

9 | 1954

## SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

H. Thieme

# Über strömungstechnische Grundlagen zur Bestimmung von Steuereigenschaften

**TUHH**

*Technische Universität Hamburg-Harburg*

**Über strömungstechnische Grundlagen  
zur Bestimmung  
von Steuereigenschaften**

Von H. Thieme

Bericht des Instituts für Schiffbau der Universität Hamburg

# Über strömungstechnische Grundlagen zur Bestimmung von Steuereigenschaften<sup>1)</sup>

Von H. Thieme.

Bericht des Instituts für Schiffbau der Universität Hamburg.

In dieser Mitteilung wird gezeigt, wie man die Strömungstechnik der Körper von kleinem Seitenverhältnis — entsprechend der Theorie der Tragflächen von kleinem Seitenverhältnis — auf Rechnungen für die Steuereigenschaften von Schiffen anwenden kann. Es wird dabei berichtet über die Strömungskräfte am Schiffsrumpf und an den Anhängen sowie über eine hierfür zweckmäßige Art der Darstellung. Der Charakter des hierbei auftretenden Flachwassereinflusses wird genannt. Für die Abschätzung der mitbeschleunigten Wassermenge wird auf bequeme Diagramme verwiesen. Die Berechnung des Giermomentendiagrammes eines stationär drehenden Schiffes wird gezeigt und die hieraus abzuleitenden Kennwerte für die Steuereigenschaften werden besprochen im Zusammenhang mit den nautischen Anforderungen und den Folgerungen für den Schiffsentwurf. Ohne unüberwindlichen, rechnerischen Aufwand kann man so die Theorie der Steuereigenschaften etwas zugänglicher machen und praktisch nutzbaren Ergebnissen näherbringen. Da eine allgemein zugängliche, neuere Sammlung des Schrifttums über Steuereigenschaften fehlt, ist ein auf Vollständigkeit abgestelltes Literaturverzeichnis angefügt.

- I. Einführung.
- II. Quertriebskörper von kleinem Seitenverhältnis, Schiffsrumpf.
- III. Einfluß der Anhänge.
- IV. Giermoment bei stationärer Drehung.
- V. Begriffe, mathematische Formulierungen und Bedingungen für Steuereigenschaften, Folgerungen für den Entwurf.
- VI. Schrifttum.

## I. Einführung.

Unter Steuereigenschaften, auf deren strömungstechnische Grundlagen sich dieser Bericht bezieht, soll die Charakterisierung der Qualitäten eines Schiffes verstanden sein, die dieses in Stand setzen, sowohl einen geraden Kurs möglichst sauber zu steuern, wie auch eine Änderung dieses Kurses einzuleiten, durchzuführen und zu beenden. Vornehmlich betrachtet man diese Eigenschaften bei Vorfahrt. Aber auch bei Rückwärtsfahrt sind diese Eigenschaften interessant. Schließlich kann man auch am Stand, also ohne Fahrt, von einer Steuereigenschaft sprechen, nämlich von der Fähigkeit, eine Drehung des Schiffes im gewünschten Sinne durchzuführen. Alle diese Eigenschaften unterliegen der Beeinflussung durch Wind, Seegang, Fahrwasserbeschränkung und Strömung. Wenn nicht anders erwähnt, sollen diese Einflüsse hier jedoch ausgeschlossen bleiben. Auch wird diese Betrachtung auf kleinere Geschwindigkeiten beschränkt bleiben, so daß der Einfluß der Wellenbildung durch das fahrende Schiff vernachlässigt werden kann.

Eine Vorausbestimmung von Steuereigenschaften durch einen Modellversuch ist relativ selten. Bei Neubauten mit normalen Rumpfformen und Rudergrößen erhält man natürlich auch die normalen Steuereigenschaften, sofern für den Entwurf die passenden Vorbilder bzw. richtig ausgewertete Statistiken zur Verfügung gestanden haben. Jedoch können manchmal nur geringfügig erscheinende Formabweichungen gegenüber dem Vorbild doch zu deutlichen Enttäuschungen bei diesen Eigenschaften führen. Dies ist z. B. vorgekommen, wenn das Vorbild eine zwar eindeutige, aber doch nur schwache Kursstetigkeit besaß, die geringe Änderung aber ausreichte, daraus eine Unstetigkeit zu machen, was nautisch dann sofort zu bemerken war. Fehlen jedoch für den Neuentwurf die guten Vorbilder, so kann es zu ausgesprochenen

Fehlschlägen bei den Steuereigenschaften kommen. Solche Fälle beleben dann diesen Zweig des Schiffbauversuchswesens, machen die Mängel des Wissens um diese Dinge wieder einmal offenbar und geben hierdurch auch wieder Antrieb, die Einsicht in die Grundlagen zu vertiefen. Mit dieser Einsicht allein ist der Entwurfspraxis noch wenig geholfen. Aus den Grundlagen müssen charakteristisch definierte Maßzahlen der Steuereigenschaften abgeleitet werden können, nach deren Bestimmung aus Theorie und Versuch es bei Neubauten keine Überraschungen durch unerwartete Steuereigenschaften mehr geben sollte.

Um überhaupt irgendwelche Aussagen über Steuereigenschaften machen zu können, genügt natürlich eine gewisse praktische Erfahrung mit manövrierenden Schiffen und Modellen. Jedoch ist es erstaunlich, wie selten man auf erfahrene Praktiker stößt, die in der Lage sind, aus ihren Erfahrungen auch einigermaßen sichere Schlüsse für die Gestaltung von in der Form abweichenden Neubauten zu ziehen. Es stellt sich dann meist heraus, daß diese wenigen treffsicheren Praktiker zugleich auch eine gewisse theoretische Einsicht besitzen. Das scheint auch sehr deutlich auf die Bedeutung einer theoretischen Erfassung der Grundlagen hinzuweisen; das gilt wohl auch für die Fälle, deren vollständige rechnerische Behandlung zu umständlich erscheint. Es sollen darum auch in dieser Arbeit die Kräfte am manövrierenden Schiff im Vordergrund der Betrachtung stehen.

Neben der bereits erwähnten Beschränkung auf Glattwasserbedingungen bei unbegrenztem Fahrwasser und mäßiger Geschwindigkeit soll weiterhin die Arbeit sich nur auf die Betrachtung stationärer Bewegungszustände erstrecken. Hieraus ergibt sich dann auch, da Geschwindigkeitsänderungen nicht betrachtet werden, daß der Schiffswiderstand keine Rolle spielt. Das Interesse kann sich also auf die Querkräfte allein beschränken.

## II. Quertriebskörper von kleinem Seitenverhältnis, Schiffsrumpf.

In üblicher Weise — wie etwa bei der Tragflügeltheorie — stellt man die Querkräfte nach Größe und Verteilung durch eine Querkraft senkrecht zur Relativanströmung des Schiffes und durch ein Moment um eine definierte Vertikalachse, also ein Giermoment, dar. Zur Berechnung der Steuereigenschaften eines freifahrenden Schiffes soll natürlich die Momentenbezugsachse die vertikale Trägheitsachse sein, also durch den Schwerpunkt gehen. Zur Ermittlung stationärer Kräfte an Schiffskörpern wäre diese jedoch eine etwas unsystematische Bezugsachse; denn eine Verschiebung des Verdrängungsschwerpunktes bei unverändertem Lateralplan, unveränderten Wasserlinien-Ein- und Ausläufen und Spantfüßen beeinflusst die Kräfte nur in relativ geringem Maße. Umgekehrt ergeben sich aber eindeutige Veränderungen der Kräfte, wenn bei unveränderter Verdrängungsverteilung der Länge nach der Lateralplan verändert wird. Die Wahl der Vertikalen durch den Lateralplanschwerpunkt als Momentenbezugsachse empfiehlt sich also als physikalisch sinnvoll. Diese „Lateralachse“ besitzt auch eine gute — heute leider etwas verschüttete — Tradition aus der Zeit des Segelschiffbaues. Es mag hierbei vorweggenommen werden, daß diese Bezugsachse die Ableitung der Kräfte und Momente für einen in Schräganströmung und Drehung befindlichen Körper von kleinem Seitenverhältnis, wie es das Schiff — und auch das Ruder für sich — ja ist, wesentlich erleichtert. Dies besonders hervorzuheben, mag schiffbaulich trivial erscheinen. Doch steht es im Gegensatz zu den Gewohnheiten der mehr allgemeineren Strömungstechnik, deren Probleme der Quertriebskörper ja eng mit der Flugtechnik verknüpft sind. Dort ist es alte Gewohnheit, die Vorderkante des Körpers als

<sup>1)</sup> Der Bericht stellt eine nach Art und Inhalt wesentliche Erweiterung des Kurzreferates dar, das am 10. 6. 1954 anlässlich der Eröffnung der Versuchsanstalt für Binnenschiffbau in Duisburg vorgetragen wurde.

