftströmung und funktioniert zuverlässig, solange das dynamische Gesamtsystem stabil bleibt. Sie versagt, wenn durch die Änderungen der Regelfunktion die Rollbewegungen der Barge instabil werden. Ein solcher Zustand ist in Abb. 4.4.6 dargestellt. Bemerkenswert ist, daß sich der instabile Zustand erst nach mehreren Wellenperioden ausgebildet hat.

Obwohl die durchgeführten Simulationen die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Seitenkammer-Konzepts mit getrennten Seitenkammern bewiesen haben, erfordert die technische Realisierung dieses neuartigen Konzepts weitere detaillierte Untersuchungen. Sie betreffen vor allem die Aufrechterhaltung stabiler Trennflächen zwischen Luft und Wasser innerhalb der Seitenkammern unter realistischen Betriebsbedingungen und die Optimierung der Systemkonfiguration.

Das System mit verbundenen Seitenkammern erfordert ebenfalls weitergehende Untersuchungen. Das Rechenmodell muß um die Simulation dynamischer Schließvorgänge erweitert werden, wodurch die Regelfunktionen, die eine zeitweilige Unterbrechung des Luftstroms bewirken, physikalisch sinnvoll untersucht werden können. Es konnte festgestellt werden, daß das Seitenkammer-Konzept sehr empfindlich auf die Änderungen der Parameter der Regelfunktionen reagiert. Eine konstante Einstellung der Regelung führte bisher grundsätzlich zu einer Anfachung der Oszillation der Barge und zu Luftaustritten aus den Seitenkammern.

Das Seitenkammer-Konzept wirkt effektiver bei kleineren Bargen. Die Rollbewegungen von großen Bargen sind unter normalen Umweltbedingungen in der Regel klein, da ihre Rolleigenfrequenzen außerhalb der energiereichen Bereiche der Spektren mäßiger Seegänge liegen. Beim Seitenkammer-Konzept 2 konnte in vielen Fällen eine Reduzierung der Tauchauslenkungen beobachtet werden. Die eingetauchten Seitenkammern mit den eingeschlossenen Luftvolumina beeinflussen die hydrodynamischen Charakteristika der Schwimmkörper analog wie die in Abschnitt 3.1 diskutierten Michael-Tanks.

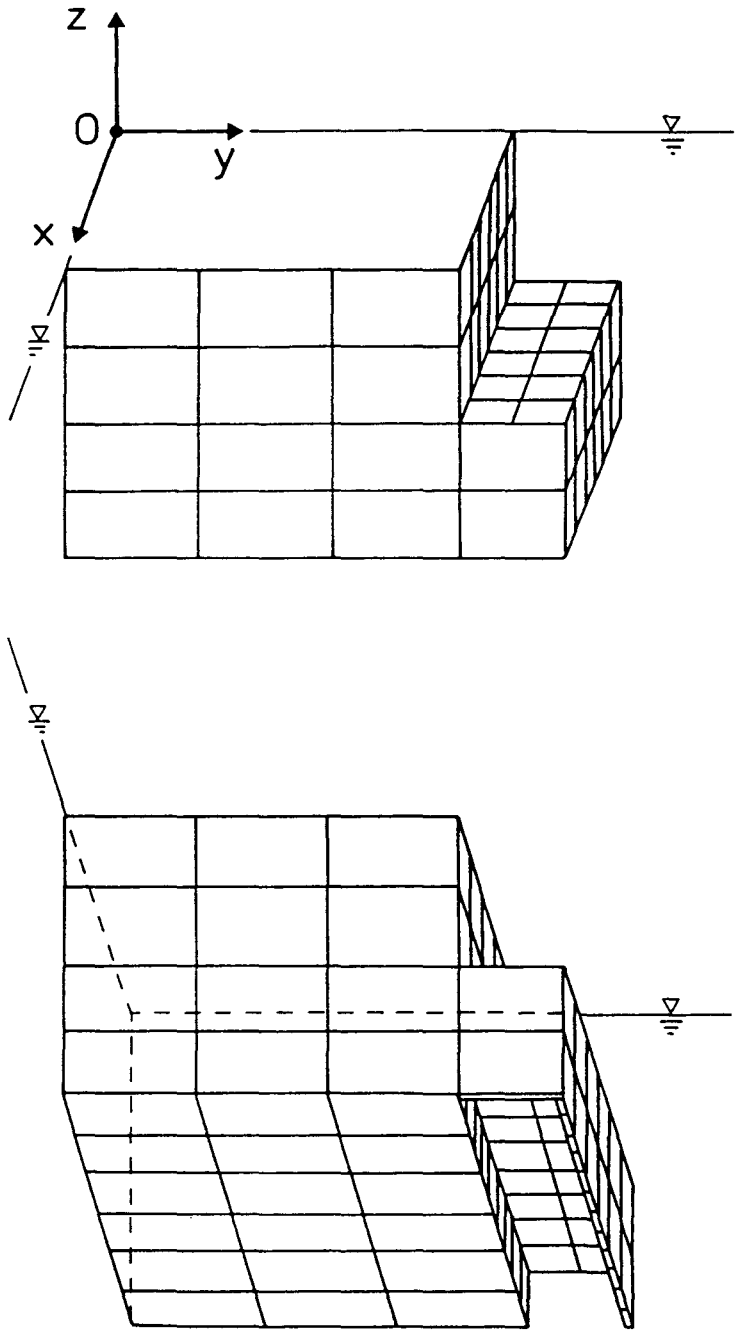


Abb. 4.4.1 Paneel-Modell einer Barge mit Seitenkammern

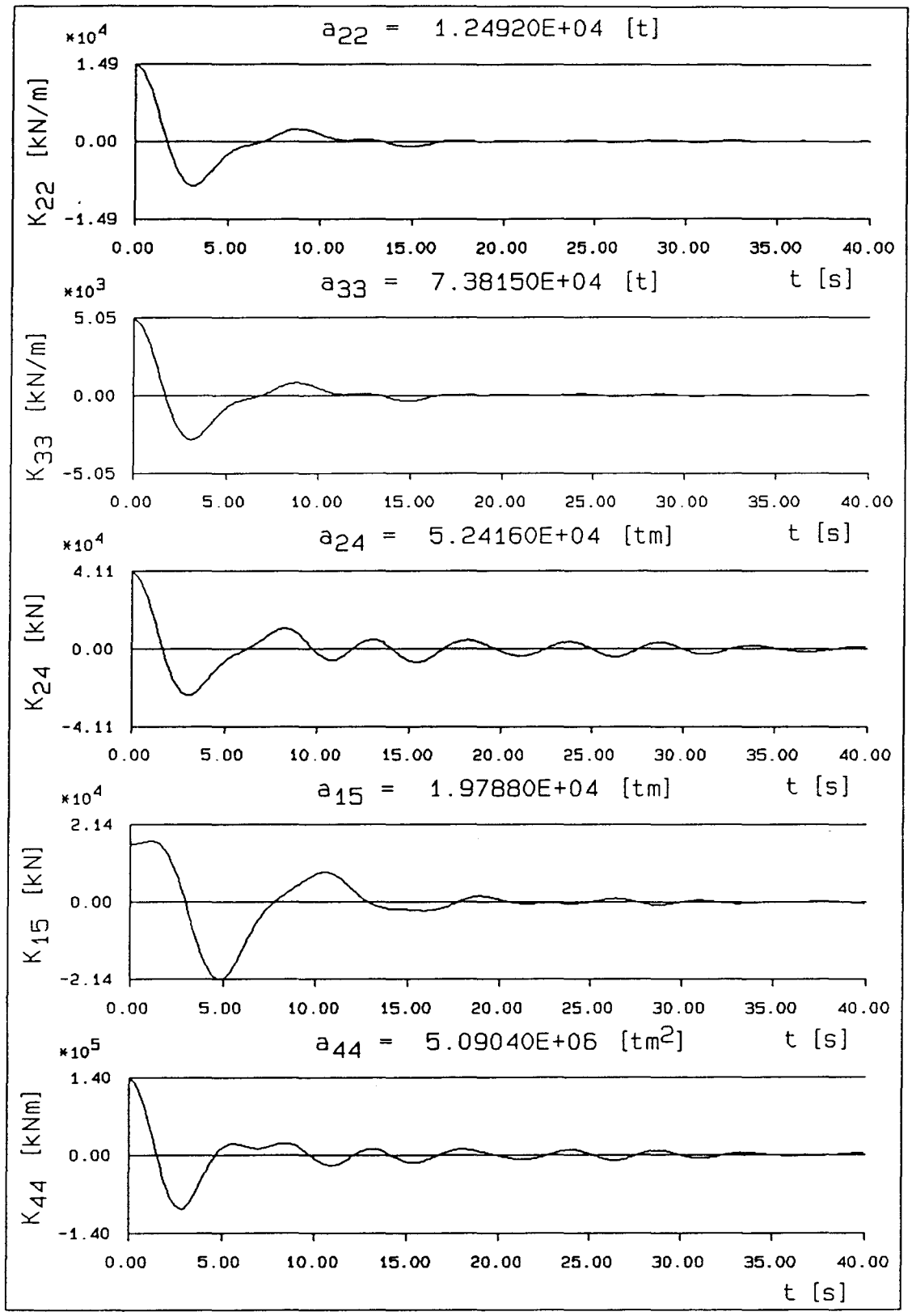


Abb. 4.4.2 Hydrodynamische Charakteristika