Momentenbezugsachse zu nehmen, während man sie neuerdings meist auf ein Viertel der Bezugslänge hinter die Vorderkante legt. Jedoch wird man mit Vorteil den Gebrauch der Aerodynamik sinngemäß übernehmen, durch die Wahl des Staudrucks  $v^2 \cdot \rho/2$ , der Lateralfäche  $F_L$ , und der Schiffslänge  $L$  als Bezugsgrößen Querkraft und Moment dimensionslos darzustellen (1) (2). Die in (3) für den Bezug des Giermoments definierte Bezugs-Schiffslänge  $L$  weicht nur bei Schiffen mit stärker beschnittenem Lateralplan von der Länge zwischen den Loten stärker ab. So beträgt sie z. B. bei rein elliptischem Lateralplan 85 v. H. und bei rein dreieckigem Lateralplan  $2/3$  der Wasserlinienlänge. Normale Lateralpläne können als Trapeze angenähert werden; hierfür ergibt sich die Bezugslänge  $L$  aus der Wasserlinienlänge  $L_{WL}$  und dem in (4) definierten Völligkeitsgrad  $\tau$  der Lateralfäche nach Gleichung (5). In den Definitionen (1) und (2) drückt sich bereits die quadratische Abhängigkeit der Momente und Kräfte von der Geschwindigkeit aus, wie sie aus der bereits ausgedrückten Beschränkung auf relativ mäßige Geschwindigkeiten folgt. Neben dem aus der Tragflügeltheorie herzuleitenden physikalischen Sinn der Bezugsgrößen  $F_L$  und  $L$  hat ihr Gebrauch zum Glück auch noch einen nautischen Vorzug. Überlegt man sich nämlich ein Maß des nautischen Gefühls für die Größen eines Giermomentes, z. B. durch plötzliches Ruderlegen hervorgerufen, so kann man die Querbeschleunigung wählen, die der im gleichen Augenblick auf der Back befindliche Ausguck körperlich bemerken würde (wenn die Ruderwirksamkeit beträchtlich und der Magen sehr empfindlich). Aus diesem Zusammenhang zwischen dem Moment und der davon hervorgerufenen Querbeschleunigung des Ausgucks findet man eine einfache Proportionalität zwischen dieser Beschleunigung und der Momentenbeizahl  $c_M$ .

$$\frac{Q}{\frac{\rho}{2} v^2 F_L} = c_Q \quad (1) \quad \frac{M}{\frac{\rho}{2} v^2 F_L \cdot L} = c_M \quad (2)$$

$$L = \frac{1}{F_L} \int_0^T L_z^2 \cdot d\alpha \quad (3) \quad \tau = \frac{F_L}{L_{WL} \cdot T} \quad (4)$$

$$\text{Trapez: } \frac{L}{L_{WL}} = \frac{1}{3} (4 \cdot \tau + \frac{1}{\tau} - 2) \quad (5)$$

$$b = c_M \cdot \frac{F_L \cdot L}{V} \cdot \frac{1}{4} \cdot g \cdot \left( \frac{Fr}{L^2/L} \right)^2 \quad (6)$$

$$\Lambda = \frac{2 \cdot T^2}{F_L} = \frac{2}{\tau} \cdot \frac{T}{L_{WL}} \quad (7) \quad \Lambda_R = \frac{h_R}{F_R} \quad (8)$$

$$\chi = \frac{\omega \cdot L}{v} ; \text{ stationär: } \chi = \frac{L}{R} \quad (9)$$

Die Gleichung (6) zeigt, daß Proportionalität besteht zwischen dieser Querbeschleunigung  $b$  und der Momentenbeizahl  $c_M$ , dem Verhältnis Lateralfäche mal Länge zur Verdrängung  $V$ , der Erdbeschleunigung  $g$  und dem Quadrat des Verhältnisses von Froudescher Zahl  $Fr$  zum dimensionslosen Trägheitsradius  $i^2/L$ . Der letzte Faktor ist für ähnliche Schiffstypen unter ähnlichen Fahrtbedingungen ebenso wie  $g/4$  eine Konstante, so daß schließlich nur noch eine Proportionalität zwischen  $b$  und dem Produkt  $c_M \cdot F_L \cdot L/V$  verbleibt. Das heißt, das nautisch beste Bezugsmaß wäre die Verdrängung. Da diese jedoch, wie bereits erwähnt, ein für Querkraft unzuverlässiges Bezugsmaß darstellt, ergibt sich  $F_L$  und  $L$  als zweckmäßige Wahl hierfür.

Die Querkraften an einem Quertriebskörper, ausgedrückt durch die Beizahlen  $c_Q$  und  $c_M$ , sind nun in sehr ausgeprägter Weise abhängig vom Anstellwinkel  $\alpha$  (vgl. Abb. 2) und vom Seitenverhältnis  $\Lambda$ , das in (7) definiert ist. Abb. 1 zeigt als Interpolation aus zahlreichen Versuchsergebnissen diese Abhängigkeit am Beispiel von rechteckigen dünnen Platten. Schiffsrümpfe als Quertriebskörper von ausgesprochen sehr kleinem Seitenverhältnis kann man nach ihrem Seitenverhältnis in den Bereich von  $\Lambda = 0$  bis etwa  $\Lambda = 0,5$  einordnen, wo der Verlauf der Querkraftkurve zunächst ausgesprochen konkav ist. Ruder als Quertriebskörper von kleinem Seiten-

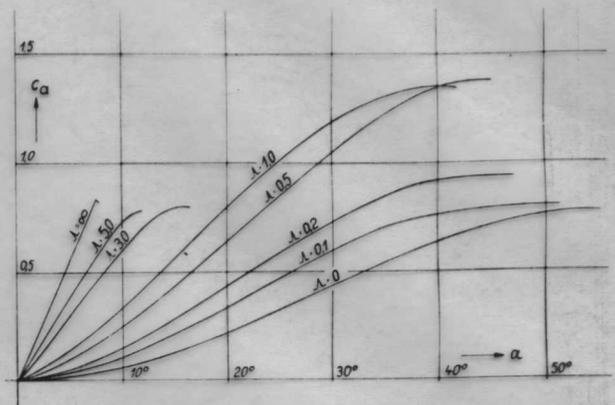


Abb. 1: Quertriebsbeizahlen  $c_Q$  abhängig vom Anstellwinkel  $\alpha$  und vom Seitenverhältnis  $\Lambda$  für rechteckige dünne Platten

verhältnis, vgl. die Definition (8), findet man im Bereich von  $\Lambda = 0,5$  bis  $0,3$ , wo der Kurvenverlauf den konkaven Charakter allmählich verliert. Der Bereich der großen Seitenverhältnisse von  $\Lambda = 3$  bis  $\Lambda = \infty$ , wo man einen praktisch linearen Querkraftverlauf findet, entspricht dann dem der Flugzeugtragflügel. Bei Abweichung von der Plattenform und Übergang zu wirklichen Schiffsrümpfen ergeben sich zwar auch gewisse Änderungen der Querkraften, die durch die „Gütegrade“  $\eta_a$ ,  $\eta_z$  und  $\mu$  sowie die Beizahl  $c_{wQ\infty}$  weiterhin ausgedrückt werden sollen, die Charakteristik des in Abb. 1 gezeigten Kurvenverlaufes bleibt davon jedoch unberührt. Dies gilt auch für die letzte hier zu berücksichtigende Einflußgröße, die Drehgeschwindigkeit  $\omega$ . Sie wird dimensionslos durch die Drehung  $\chi$  ausgedrückt, die im stationären Fall dem Verhältnis von Drehkreisradius  $R$  zur Länge  $L$  entspricht (9). Als Vorzeichenregel soll gelten, daß nach Steuerbord gerichtete Querkraften sowie — von oben gesehen — rechtsdrehende Giermomente positiv sind (Abb. 2). Daraus ergibt sich auch, daß eine Steuerborddrehung des Schiffes einem positiven  $\chi$  entspricht, daß normale Schiffe dabei einen positiven Anstellwinkel  $\alpha$  haben und daß diese Drehung durch ein links gedrehtes, nach Steuerbord liegendes Ruder, also negatives  $\beta$ , bewirkt werden muß (vgl. Abb. 2).

Für die Rechnung und auch für eine sinnvolle Versuchsauswertung bedarf es einer mathematischen Formulierung für Kraft und Moment des Quertriebskörpers Schiff. Die hier angegebene Darstellungsweise benutzt die Hypothese, daß die Kräfte aus einem im wesentlichen auf Potentialströmung und Zirkulation beruhenden Anteil der „Wasserlinienumströmung“ (entsprechend der Tragflügelströmung) und einem allein auf dem durch die Zähigkeit bedingten Druckverlust

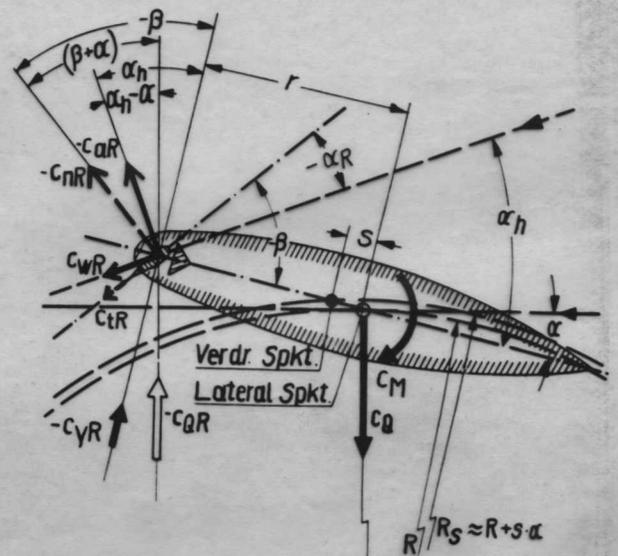


Abb. 2: Definitionsskizze für die Kraftbeizahlen und die geometrischen Strömungsbedingungen an einem drehenden Schiff

bei der „Spantumströmung“ beruhenden Anteil zusammenzusetzen sind. Bei der Berechnung des „Wasserlinienanteils“, wie man ihn abgekürzt nennen könnte, können die Methoden der in neuerer Zeit auch auf Tragflügel von kleineren Seitenverhältnissen ausgedehnten linearen Tragflächentheorie angewendet werden. Bei der Berechnung des — entsprechend bezeichnet — Spantanteiles der Kräfte kann man auf die glücklicherweise recht einfach zu bestimmenden Kräfte eines Körpers vom Seitenverhältnis Null zurückgreifen. Die praktische Verwirklichung eines solchen Körpers ist z. B. ein schräg angeströmter Draht oder ein sehr schmaler Blechstreifen. In den Gleichungen (10) und (11), die das Schema der genannten Hypothese zeigen, ist nun der Ursprung und die Zuordnung der Koeffizienten für Kraft und Moment  $a$  und  $m$  durch die entsprechenden Indizes  $w$  und  $s$  für Wasserlinien- bzw. Spantanteil sowie  $\alpha$  und  $\kappa$  für den Anstellwinkel bzw. die Drehung angegeben. Allgemein zeigen die Spantanteile eine quadratische Abhängigkeit (es ist dabei der sinus gleich dem Winkel und der cosinus gleich 1 gesetzt) und die Wasserlinienanteile eine lineare Abhängigkeit von  $\alpha$  und  $\kappa$ . Die systematisch weiterhin noch zu erwartenden Koeffizienten  $a_{s\kappa}$  und  $m_{s\alpha}$ , die in (10) und (11) durch Nullen angedeutet sind, müssen unter vereinfachenden Voraussetzungen auch wirklich zu Null werden. Diese Voraussetzungen sind Wahl des Momentenbezugs punktes im Lateral-schwerpunkt, symmetrische Verteilung des Lateralplanes zu seiner vertikalen Schwerachse, entsprechend symmetrisch gehaltener Spantcharakter, kleine  $\alpha$  und kleine  $\kappa$ . Für die Untersuchung der Kursstetigkeit normaler Schiffsförmungen wird man also in (10) und (11) eine ausreichende Näherung sehen dürfen, während für die Berechnung enger Drehkreise sich mit (10) und (11) gewisse Fehler ergeben werden.

$$C_Q = a_{w\alpha} \cdot \alpha + a_{w\kappa} \cdot \kappa + a_{s\alpha} \cdot \alpha^2 + 0 \quad (10)$$

$$C_M = m_{w\alpha} \cdot \alpha + m_{w\kappa} \cdot \kappa + 0 + m_{s\kappa} \cdot \kappa^2 \quad (11)$$

$$a_{w\alpha} = \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot \frac{\eta_x \cdot \sqrt{1 + \frac{4}{\Lambda^2}} + \frac{1 - \eta_x}{\eta_\alpha}}{\eta_\alpha} \quad (12)$$

$$\text{mit } \eta_\alpha = \eta_0 (\eta_\alpha / \eta_0) ; \eta_x = \eta_0 (\eta_x / \eta_0)$$

$$a_{w\kappa} = \frac{\eta_x \cdot \pi / 2}{1 + 2 \cdot \eta_\alpha / \Lambda} \quad (13)$$

$$a_{s\alpha} = c_{wQ\infty} \left[ 1 + \frac{a_{w\alpha}}{\pi \cdot \Lambda \cdot \sqrt{1 + \frac{4}{\Lambda^2}}} \right]^2 \quad (14)$$

$$m_{w\alpha} = \frac{\mu \cdot \pi / 2}{1 + 2 \eta_\alpha / \Lambda} \quad (15)$$

$$m_{w\kappa} = -\frac{m_{w\alpha} \cdot a_{w\kappa}}{\pi \cdot \Lambda} \quad (16) \quad m_{s\kappa} = -\frac{c_{wQ\infty}}{32} \quad (17)$$

$$\mu = \left( \frac{\mu}{\mu_0} \right) \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \left( \frac{V}{\sqrt{L}} \right) \cdot \frac{V_2 - V_1}{V} \quad (18)$$

$$\left( \frac{V}{\sqrt{L}} \right) = (\Lambda) \cdot \left( \frac{V_2 - V_1}{L} \right) = \frac{V_2 - V_1}{L} \cdot \frac{B}{L} \quad (19)$$

$$\text{mit } \delta_L = V / (L \cdot B \cdot T)$$

$$c_{wQ\infty} = \frac{W_{Q\infty}}{\frac{1}{2} \cdot v^2 \cdot F_L} \quad (20)$$

Die einzelnen Koeffizienten der Gleichungen (10) und (11) sind in den Beziehungen (12) bis (17) abhängig vom Seitenverhältnis  $\Lambda$ , den Quertriebsfaktoren  $\eta_\alpha$  und  $\eta_x$ , dem Momentenfaktor  $\mu$  und der Querwiderstandsbeizahl  $c_{wQ\infty}$  formuliert. Quellenangaben sowie nähere Einzelheiten hierzu müssen wegen ihres beträchtlichen Umfangs hier übergangen werden; es darf hierzu auf den im Schrifttum am Ende dieser Arbeit unter [Thieme, in Vorbereitung]<sup>2)</sup> mit aufgeführten

<sup>2)</sup> Das als Abschnitt VI dieser Arbeit gebrachte Schrifttum ist alphabetisch nach Verfassern und hierbei nach Jahren geordnet und wird entsprechend nach [Verfasser, Jahr] zitiert.

Bericht hingewiesen werden. Hier genügt es, folgendes festzuhalten:

Für Schiffsrümpfe kommen Seitenverhältnisse  $\Lambda$  von 0,05 bis etwa 0,15 (bei Segelyachten auch bis 0,5 und darüber) in Betracht. Der Quertriebsfaktor  $\eta_x$  liegt nahe bei Eins. Bei Platten ist  $\eta_\alpha$  ebenfalls gleich Eins; es kann bei ungünstigen Formen Werte bis herab zu etwa 0,1 annehmen. Der Momentenfaktor  $\mu$  ist für ebene Platten ebenfalls 0,1. Er ist im übrigen mit dem hydronamischen Volumen des Schiffskörpers durch (18) verknüpft. ( $\mu/\mu_0$ ) ist ein nur wenig unter 1 liegender Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der Flüssigkeitsreibung. Das bereits in (6) gebrauchte „mittlere  $B/L$ “  $V/(F_L \cdot L)$  ist, wie (19) zeigt, das Produkt aus dem Seitenverhältnis  $\Lambda$  und dem halben „mittleren  $B/T$ “  $(\delta_L/2) \cdot (B/T)$ . In Konsequenz ist dabei die Völligkeit  $\delta_L$  auf die in (3) definierte Länge  $L$  bezogen, die meist besser dem  $L_{zw,d,L}$  als dem  $L_{WL}$  entspricht.  $V_x$  und  $V_y$  sind die hinzukommenden hydrodynamischen Volumen bei reiner Längs- bzw. Seitenbewegung des Schiffes; diese Größen treten in Abschnitt IV wieder in Erscheinung, vgl. Abb. 4 bis 6 sowie Gleichung (49).

$$m_{w\alpha} = a_{w\kappa} \cdot \mu / \eta_x \quad (21)$$

$$\Lambda < 0,5 : a_{w\alpha} \approx \frac{\pi \cdot \Lambda}{1 + \eta_x / \eta_\alpha} \quad (22)$$

$$a_{s\alpha} \approx c_{wQ\infty} \left[ 1 + \frac{1,64 \sqrt{\Lambda}}{1 + \eta_x / \eta_\alpha} \right] \quad (23)$$

$$\Lambda < 0,5 ; \eta_x = \mu = 1 ; c_{wQ\infty} = 2 : a_{w\alpha} \approx \frac{\pi}{2} \cdot \Lambda \quad (24)$$

$$m_{w\kappa} = m_{w\alpha} \approx \frac{\pi}{4} \cdot \Lambda \quad (25)$$

$$a_{s\alpha} \approx 2 + 1,64 \sqrt{\Lambda} \quad (26)$$

$$m_{w\kappa} \approx -\frac{\pi}{16} \cdot \Lambda \quad (27) \quad m_{s\kappa} = -\frac{1}{16} \quad (28)$$

Die Querwiderstandsbeizahl  $c_{wQ\infty}$  drückt den Widerstand des unter 90 Grad querangeströmten — und auf Seitenverhältnis  $\Lambda = 0$  verlängerten — Schiffskörpers aus (20). Es ist zu bemerken, daß, so lange bei der Wasserlinienumströmung keine Strömungsablösung eintritt — was hier immer vorausgesetzt werden soll —, stets der Wert  $c_{wQ\infty}$  für unendlich lang gedachtes Schiff zu nehmen ist und nicht etwa nur der erheblich geringere Wert  $c_{wQ}$ , der sich aus Querschleppversuchen mit dem geometrisch ähnlichen Schiffskörper ergeben würde. Jedoch kann  $c_{wQ\infty}$  aus experimentell bestimmtem  $c_{wQ}$  ohne weiteres umgerechnet werden.