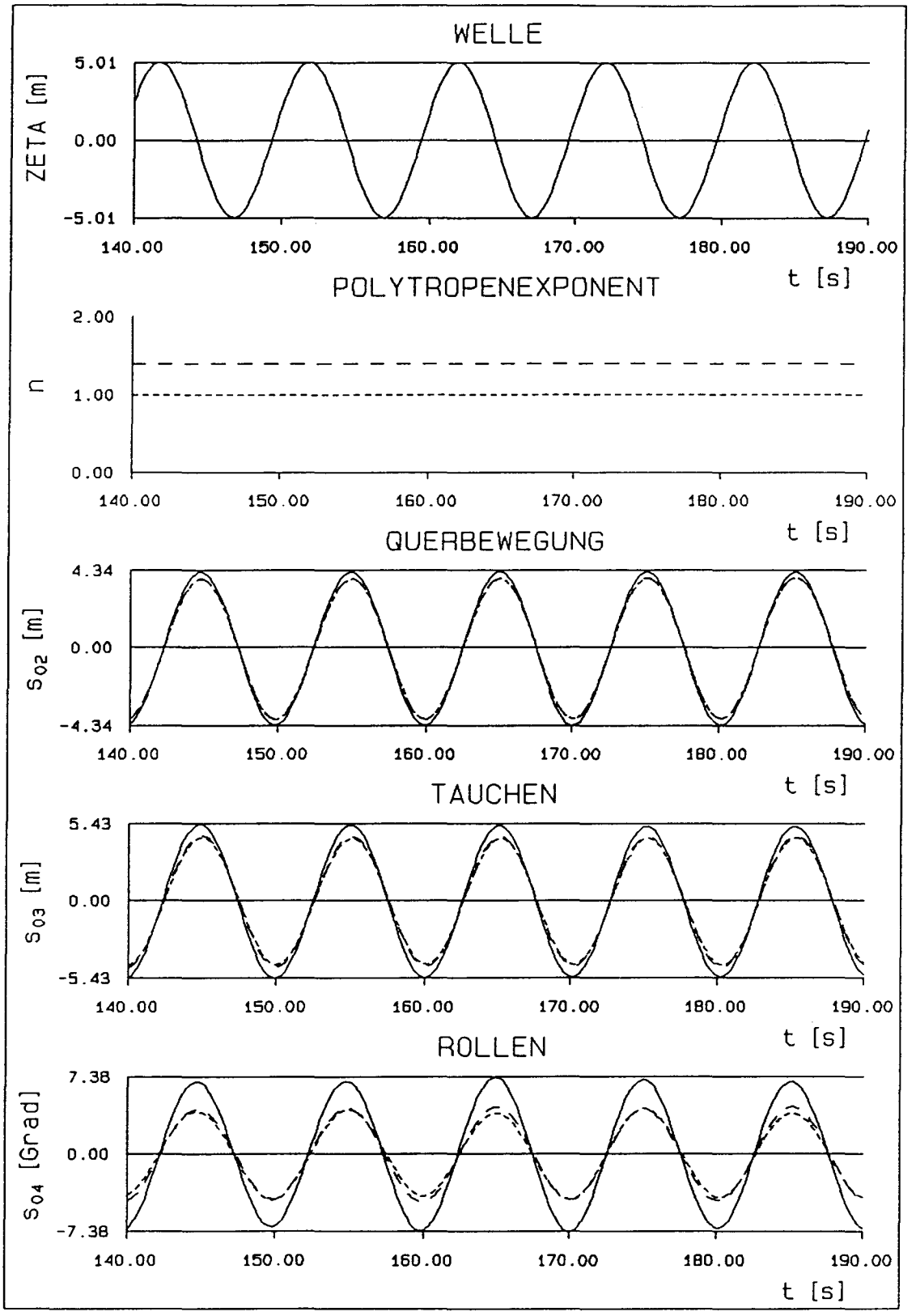


Abb. 4.4.3 Bewegungsverhalten in einer harmonischen Welle bei geschlossenen Verbindungen zwischen den Seitenkammern