Der Wert von  $c_{wQ\infty}$  schwankt je nach der Höhe des Kiels bzw. der Schlingerkiel und der Schärfe der Spantfüße zwischen etwa 0,1 (für stark gerundete Spanten ohne Kiel und größere  $B/T$ ) und 2,0 für die ebene — hochkant schwimmende — Platte. Letzterer Wert wird auch von normalen Formen erreicht, wenn ausreichender Kiel vorhanden ist. Zugleich kann dieser Wert von vernünftigen Schiffsförmungen nicht mehr überboten werden, solange Flachwassereinflüsse außer Betrachtung bleiben. Durch Flachwassereinfluß kann der Wert von  $c_{wQ\infty}$  jedoch noch weiter gesteigert werden. Ebenfalls durch Flachwassereinfluß ergibt sich eine scheinbare Vergrößerung des Seitenverhältnisses  $\Lambda$ , das dann entsprechend in die Rechnung einzuführen ist. Ohne auf Flachwassereffekte hierbei näher einzugehen, sei doch erwähnt, daß im Sinne dieser theoretischen Ansätze liegende Beobachtungen über das Steuern eines Tankers im Kanal von Möckel [Helm, Möckel und Wöltinger] gemacht worden sind; die geringste Kursstetigkeit trat bei einer ganz bestimmten Wasserhöhe unter dem Kiel auf, unterhalb und oberhalb derer das Steuern sich wieder verbesserte. Diese zunächst überraschend erscheinende Beobachtung kann durch die beiden genannten — unabhängig voneinander sich ergebenden — Flachwassereffekte mühelos interpretiert werden.

Die weitere Anwendung der in (12) bis (17) formulierten Koeffizienten kann man durch einige Vereinfachungen noch

erleichtern. Nach einem Satz von Horn [Horn, 1951] besteht in vielen Anwendungsfällen eine Gleichheit von  $m_{wz}$  und  $a_{wz}$ , wie aus Vergleich von (13) und (15) ohne weiteres folgt (21); z. B. für ebene Platten ist  $\eta_z = \mu = 1$ . Experimentell festgestellte Differenzen zwischen  $m_{wz}$  und  $a_{wz}$  widersprechen also dem Satz von Horn durchaus nicht, wenn man zu seiner allgemeineren Formulierung die Wirkungsfaktoren  $\eta_z$  und  $\mu$  mit gebraucht, wie es in (21) geschehen ist. Darüber hinaus regt dieser Satz noch dazu an, nach weiteren, ähnlichen, vereinfachenden Proportionalitäten im System der Koeffizienten Ausschau zu halten. Hierbei kann man auch noch im Hinblick auf die für Schiffskörper nur in Betracht kommenden sehr kleinen Seitenverhältnisse  $\lambda$  näherungsweise noch weitere Vereinfachungen gebrauchen (22) bis (23). Noch weiter gehende Vereinfachungen dieser Gleichungen ergeben sich bei Beschränkung auf den „idealen Normalfall“ eines Körpers mit scharfkantigem Lateralplan und ausreichend scharfen Wasserlinienausläufen, für den man die Wirkungsfaktoren  $\eta_\alpha = \eta_z = \mu = 1$  und  $c_{wQ\infty} = 2$  einsetzen kann, in den Beziehungen (24) bis (28).

### III. Einfluß der Anhänge.

Zu den Anhängen im Sinne dieser Betrachtungen sollen an sich außer den Rudern auch Propeller und besondere Flossen gerechnet werden. Auch Wellenbockstreben und ähnliche Anhänge wird man in Betracht ziehen müssen, wenn ihre größte Projektionsfläche die Größenordnung von etwa 5 v. H. der Ruderfläche überschreitet. Ein stehender Propeller wirkt sich auf die Querkraft des gesamten Schiffes unmittelbar nicht aus. Der laufende Propeller jedoch liefert bei Drehung und Schräganströmung einen gewissen — jedoch nicht sehr erheblichen — Beitrag hierzu. Außerdem aber beeinflusst er Richtung und Größe der Anströmungsgeschwindigkeit an dahinter liegenden Rudern. Im gegenteiligen Sinne beeinflusst der Nachstrom des Schiffskörpers die Ruderkräfte. Wenngleich diese Einflüsse sich natürlich nicht immer kompensieren — besonders bei extremen Bauformen nicht —, so kommt man doch mit einer vereinfachenden Näherung, die Nachstromeinfluß und Propellereinfluß außer Ansatz läßt, zu recht wirklichkeitsnahen Verhältnissen. Da man sich hierdurch außerdem erhebliche Komplizierungen ersparen kann, so soll diese vereinfachende Beschränkung für vorliegende Untersuchung angewendet werden. Um dies aber äußerlich erkennbar bleiben zu lassen, soll an Stelle der wirklichen, geometrischen Ruderfläche  $F_R$  mit einer Art Ersatzfläche für die Summe aller Anhängewirkungen  $F_A$  gearbeitet werden, die dann also je nach Umfang und Anordnung der übrigen Anhänge mehr oder weniger gut mit der gebauten Ruderfläche übereinstimmen wird. Die rechnerische Behandlung des Anhangeeinflusses erfolgt hier also genau in der für ein Ruder allein anzusetzenden Weise.

Abb. 2 gibt eine skizzenhafte Darstellung der gebrauchten Bezeichnungen der Kräfte, Winkel und Abmessungen eines infolge Ruderausschlag  $-\beta$  mit Anstellwinkel  $\alpha$  und Dehnung  $z$  sich bewegenden Schiffes. Wie im vorhergehenden Abschnitt ausgeführt, interessiert für die stationäre Betrachtung von den Kräften am Schiffsrumpf nur die Querkraft und das Moment um die Lateralschwerpunkts-Vertikale. Als Beitrag der Anhänge — repräsentiert durch das Ruder — ergibt sich eine je nach dem Manöver positive oder negative Querkraft  $c_{QR}$  und ein Moment, das anschaulich aus der Seitenkraft des Ruders  $c_{yR}$  und dem Hebelarm  $r$  dargestellt werden kann. Dabei ist es praktisch unerheblich, ob der Hebelarm  $r$  vom Lateralschwerpunkt bis zum Lateralschwerpunkt des Ruders oder bis zu seiner Drehachse gemessen wird. Die Strömungskräfte am Ruder selbst werden systematisch analog zu den Kräften am Schiffsrumpf formuliert. Das Moment ist jedoch im Verhältnis zu dem des Schiffsrumpfes so klein, daß es außer Ansatz bleiben kann. Dafür ist aber der Widerstand zu berücksichtigen, da er einen Beitrag zum Gesamtmoment und zur Gesamtquerkraft leistet. Für ein in unbeeinflusster Strömung geradlinig und schräg unter dem Winkel  $\alpha_R$  angeströmtes Ruder kann man für die

Kraftbeizahlen — die mit den Indizes „a, w, n, t“ gekennzeichneten Beizahlen sind auf die Ruderfläche  $F_R$  bezogen und nicht auf die Lateralfläche des Schiffsrumpfes! — die Beziehungen (29) und (30) angeben. Sie sind entsprechend den Gleichungen (10) und (11) aufgebaut. Für die Koeffizienten  $a_{w\alpha R}$  und  $a_{n\alpha R}$  gelten die Beziehungen (12) und (14) sinngemäß mit  $\lambda = \lambda_{R\infty}$ . Das effektive Seitenverhältnis des Ruders  $\lambda_{R\infty}$  ergibt sich aus der Definition (8) und dem Vergrößerungsfaktor  $\lambda_{R\infty}/\lambda_R$ , der vom Abstand der Ruderoberkante vom Rumpf abhängt, bei ausreichend großem Spalt jedoch praktisch gleich Eins ist. Der Koeffizient  $w_{w\alpha R}$  ist in (31) angegeben. Die Widerstandsbeizahl des querkraftfreien Ruders  $c_{w\alpha R}$  bestimmt man abhängig von relativer Ruderdicke, Reynoldszahl und Oberflächengüte des Ruders; mit etwa 0,01 ist die Größenordnung dieser Zahl in für diesen Zweck ausreichender Genauigkeit getroffen. In ebenfalls für den Zweck der Steuereigenschaftenrechnung ausreichender Genauigkeit kann man den Zahlenwert für den „Profilwiderstandszuwachs“  $\partial c_{w\alpha R} / \partial c_{w\alpha}^2$  angeben. Der Größtwert tritt bei Rudern mit scharfer Vorderkante, also z. B. Plattenrudern, mit  $0,59/\eta_{\alpha R}$  auf, während man für ordentliche Profileruder nur etwa 0,02 oder etwas weniger bei sehr guter Ausführung einzusetzen braucht.

Der Wirkungsfaktor von Rudern  $\eta_{\alpha R}$  — analog zu  $\eta_{\alpha}$  beim Schiffsrumpf — hängt ab vom gewählten Ruderprofil. Die entsprechende Querwiderstandsbeizahl  $c_{wQ\infty R}$  hängt ab von der Formgebung von Ruderoberkante und Unterkante. Wenngleich die „idealen Normalwerte“,  $\eta = 1$  und  $c_{wQ\infty R} = 2$  durchaus nicht für alle heute verwendeten Formen zutreffen, so kann man sie dennoch allgemeineren Untersuchungen über Steuereigenschaften zu Grunde legen. Durch schlanke — meist hohle Flanken — Formgebung des Ruderprofilendes und scharfkantige Ausbildung von Oberkante und Unterkante des Ruders sind diese Werte an jedem Ruder ohne besondere Kunstgriffe auch im Entwurf zu realisieren. Mit diesen Werten erhält man dann in (32) und (33) recht einfache Näherungen für die Koeffizienten  $a_{w\alpha R}$  und  $a_{n\alpha R}$ . Die Gültigkeit ist dabei auf die Seitenverhältnisse beschränkt, die für Schiffsruder allein in Betracht zu ziehen sind.

$$c_{\alpha R} \approx a_{w\alpha R} \cdot \alpha_R + a_{n\alpha R} \cdot \alpha_R^2 \quad (29)$$

$$c_{wR} \approx c_{w\alpha R} + w_{w\alpha R} \cdot \alpha_R^2 + a_{s\alpha R} \cdot \alpha_R^3 \quad (30)$$

$$w_{w\alpha R} = a_{w\alpha R}^2 \left( \frac{1}{\eta_{\alpha R}} + \frac{\partial c_{w\alpha R}}{\partial c_{w\alpha}^2} \right) \quad (31)$$

$$0,5 < \lambda_{R\infty} < 3; \eta_{\alpha R} = 1: a_{w\alpha R} = 0,5 + \lambda_{R\infty} \quad (32)$$

$$a_{n\alpha R} = c_{wQ\infty} (1 + 0,625) \quad (33)$$

$\lambda < 0,5:$

$$c_{\alpha R} \approx a_{w\alpha R} (\beta + \frac{r}{L} \cdot X) \pm c_{wQ\infty} [(\beta + \alpha + \frac{r}{L} \cdot X)^2 \pm 0,625 \cdot \beta^2] \quad (34)$$

$$c_{wR} \approx c_{w\alpha R} + w_{w\alpha R} (\beta + \frac{r}{L} \cdot X)^2 + c_{wQ\infty} [(\beta + \alpha + \frac{r}{L} \cdot X)^3 + 0,625 \cdot \beta^3] \quad (35)$$

$$c_{\alpha R} = \frac{F_A}{F_R} [c_{\alpha R \infty} (\frac{r}{L} \cdot X) + c_{wR} \cdot \eta_{\alpha R} (\frac{r}{L} \cdot X)] \quad (36)$$

$$c_{MR} = - \frac{F_A}{F_R} \cdot \frac{r}{L} \cdot c_{yR}$$

$$c_{MR} = - \frac{F_A}{F_R} \cdot \frac{r}{L} [c_{\alpha R \infty} (\alpha + X \cdot \frac{r}{L}) + c_{wR} \cdot \eta_{\alpha R} (\alpha + X \cdot \frac{r}{L})] \quad (37)$$

Beim Ruder hinter dem drehenden Schiff (Abb. 2) ist die in (29) mit  $c_{\alpha R}$  bezeichnete Beizahl keine Querkraftbeizahl mehr, da sie ja nicht senkrecht zur Anströmungsrichtung am Schiffsrumpf und parallel zur Querkraft des Schiffsrumpfes wirkt. Außerdem hängt jetzt  $\alpha_R$  nicht nur vom Ruderausschlag  $\beta$ , sondern auch vom Schiffsrumpf-Anstellwinkel  $\alpha$  und von der Drehung  $z$  ab, und schließlich muß für die Formulierung von  $c_{\alpha R}$  und  $c_{wR}$  eine nicht nur geometrisch, sondern auch hydrodynamisch bedingte Beeinflussung durch den Rumpf des Schiffes berücksichtigt werden: Nachstrom- und Propellerstrahl-Einfluß soll jedoch, wie vorweg be-

gründet, durch die Vorstellung einer Ersatzruderfläche  $F_A$  eliminiert werden. Nach Abb. 2 ist der Anstellwinkel am Heck  $\alpha_h = \alpha + \kappa \cdot r/L$  und wiederum  $\alpha_R = \alpha_h + \beta$ . Die hydrodynamische Beeinflussung des Ruders erstreckt sich jedoch nur auf den Wasserlinienanteil der Kräfte. Der in Analogie zum Abwindwinkel des Flugzeugflügels „Querstromwinkel“ zu benennende Winkel  $\alpha_{Ri}$  hat bei den für Schiffsrümpfe in Betracht kommenden Seitenverhältnissen etwa den Wert des Anstellwinkels  $\alpha$  selbst. Das aber bedeutet, daß der Wasserlinienanteil der Ruderwirkung infolge Anstellwinkel des Schiffes zu Null wird und nur noch auf dem Ruderwinkel  $\beta$  und der Drehung  $\kappa$  beruht. Diese bedeutsame Vereinfachung gilt um so genauer, je kleiner  $\lambda$  ist und je näher die Wirkungsfaktoren  $\eta$  an Eins kommen. Dieses Ergebnis folgt übrigens auch aus den Beziehungen (24) und (25), die ja besagen, daß eine Verlängerung des Lateralplanes — z. B. also durch Anbau eines Ruders — keine Vergrößerung der Kraft ergibt, wenn das Seitenverhältnis kleiner als etwa 0,5 ist. So ergibt sich also für das Ruder am Schiff  $c_{nR}$  und  $c_{wR}$  — immer unter der Voraussetzung nicht zu großer wirksamer Anstellwinkel  $\alpha_R$  — nach den Beziehungen (34) und (35). Der Beitrag des Ruders bzw. der Anhänge zur Querkraft des gesamten Schiffes  $c_{QR}$ , der also gleichgerichtet und gleichbezogen wie das  $c_Q$  des Rumpfes ist, ergibt sich nach (36); bei normalen Schiffen spielt dieser Beitrag jedoch nur bei größeren Ruderwinkeln eine wesentliche Rolle. Der entsprechende Momentenbeitrag  $c_{MR}$  dagegen ist in jedem Falle von entscheidendem Einfluß auf das Gesamtmoment (37). Er ergibt sich nach Abb. 2 aus dem Wirkungsabstand  $r$  und der Seitenkraftbeizahl des Ruders  $c_{yR}$ .

$$c_{nR} \approx c_{wR} \cdot d_{wR} \left( 1 + \frac{c_{wR} \cdot d_{wR}}{\pi \cdot \lambda_{Re}} \right) + c_{wR} \sigma \left[ \pm d_{sR} \pm 0,625 \beta^2 \right] \quad (38)$$

$$c_{tR} \approx c_{wR} + c_{wR} \cdot d_{wR}^2 - \sigma \cdot c_{wR} \cdot d_{wR} \left[ 1 - \frac{c_{wR}}{\pi \cdot \lambda_{Re}} \right] \quad (39)$$

$$c_{QR} = \frac{F_A}{F_L} \left[ c_{nR} \cdot \cos(\alpha + \beta) + c_{tR} \cdot \sin(\beta + \alpha) \right] \quad (40)$$

$$- c_{MR} = \frac{F_A}{F_L} \left[ c_{nR} \cdot \cos \beta + c_{tR} \cdot \sin \beta \right] \cdot \frac{r}{L} \quad (41)$$

$$c_{nR} = c_{nR} \cdot \cos \alpha_R + c_{wR} \cdot \sin \alpha_R \quad (42)$$

$$c_{tR} = -c_{nR} \cdot \sin \alpha_R + c_{wR} \cdot \cos \alpha_R \quad (43)$$

$$d_{wR} = \beta + \frac{r}{L} \cdot \kappa \quad \alpha_{sR} = \beta + \alpha + \frac{r}{L} \cdot \kappa \quad (44)$$

$$\lambda_R = \frac{(h_R/T)^2}{2 \cdot F_R/F_L} \cdot \lambda \quad (45)$$

Mit:  $c_{tR} = 0$ ;  $F = 0,5$ ;  $\eta_R = \eta = 1$ ;  $c_{wR} = 2$ ;  $(\frac{h_R}{T})^2 = 0,6$   
 $0,5 < \lambda_{Re} < 3$ ;  $\lambda < 0,5$ ;

$$c_{nR} \approx -(\beta + \frac{r}{L} \cdot \kappa) \cdot \cos \beta \left( \frac{F_A}{F_L} + 0,15 \lambda \right) \left[ 1 + \frac{(\beta + \frac{r}{L} \cdot \kappa)^2}{\pi} \left( 1 + \frac{1,64 \cdot F_A}{\lambda} \right) \right] - \frac{F_A}{F_L} \cdot \cos \beta \left[ \pm (\beta + \alpha + \frac{r}{L} \cdot \kappa) \pm 0,625 \beta^2 \right] \quad (46)$$

$$c_{QR} \approx -2 \cdot c_{MR} (\cos \alpha - \sin \alpha \cdot \frac{r}{L} \cdot \kappa) \approx -1,8 \cdot c_{MR} \quad (47)$$

Entsprechende Beziehungen für  $c_{QR}$  und  $c_{MR}$  (40) und (41) lassen sich besonders anschaulich anschreiben, wenn man an Stelle von  $c_{wR}$  und  $c_{nR}$  die Beizahlen für Normalkraft und Tangentialkraft des Ruders  $c_{nR}$  und  $c_{tR}$  verwendet (38) und (39). Außerdem sind natürlich rein geometrisch  $c_n$  und  $c_t$  mit  $c_a$  und  $c_w$  noch durch die Beziehungen (42) und (43) verknüpft. Der Faktor  $\sigma$ , den man etwa als Saugkraftfaktor bezeichnen kann, ist bei gut ausgeführten Profilnasen praktisch genau gleich Eins, für scharfe Vorderkanten, wie z. B. bei Plattenrudern, wird  $\sigma$  zu Null. Die angegebenen Beziehungen sind zur Berechnung der wichtigsten Art der Steuereigenschaften, nämlich der Kursstetigkeit, ausreichend genau. Wie weiter gezeigt wird, kann man dafür sogar noch weitere wesentliche Vereinfachungen einführen. Ebenfalls sind die Gleichungen ausreichend, um ein Giermomentendiagramm (vgl. Abschnitt IV) bei mäßigen Ruderwinkeln zu berechnen.