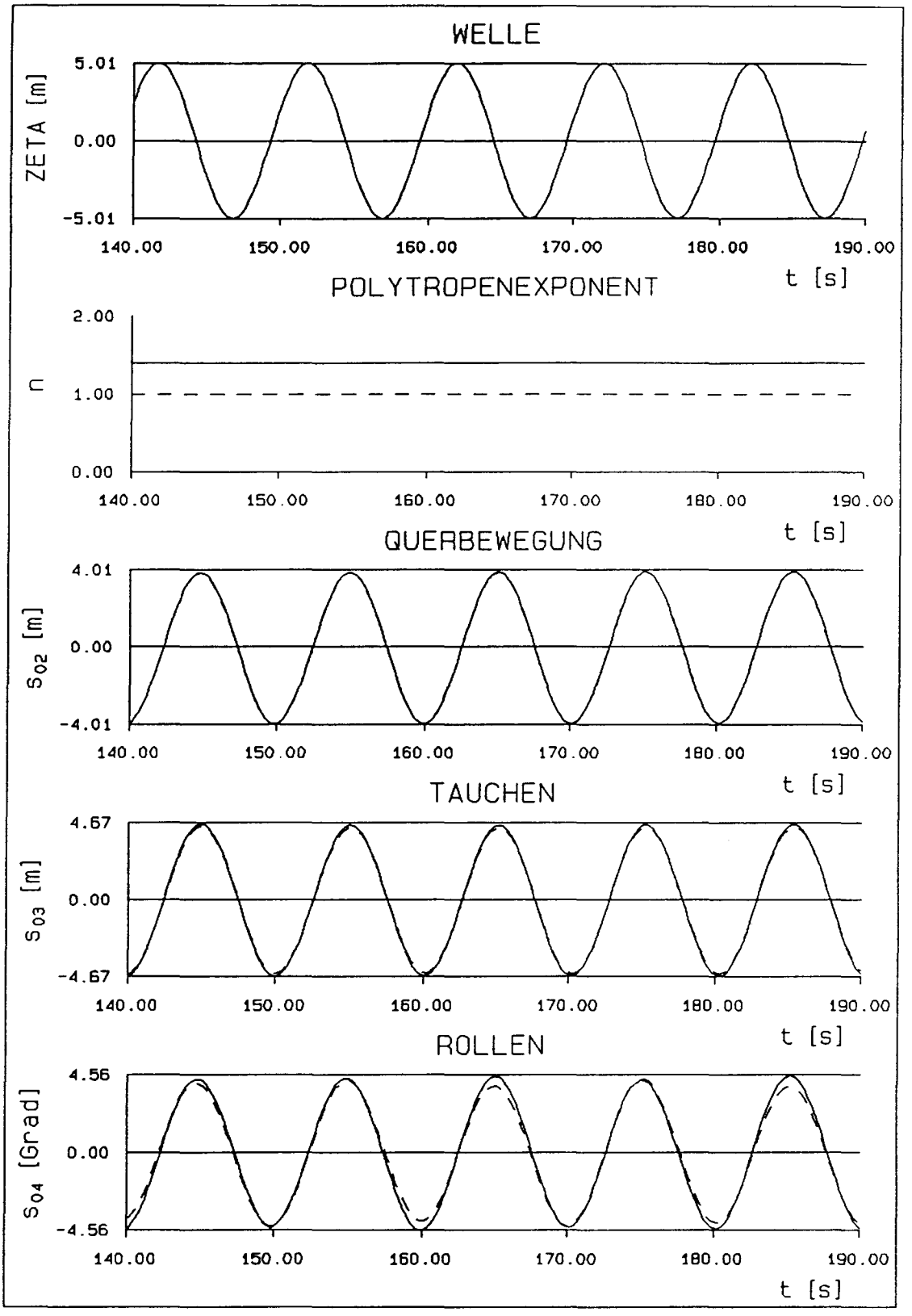


Abb. 4.4.4 Einfluß der Wärmeleitung auf das Bewegungsverhalten bei geschlossenen Verbindungen