Für den auch beim Ruder bereits erwähnten „idealen Normalfall“ soll nun weiter zur Vereinfachung  $c_{tR} = 0$  gesetzt werden. Dann ergibt sich unter Benutzung von (32), (33), (38), (40) und (41) nach den entsprechenden Substitutionen die Beziehungen (46) und (47) für den Beitrag des Ruders — ersatzweise für die ganzen Anhänge — zur Querkraft und zum Moment des Schiffes. Als „normal“ ist dabei auch  $r/L = 0,5$  eingeführt. Weiter ist als Normalwert ein Verhältnis von Ruderhöhe zu Tiefgang  $(h_R/T)^2 = 0,6$  verwendet worden, wodurch man mittels (45) das Seitenverhältnis des Ruders durch das des Schiffes ausdrücken kann.

#### IV. Giermoment bei stationärer Drehung.

Der Zusammenhang zwischen der Winkelgeschwindigkeit des Schiffes um seine Vertikalachse und der den Drehradius dimensionslos kennzeichnenden Drehung ist für die stationäre Drehung durch (9) gekennzeichnet. Voraussetzung für stationäre Drehung ist, daß die hydrodynamische Querkraft am

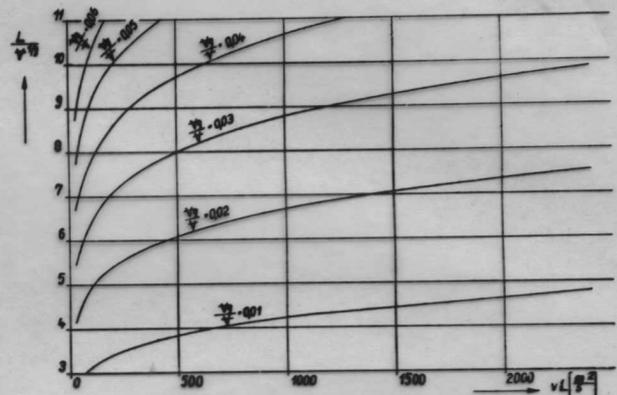


Abb. 3: Zur Bestimmung des der Zentrifugalkraft unterliegenden Grenzschichtvolumens  $V_g$  in Abhängigkeit vom Schlankheitsgrad  $L/V^{1/2}$  und dem Produkt Schiffsgeschwindigkeit mal Länge  $v \cdot L$

gesamten Schiff entgegengesetzt gleich der Zentrifugalkraft ist, die sich bei der Drehung infolge der Masse des gesamten Schiffes, der Masse der Verdrängungsgrenzschicht am Schiff und der durch die Umströmung von Schiff mit Grenzschicht mitbeschleunigten hydrodynamischen Masse ergibt. Die beiden letztgenannten „hinzukommenden“ Massen sind klein oder sehr klein gegenüber der Masse des Schiffes selbst. In grober Näherung kann man diese Beträge vernachlässigen. Für bessere Näherungen spielen darum auch gewisse Fehler bei der Bestimmung dieser Beträge keine Rolle, so daß man die Bestimmung der hinzukommenden Massen bzw. Volumen recht einfach halten kann.

Verwendet man die Prandtlische Potenzformel für die turbulente Grenzschichtdicke, nimmt man die Verdrängungsdicke zu  $1/8$  hiervon, sieht diesen Wert in Mitte Schiff als Mittel für die gesamte Schiffsoberfläche an, deren Betrag wiederum als ein Mittelwert aus der Taylorformel für die Oberfläche bestimmt ist, so erhält man nach einigen Umformungen die Gleichung (48) für das hinzukommende Grenzschichtvolumen  $V_g$ . In Abb. 3 ist dieser Zusammenhang dargestellt, wobei an Stelle der Reynoldszahl  $Re$  das Produkt Geschwindigkeit mal Schiffslänge  $v \cdot L$  angegeben ist. Aus (49) ergibt sich das gesamte wirksame Volumen des Schiffes  $V'$ . Die — auch im Schrifttum häufig mit  $k_x$  und  $k_y$  bezeichneten — Verhältniswerte  $V_x/V$  und  $V_y/V$  können aus den für abmessungsgleiche Ellipsoide berechneten Abb. 4 bis 6 entnommen werden<sup>3)</sup>.

Mit  $V'$  kann nunmehr in (50) die Gleichgewichtsbedingung für Zentrifugalkraft und Querkraft angeschrieben werden. Nach Abb. 2 kann man — bei kleinen Werten des Abstandes zwischen Gewicht- und Lateralschwerpunkt  $s/L$  — die Beziehung (51) für das auf den Gewichtsschwerpunkt bezogene

<sup>3)</sup> Diese Abbildungen sind der Arbeit „On the motions of ships at sea“ von G. Weinblum und M. St. Denis (SNAME 1950) entnommen.

$$V_g \approx V \cdot \frac{0,07}{R_0^{1/2}} (L/V^{1/3})^{3/2} \quad (48)$$

$$\frac{V'}{V} = (1 + \frac{V_g}{V}) (1 + \frac{V_g}{V} c_{M'} + \frac{V_g}{V} c_{M'}^2) \quad (49)$$

$$2 \kappa \cdot \frac{V'}{F_A \cdot L} = c_{M'} + c_{M''} \quad (50)$$

$$c_{M_0} = c_M + \frac{\epsilon}{L} \cdot c_{M'} + c_{M''} \quad (51)$$

$$\frac{V'}{V} \left( \frac{L}{2T} \cdot \frac{B}{T} \right) \cdot 2 \cdot L \cdot \kappa = \frac{\pi}{2} \cdot L \cdot \alpha + \frac{\pi}{4} \cdot L \cdot \kappa + (2 + 7,66 \sqrt{L}) \cdot \alpha^2 +$$

$$+ 7,0 (\beta + \frac{\kappa}{2}) \left( \frac{F_A}{4F_L} + 0,15L \right) \cdot \left[ 1 + \frac{\kappa^2 (\beta + \frac{\kappa}{2})^2}{\pi} \left( 1 + \frac{7,66}{L} \cdot \frac{F_A}{F_L} \right) \right]$$

$$+ 7,0 \frac{F_A}{F_L} \left[ \pm (\beta + \alpha + \kappa/2)^2 \pm 0,625 \cdot \beta^2 \right] \quad (52)$$

$$c_{M_0} = (1 + 2 \cdot \frac{\epsilon}{L}) \frac{\pi}{4} \cdot L \cdot \alpha - (1 + \frac{\epsilon}{L}) \frac{\pi}{4} \cdot L \cdot \kappa + \frac{\pi}{2} (2 + 7,66 \sqrt{L}) \cdot \alpha^2$$

$$- \frac{\kappa^2}{76} (\beta + \frac{\kappa}{2}) \left( \frac{F_A}{4F_L} + 0,15L \right) \cdot \left[ 1 + \frac{\kappa^2 (\beta + \frac{\kappa}{2})^2}{\pi} \left( 1 + \frac{7,66}{L} \cdot \frac{F_A}{F_L} \right) \right]$$

$$- \frac{F_A}{F_L} \left[ \pm (\beta + \alpha + \frac{\kappa}{2})^2 \pm 0,625 \cdot \beta^2 \right] \quad (53)$$

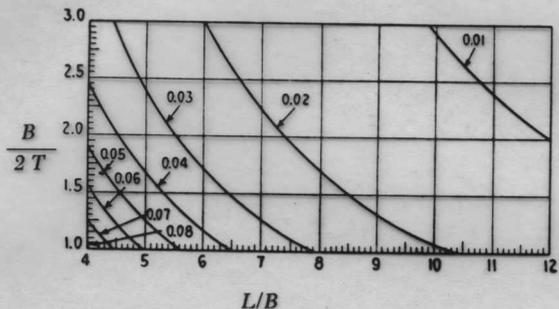


Abb. 4: Verhältnis des hinzukommenden, mitbeschleunigten, hydrodynamischen Volumens bei Längsanströmung zum Schiffsvolumen  $V_L/V$  abhängig von  $\frac{B}{2T}$  und  $L/B$