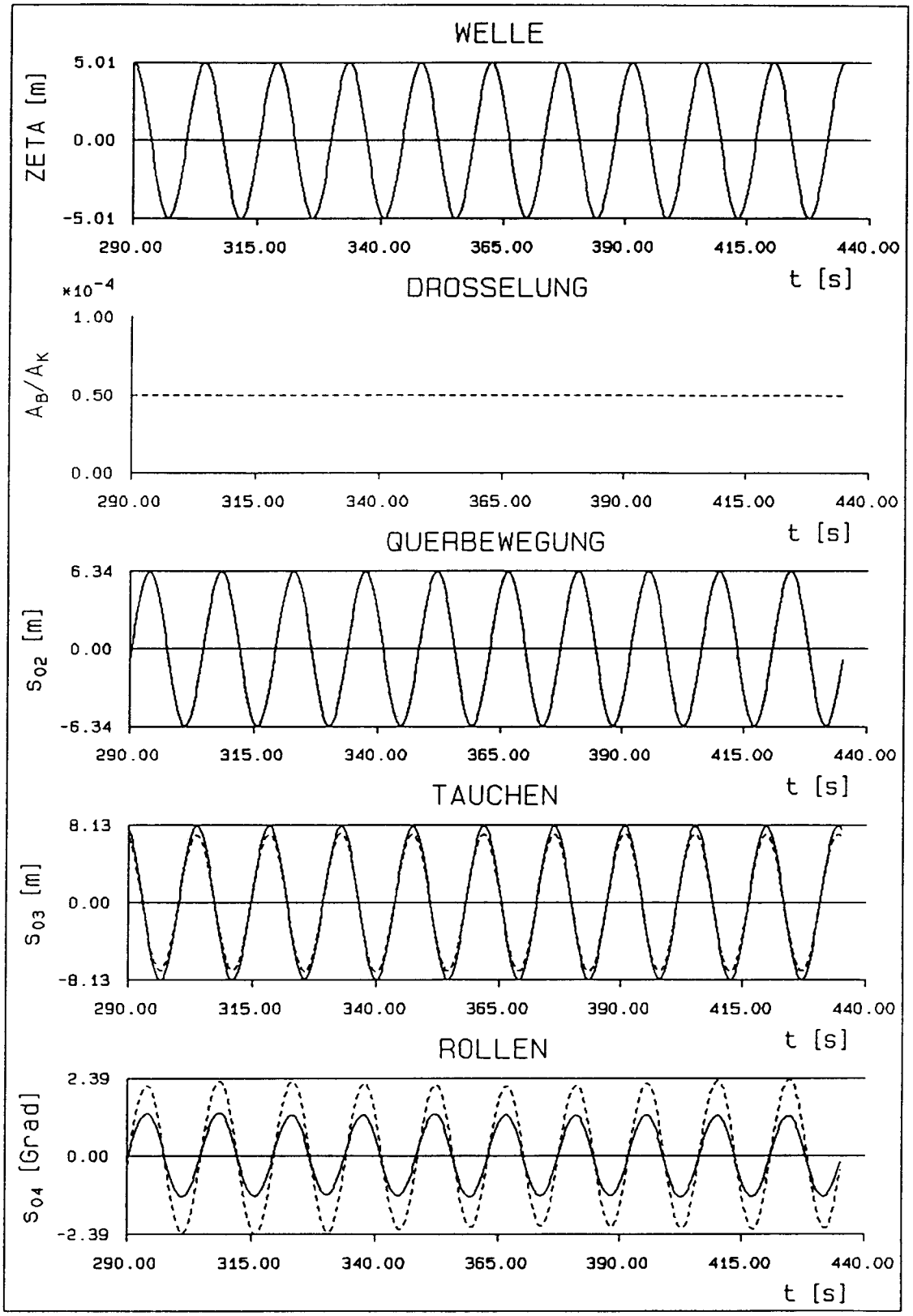


Abb. 4.4.5 Einfluß der Öffnung der Verbindungen auf das Bewegungsverhalten in einer harmonischen Welle