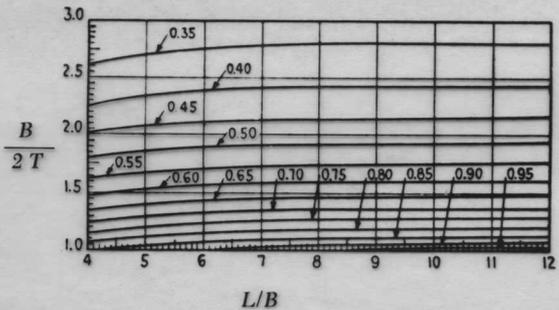


Abb. 5: Verhältnis des hinzukommenden, mitbeschleunigten, hydrodynamischen Volumens bei Queranströmung zum Schiffsvolumen  $V_Q/V$  abhängig von  $\frac{B}{2T}$  und  $L/B$

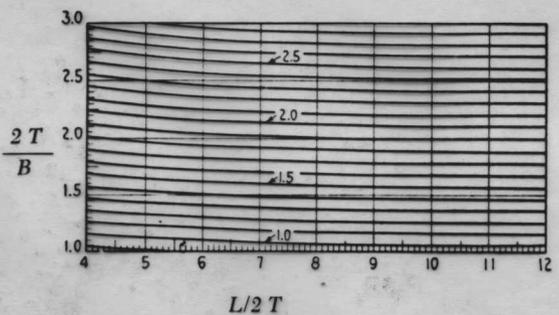


Abb. 6: Ergänzung zur Abb. 5 für  $\frac{B}{2T} < 1$ .  $V_Q/V$  abhängig von  $\frac{2T}{B}$  und  $\frac{L}{2T}$

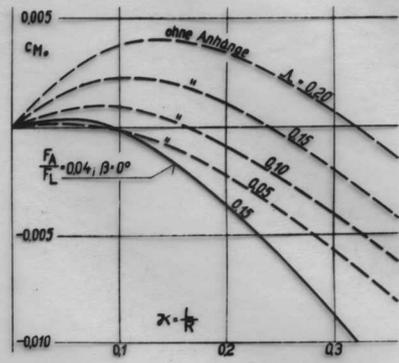


Abb. 7: Giermomentendiagramm Normalbeispiel, gerechnet nach Formeln (56) bis (59)

Giermoment  $c_{M_0}$  ansetzen. Dabei ist dann für  $c_Q$  und  $c_M$  sowie  $c_{QR}$  und  $c_{MR}$  entsprechend den in den Abschnitten II und III entwickelten strömungstechnischen Grundlagen einzusetzen. Die Aufgabe dieser Arbeit ist auf die Entwicklung dieser Grundlagen gerichtet, so daß die hier zu verfolgende Anwendung dieser Grundlagen auf das Beispiel des mehrfach erwähnten „idealen Normalfalles“ beschränkt bleiben soll. So werden also in (50) und (51) die Ergebnisse (46) und (47) für  $c_{MR}$  und  $c_{QR}$  sowie über (10) und (11) die Ergebnisse (24) bis (28) für  $c_M$  und  $c_Q$  eingeführt. Mit (52) und (53) erhält man so zwei Gleichungen für die beim Giermomentendiagramm interessierenden Winkel  $\alpha$  und  $\beta$ , Drehung  $\kappa$  und Momentenbeizahl  $c_{M_0}$ . Diese Gleichungen sind die Grundlagen zur Berechnung eines Giermomentendiagramms (Abb. 7), in dem die auf den Schwerpunkt bezogene Giermomentenbeizahl  $c_{M_0}$  abhängig von der Drehung  $\kappa$  und eventuell dem Ruderwinkel  $\beta$  als Parameter darzustellen sind. Der Anstellwinkel des Schiffes  $\alpha$  ist dabei unmittelbar nicht interessant. Seine Größe ist natürlich ebenfalls abhängig von  $\kappa$  und  $\beta$  und ergibt sich aus (52). Wenn man den daraus gewonnenen Wert  $\alpha$  in (53) einsetzt, kann das erstrebte Giermomentendiagramm gerechnet werden. Es sei dabei angemerkt, daß eine direkte experimentelle Bestimmung von  $c_{M_0}$  abhängig von  $\kappa$  und  $\beta$  in einem Rundlauftank ohne weiteres möglich ist.

mit  $\alpha \ll (\beta + \frac{\kappa}{2})$ ;  $\frac{V'}{V} \left( \frac{L}{2T} \cdot \frac{B}{T} \right) = 7$ ;  $\frac{\epsilon}{L} = 0$ :

$$\alpha = \frac{L}{2,55 + 2,08 \sqrt{L}} \left\{ \sqrt{1 - \frac{3,25 + 2,65 \sqrt{L}}{L^2}} \left\langle 1,0 (\beta + \frac{\kappa}{2}) \left( \frac{F_A}{4F_L} + 0,15 \cdot L \right) \cdot \right. \right.$$

$$\left. \left. \frac{\cdot \left[ 1 + \frac{\kappa^2 (\beta + \frac{\kappa}{2})^2}{\pi} \left( 1 + \frac{7,66}{L} \cdot \frac{F_A}{F_L} \right) \right] + 7,0 \frac{F_A}{F_L} \left[ \pm (\beta + \frac{\kappa}{2})^2 \pm 0,625 \cdot \beta^2 \right]}{-1,215 \cdot L \cdot \kappa} \right\rangle - 1 \right\} \quad (54)$$

$$c_{M_0} = \frac{\pi}{4} L \cdot (\alpha - \frac{\kappa}{2}) - \frac{\kappa^2}{76} (\beta + \frac{\kappa}{2}) \left( \frac{F_A}{4F_L} + 0,15L \right) \cdot \left[ 1 + \right.$$

$$\left. + \frac{\kappa^2 (\beta + \frac{\kappa}{2})^2}{\pi} \left( 1 + \frac{7,66}{L} \cdot \frac{F_A}{F_L} \right) \right] - \frac{F_A}{F_L} \left[ \pm (\beta + \alpha + \frac{\kappa}{2})^2 \pm 0,625 \beta^2 \right] \quad (55)$$

und mit  $\beta = 0^\circ$ :

$$\alpha = \frac{L}{2,55 + 2,08 \sqrt{L}} \left\{ \sqrt{1 - \frac{3,25 + 2,65 \sqrt{L}}{L^2}} \left\langle 0,45 \frac{F_A}{F_L} \cdot \kappa^2 - 1,215 L \cdot \kappa \right. \right.$$

$$\left. \left. + 0,9 \cdot \kappa \left( \frac{F_A}{4F_L} + 0,15L \right) \cdot \left[ 1 + \frac{\kappa^2}{\pi} \left( 1 + \frac{7,66}{L} \cdot \frac{F_A}{F_L} \right) \right] \right\rangle - 1 \right\} \quad (56)$$

$$c_{M_0} = \frac{\pi}{4} L \cdot (\alpha - \frac{\kappa}{2}) - \frac{\kappa^2}{76} \left( \frac{F_A}{4F_L} + 0,15L \right) \left[ 1 + \frac{\kappa^2}{\pi} \left( 1 + \frac{7,66}{L} \cdot \frac{F_A}{F_L} \right) \right]$$

$$- \frac{F_A}{F_L} \cdot (\alpha + \frac{\kappa}{2})^2 \quad (57)$$

und ohne R=der:

$$\alpha = \frac{L}{2,55 + 2,08 \sqrt{L}} \left\{ \sqrt{1 + \frac{3,94 + 3,23 \sqrt{L}}{L} \cdot \kappa} - 1 \right\} \quad (58)$$

$$c_{M_0} = \frac{\pi}{4} \cdot L \cdot (\alpha - \frac{\kappa}{2}) - \frac{\kappa^2}{76} \quad (59)$$

Bei der Berechnung des in Abb. 7 dargestellten Beispiels von Giermomentenkurven, denen der erwähnte „Normalfall“ zu Grunde gelegt ist, ist weiter als „normal“ eingeführt, daß der Gewichtsschwerpunkt mit dem des Lateralplanes zusammenfällt  $s/L=0$ , und daß der Wert  $(V'/V) \cdot (0,5 \cdot \delta_L \cdot B/T)$  gerade zu Eins wird. Mit mittleren Konstruktionswerten kann man nach (48) und (49) bzw. mit den Abb. 3 bis 6  $V'/V$  zu etwa 1,05 erhalten, wozu dann wiederum eine Völligkeit von 0,68 und ein  $B/T$  von 2,8 so passen würden, daß das Produkt zu 1 wird. Die explizite Darstellung von  $\alpha$  nach Gleichung (52) wird etwas umständlich; es muß besonders auf das Vorzeichen des letzten quadratischen Gliedes in (52) geachtet werden. Dem physikalischen Sinn der Spantumströmungsquerkraft zu Folge muß das Quadrat das Vorzeichen des Klammerinhaltes haben. Vernachlässigt man in dieser Klammer  $\alpha$  als klein gegenüber  $\beta + \alpha/2$ , so erhält man in (54) eine handlichere Formulierung für  $\alpha$ . In der entsprechenden Gleichung für das Moment (55) bedarf es dieser Vernachlässigung jedoch nicht, so daß ihre Auswirkung auf das zu berechnende Moment — nur mittelbar über  $\alpha$  — recht gering bleibt. In (56) und (57) sind dann noch die entsprechenden vereinfachten Beziehungen für Ruderausschlag  $\beta = 0$  angegeben.