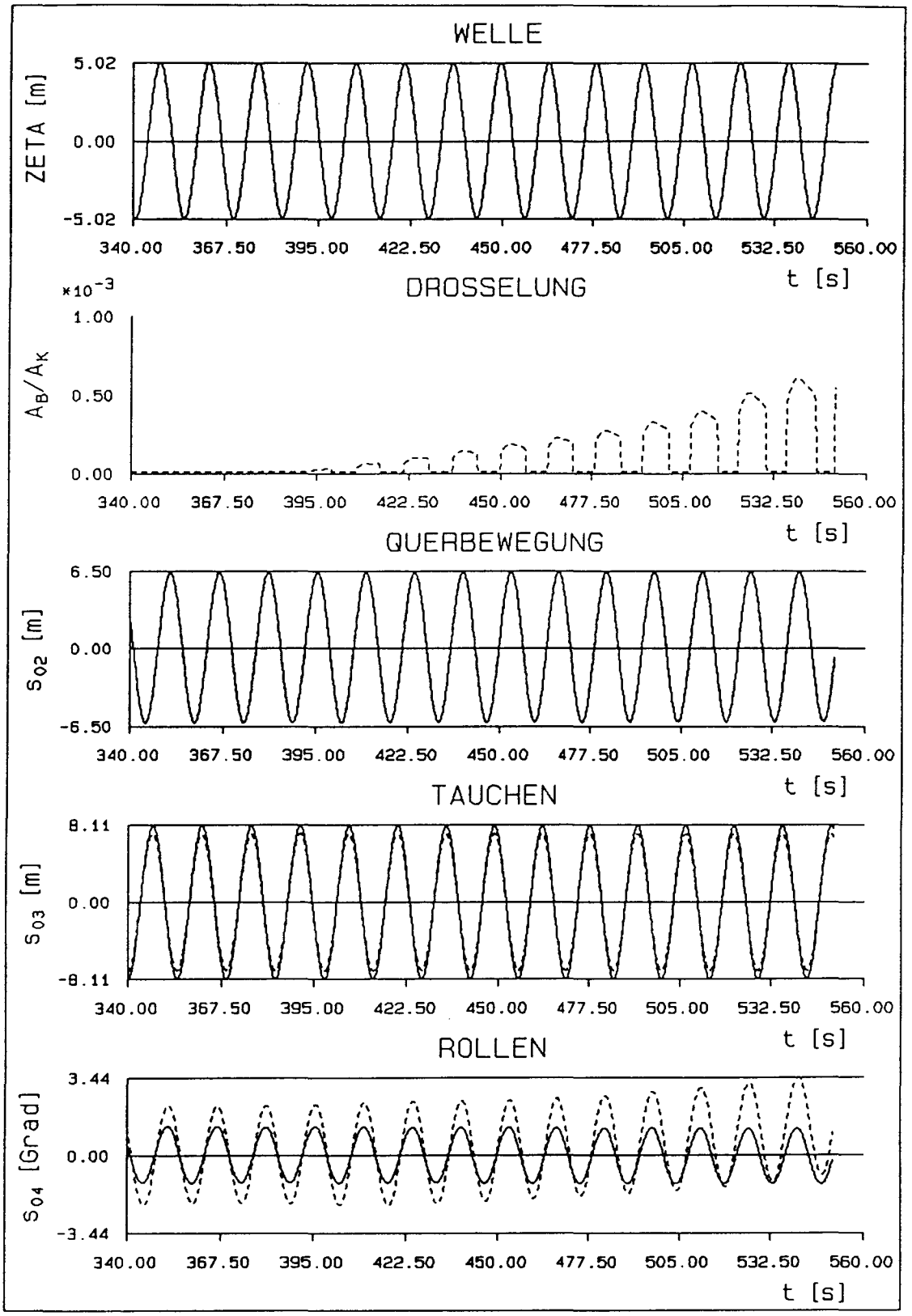


Abb. 4.4.6 Instabiles Verhalten bei großen Machzahlen im Öffnungsquerschnitt des Regelelements

5 Bewertung der untersuchten Entwürfe und weitergehende Variationen

Die Ergebnisse der Berechnungen des Bewegungsverhaltens von Michael-Tank- und Tandem-Hull-Bargen größerer Verdrängung beweisen, daß beide Konzepte als Träger schwimmender Produktionssysteme sehr gut geeignet sind. Die angebauten Auftriebsvolumina verbessern das Bewegungsverhalten und bieten gleichzeitig einen geeigneten Raum für die Unterbringung zusätzlicher Nutzlast. Da hierbei ein Teil der Nutzlast, z.B. flüssige Medien, im unteren Bereich des Schwimmkörpers gelagert werden kann, wird die Stabilitätsreserve durch die Aufnahme größerer Nutzlast und durch die damit verbundene Verschiebung des Massenschwerpunktes nicht vermindert. Auf konventionellen Schwimmkörpern ist dagegen der größte Teil der Nutzlast im Decksbereich untergebracht. Je größer die Nutzlast ist, umso höher liegt der Massenschwerpunkt. Durch die Einhaltung einer vorgeschriebenen Stabilitätsreserve wird die Nutzlast beschränkt.

Die beiden Konzepte verfügen außerdem über große Decksflächen, die nicht nur eine ausreichende Fläche für die Aufstellung verfahrenstechnischer Systeme bieten, sondern die Erfüllung aller sicherheitstechnischen Anforderungen, z.B. die Einhaltung von Mindestabständen zwischen Produktionsanlagen und Mannschaftsunterkünften, ermöglichen.

Bargen, die als Träger schwimmender Produktionssysteme eingesetzt werden, haben wegen des benötigten Auftriebsvolumens in der Regel einen großen Tiefgang, so daß die im unteren Bereich des Schwimmkörpers angebrachten Michael-Tanks kein Hindernis für die anliegenden Versorgungsschiffe darstellen.

Tandem-Hull-Bargen eignen sich auch als Träger großer Schwimmkräne. Ihre geometrische Form sowie ihre hydrostatischen und hydrodynamischen Charakteristika erfüllen die an Schwimmkräne gestellten Hauptanforderungen wie z.B. eine große Auftriebsreserve, niedrige Lage des Massenschwerpunktes, günstiges Bewegungsverhalten unter normalen Umweltbedingungen, ein großer Ballastraum sowie eine große Decksfläche. Sie stellen eine kostengünstige Alternative im Vergleich zu großen Kranhalbtauchern für Offshore-Operationen.

Das BTMM-Konzept eignet sich als geeigneter Träger kleinerer, in beschränkten Wassertiefen operierender Schwimmkräne. Die beweglichen Stabilisierungsplatten können bei Überfahrten zwischen den Einsatzorten eingefahren werden, wodurch der hydrodynamische Widerstand der frei fahrenden Kranbarge nur gering größer als der Widerstand ihres konventionellen Prototyps ist, so daß nach dem Umbau keine zusätzliche Antriebsleistung erforderlich ist.

Das Seitenkammer-Konzept kann sich vor allem in einer Kombination mit dem Michael-Tank- oder mit dem Tandem-Hull-Konzept als ein zusätzliches aktives Stabilisierungssystem erweisen. Der Einsatz von ausschließlich mit Luftkammern ausgestatteten Bargen als Träger von Offshore-Systemen ist zur Zeit wegen der am Ende des Abschnitts 4.4 genannten, noch zu lösenden technischen Probleme mit zu vielen Unsicherheiten verbunden. Eine Alternative zu den Seitenkammern mit Verbindungsleitungen stellt ein Seitenkammer-Konzept mit voneinander getrennten, dafür aber durch ein Regelelement mit der Atmosphäre verbundenen Seitenkammern dar. Dieses Konzept ist eine weitere Untersuchung wert, da hier die Luftvolumina unabhängig voneinander gesteuert werden können.

6 Bewertung der Ergebnisse

Die Ergebnisse des Forschungsvorhabens ermöglichen einen systematischen Vergleich neuartiger Schwimmkörper als Träger- und Arbeitsgeräte für Offshore-Operationen und stellen damit eine wertvolle Entscheidungshilfe für die Entwurfspraxis dar. Neben der Analyse der neuartigen Schwimmkörper-Konzepte konnten geeignete Berechnungsverfahren entwickelt und in Hinblick auf die praktische Anwendung verifiziert werden.

Für die hydrodynamische Analyse hat sich die Paneel-Methode als am besten geeignet erwiesen. Die hierbei gewonnenen Ergebnisse finden ihre Anwendung sowohl in der Analyse des Seeverhaltens (hydrodynamische Erregungskräfte und -momente, hydrodynamische Trägheits- und Dämpfungskoeffizienten) als auch in der Strukturanalyse (instationäre Druckverteilung). Die Potentialtheorie liefert jedoch keine brauchbaren Ergebnisse für schlanke und dünne Strukturelemente. Hierbei wird für die Praxis die Anwendung empirischer Ansätze empfohlen.

Für die Festigkeitsanalyse neuartiger Schwimmkörper stehen allgemeine lineare und nichtlineare Finite-Elemente-Programme (FE) zur Verfügung. Die Verteilung der äußeren Lasten über die Struktur kann mit Hilfe problemorientierter Preprozessoren unter der Berücksichtigung der Starrkörperbewegung, der Umweltlasten, der Reaktionskräfte aus der Verankerung sowie der - meistens nichtlinearen - Lasten auf die Komponenten der Stabilisierungssysteme ermittelt werden. Zu den letzteren gehören z.B. die instationären Luftdrücke im Inneren der Seitenkammern und in den Verbindungsleitungen oder die hohe Biegebeanspruchung der Stabilisierungsplatten und deren Stützen durch zähigeitsbedingte Widerstandskräfte. Außerdem dürfen die durch Wirbelablösung induzierten hochfrequenten Vibrationen schlanker und dünner Strukturkomponenten nicht außer acht gelassen werden.

Ochociński (1990) beschreibt ein lineares Berechnungsverfahren zur globalen Strukturanalyse, in der die Schnittkräfte und -momente auf der Basis der potentialtheoretischen Druckverteilung und der Ergebnisse der Analyse des Seeverhaltens ermittelt werden. Diese Methode, die ursprünglich für die globale Analyse von Tension- Leg-Plattformen entwickelt wurde, kann nach entsprechenden Modifikationen für die globale Analyse kompakter neuartiger Schwimmkörper eingesetzt werden.

Die Analyse von Strukturkomponenten mit überwiegend nichtlinearen Lastanteilen erfordert die Anwendung eines nichtlinearen FE-Programs. Das FE-Programm ABAQUS von *Hibbit et al. (1989)* erweist sich hierfür als besonders gut geeignet, da im Programm spezielle Optionen hinsichtlich der Analyse von Strukturen in maritimer Umwelt vorgesehen sind.

Danksagung

Das von der Gesellschaft zur Förderung der Meerestechnik e.V. (GMT) initiierte Forschungsvorhaben "Vergleichende Untersuchungen an neuartigen Schwimmkörpern als Träger- und Arbeitsgeräte für Offshore- Operationen" wurde von der Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen e.V. (AIF) gefördert (Förderkennzeichen AIF 7211).

Unser besonderer Dank gilt in erster Linie Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Söding vom Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, der nach dem Tod des Leiters des Arbeitsbereichs, Prof. Dr.-Ing. K. Kokkinowrachos, die fachliche Betreuung des Vorhabens übernommen hat.

Herrn Dipl.-Inform. W. Zeevaert danken wir für die fruchtbare Zusammenarbeit und für seine wertvolle Hilfe bei der Durchführung der umfangreichen Berechnungen.

Nicht zuletzt gilt unser herzlicher Dank Frau Ch. Meyenburg ebenso wie Herrn W. Schütz für ihre Unterstützung bei der Erstellung dieses Berichts.

Literatur

BARDIS, L. (1978), Gebrauchsanleitung für das Rechenprogramm SING-A, Lehrgebiet Grundlagen der Meerestechnik, RWTH Aachen

BERGMAN, G. und SHAAR, C. (1978), Motion Suppression for Floating Rigs, Petroleum Engineer Int. 50(2), 82-84

BLUME, P. (1979), Experimentelle Bestimmung von Koeffizienten der wirksamen Rolldämpfung und ihre Anwendung zur Abschätzung extremer Rollwinkel, Schiffstechnik Bd. 26, 3-23

BOHL, W. (1982), Technische Strömungslehre, Vogel-Buchverlag, Würzburg

BÜGE, E. (1989), Systematische Bewertung des Seeverhaltens kastenförmiger Schwimmkörper im Hinblick auf verschiedene Offshore-Einsätze, Abschlußbericht zum AIF-Vorhaben 6907, Arbeitsbereich Meerestechnik I der Technischen Universität Hamburg-Harburg

CUMMINS, W.E. (1962), The Impulse Response Function and Ship Motions, Schiffstechnik 47(9), 101-109

ENGELN-MÜLLGES, G. und REUTTER, F. (1988), Formelsammlung zur Numerischen Mathematik mit Standart-FORTRAN 77-Programmen, B.I.-Wissenschaftsverlag, Mannheim, Wien, Zürich

FALTINSEN, O.M. und MICHELSEN, F.C. (1974), Motions of Large Structures in Waves at Zero Froude Number, Int. Symposium on Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, University College, London, Paper 11, 99-113

GARRISON, C.J. (1974), Hydrodynamics of Large Objects in the Sea, Journal of Hydronautics, Part I, Vol. 8, No. 1, 5-12, Part II, Vol. 9, No. 2, 58-63

HIBBIT, KARLSSON und SORENSEN, INC. (1989), ABAQUS User's Manual Version 4.8

JOHNSON, T.P. (1982), Drillship for rough seas, Ocean Industry 17(11), 55-58

K. A. (1990), Die "anti-seasick ships" der "Albert Ballin"-Klasse, Schiff und Hafen/Seewirtschaft 12, 76-78

KOKKINOWRACHOS, K. (1980), Hydromechanik der Seebauwerke, Handbuch der Werften, Bd. XV, 15-167

KOKKINOWRACHOS, K. und ZIBELL, H.G. (1984), Wave Interaction with Multiple Cross-Sections in Finite Water Depth, Proc. of the 3rd Int. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, New Orleans, Vol. 1, 144-157

MICHAEL, F.Y. (1983), A New Concept of a Hull Form to Improve Wave Response Characteristics for Marine Construction Barges, Ocean Engineering 10(3)

OCHOCIŃSKI, B. (1990), Untersuchungen an Tension Leg Plattformen für die Nordsee, Institut für Schiffbau, Hamburg, Report No. 505

OCHOCIŃSKI, B. (1990), Theoretische Grundlagen und Kurzbeschreibung der Rechenprogramme STK zur hydrostatischen Analyse und zur Simulation des Bewegungsverhaltens neuartiger Schwimmkörper mit nach unten offenen Seitenkammern, Arbeitsbereich Meerestechnik I der Technischen Universität Hamburg-Harburg (unveröffentlicht)

OGILVIE, T.F. (1964), Recent Progress toward the Understanding and Prediction of Ship Motions, Proc. of the 5th ONR Symp. on Naval Hydrodynamics, Bergen, 3-80

SCHADE, H. und KUNZ, E. (1980), Strömungslehre, Walter de Gruyter, Berlin, New York

SZAJNBERG, R., GREINER, W. und MIAN, F. (1983), Barge Mounted Petrochemical and Synthetic Fuels Complex, 2nd International Symposium on Ocean Engineering and Ship Handling, Swedish Maritime Research Centre SSPA, Gothenburg, 125-168

TENVIG OFFSHORE A.S. (1982), Summary of Model Tank Tests and Computer Simulations for the BTMM Ship Stabilizing System Performed in the Period 1974 - 1982, Oslo

TRUCKENBRODT, E. (1980), Fluidmechanik, Bd. 1 u. 2, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York