Mit diesen Beziehungen ist in dem Giermomentendiagramm Abb. 7 die Kurve für ein Seitenverhältnis des Schiffes  $\lambda = 0,15$  und Anhängelächenverhältnis  $F_A/F_L$  von 0,04 gerechnet. Im Vergleich hierzu interessiert auch das Moment für das Schiff ohne Anhänge, wofür sich die Formeln (56) und (57) zu (58) und (59) vereinfachen lassen. Für Schiff ohne Anhänge sind danach für Abb. 7 die Kurven mit den Seitenverhältnissen  $\lambda = 0,05; 0,10; 0,15$  und  $0,20$  gerechnet. In prinzipiell gleicher Weise — wenn auch mit den etwas weniger einfachen Formeln (50), (51), (49), (40), (41), (10) und (11) — können entsprechende Kurven auch für größere Ruderwinkel  $\beta$  gerechnet werden; auch kann das Diagramm je nach Schiffstyp bis zu größeren Werten  $\alpha$  ausgedehnt werden. Ein Giermomentendiagramm dieser Art bildet eine anschauliche Beurteilungsgrundlage für eine Reihe wesentlicher Steuereigenschaften des Schiffes und stellt somit ein Analogon zum Diagramm der statischen Querstabilität dar.

### V. Begriffe, mathematische Formulierungen und Bedingungen für Steuereigenschaften, Folgerungen für den Entwurf.

In den vorhergehenden Abschnitten ist gezeigt worden, wie mit einer Theorie der Quertriebskörper von kleinem Seitenverhältnis Querkraft und Moment eines stationär drehenden Schiffes berechnet werden kann. Der Einfluß der Baugrößen, die hier durch die Kennzahlen  $F_L \cdot L/V$ ,  $\delta_L$ ,  $B/T$ ,  $r/L$ ,  $s/L$ ,  $F_A/F_L$ ,  $\lambda_R$  unmittelbar sowie über die Werte  $c_{wQ\infty}$ ,  $\eta_{\alpha}$ ,  $\eta_{\beta}$ ,  $\eta_{\alpha R}$  und  $\eta_{\beta R}$  mittelbar wirksam werden, ist dabei mit erfaßt. Die Verbindung von Entwurf und Rechnungsergebnis ist also hergestellt. Bei normalen Schiffen können, ohne Wirtschaftlichkeit oder Stabilität in unzulässiger Weise zu beeinträchtigen, meist nur  $r/L$ ,  $s/L$ ,  $F_A/F_L$ ,  $\lambda_R$ ,  $c_{wQ\infty}$  und  $c_{wQ\infty R}$  noch beeinflußt werden. Wie schon erwähnt, ist  $c_{wQ\infty R}$  ohne weiteres auf 2,0 zu bringen bei guten Rudern; ein höherer Wert ist jedoch auch nicht zu erzielen.  $F_A/F_L$  bzw.  $F_R/F_L$  so klein wie möglich und nur so groß wie nötig zu machen, ist ja erster Leitgedanke beim Ruderentwurf. Hieraus und aus dem Tiefgang des Schiffes ist damit praktisch auch schon das Seitenverhältnis des Ruders (möglichst groß zu machen)  $\lambda_R$  eingeeengt. Die verbleibenden drei Werte charakterisieren die Flächenverteilung und die „Profilierung“ des Lateralplanes. Da  $r/L$  und  $s/L$  auch nur in beschränktem Maße zu beeinflussen sind, fällt das besondere Gewicht des Entwurfes auf die Querwiderstandsbeizahl  $c_{wQ\infty}$ , deren Vergrößerung — z. B. durch scharfe Spantfüße, Kiele, Schlingerkiele und ähnliches „scharfes“ Totholz über den Stetigkeitszuwachs (61) das Steuern des Schiffes zu verbessern vermag. Man darf dabei auf die Erfahrung jüngerer Zeit verweisen, daß die Klagen über so schlechtes Steuern mancher Schiffsklassen zeitlich zusammenfallen mit der Einführung von im Totholz (namentlich Kiel) stark beschnittenen Formen. Totholzänderungen sollten darum in ihrer Auswirkung auf die Steuereigenschaften stets

erst überprüft und gegebenenfalls z. B. durch Ruderänderungen kompensiert werden. Es soll in diesem Abschnitt abschließend noch angedeutet werden, in welcher Weise man vom Rechnungsergebnis — vornehmlich also aus dem Giermomentendiagramm nach Art der Abb. 7 — über gewisse mathematische Formulierungen auf die nautischen Begriffe und Bedingungen der Steuereigenschaften schließen kann.

Nach der in der Einführung versuchten Definition des Sammelbegriffes Steuereigenschaften handelt es sich also um alle die Eigenschaften eines Schiffes, die die Möglichkeit von Horizontalbewegungen senkrecht zu seiner Längsachse sowie von Drehungen um seine Vertikalachse charakterisieren. Mit diesen beiden Bewegungsmöglichkeiten und besonders auch in Verbindung mit der „Normalbewegung“ des Schiffes in Richtung der Längsachse ergeben sich viele Bewegungsformen, und eine Unzahl von Begriffen und Kennwerten kann man daraus ableiten. Es erscheint aber sinnvoll, sich auf möglichst wenige Kennwerte und in erster Linie auf solche zu beschränken, deren Verwendung sich als nautisch zweckmäßig erwiesen hat und deren Formulierung bzw. experimentelle Bestimmung genügend einfach bleibt. Für das voraus freifahrende Schiff dürften die Begriffe Steuern, Ruderwirksamkeit, Drehfähigkeit und Stützvermögen erforderlich und vollständig im genannten Sinne sein. Einen Teil dieser Begriffe wird man sinngemäß auch für das Schiff am Stand und bei Rückwärtsfahrt gebrauchen können, worauf jedoch nicht weiter eingegangen werden soll.

$$- \frac{F_L \cdot L}{V} \cdot \left( \frac{d c_{M\alpha}}{d \alpha} \right)_{\alpha=0} \quad (60) \quad - \frac{F_L \cdot L}{V} \cdot \left( \frac{d^2 c_{M\alpha}}{d \alpha^2} \right)_{\alpha=0} \quad (61)$$

$$+ \frac{F_L \cdot L}{V} \cdot c_{M\alpha}(\alpha=0; \beta=\beta_{max}) = + \frac{F_L \cdot L}{V} \cdot c_{MRmax} \quad (62)$$

$$\pm \int_{\alpha(\beta=\beta_{max})}^{\alpha_{max}} c_{M\alpha}(\text{ohne Ruder}) \cdot d\alpha \quad (63) \quad \frac{\int_0^{\alpha_{max}} c_{M\alpha}(\text{ohne Ruder}) \cdot d\alpha}{\alpha_{max} \cdot c_{M\alpha}(\text{ohne Ruder})_{\alpha_{max}}} \quad (64)$$

$$\frac{\int_{\alpha_{max}}^0 c_{M\alpha}(\beta_{max}) \cdot d\alpha}{\int_{\alpha_{max}}^0 c_{M\alpha}(-\beta_{max}) \cdot d\alpha} \quad (65)$$

Mit Steuern charakterisiert man die Art und Weise, in der ein Schiff einen gegebenen Kurs einzuhalten vermag. Das bekannte und wichtige Kriterium der Kursstetigkeit gehört zu diesem Komplex. Kursstetig ist das Schiff, das in der Lage ist, nach einer Störung auch ohne Rudermanöver den anfänglichen Bewegungszustand der Geradeausfahrt wieder zu erreichen. Diese Bedingung lautet für Gleichung (51)  $d c_{M\alpha} / d \alpha < 0$ . Daraus ergibt sich als Maß der Kursstetigkeit die Neigung der Ursprungstangente im Giermomentendiagramm (in Abb. 7 ist diese Tangente positiv, die Kursstetigkeit also negativ, also unstetig). Entsprechend dem durch (6) gewonnenen sinnvollen nautischen Bezugsmaß wird man diesen Wert noch mit der Kennzahl  $F_L \cdot L/V$  multiplizieren, um besser mit den Werten verschiedenartiger Schiffe vergleichen zu können (60). Nun hat es sich aber herausgestellt, daß eine beträchtliche Anzahl von Schiffen kursunstetig zur See fährt und durchaus nicht in allen Fällen dadurch besonders unangenehm auffällt. Bei diesen Schiffen, die natürlich ohne Rudermanöver nicht wieder nach Anfangsstörung auf geraden Kurs zurückdrehen würden, ist die Momentenkurve etwa wie im Beispiel der Abb. 7 stark nach dem Negativen gekrümmt. Sie haben einen großen, negativen Stetigkeitszuwachs, der durch die zweite Ableitung der Giermomentenkurve im Ursprung ausgedrückt werden kann (61), und setzen so den Rudergängern — bzw. die Steuerautomatik — in Stand, mit nur wenig Ruderlage einen geraden Kurs zu steuern. Die Größe von (61) gibt also eine Vorstellung davon, wie bald ein kursunstetiges Schiff nach Ausschlagen in eine gewisse Drehung auch ohne Rudermanöver einen stetigen Bewegungszustand erreicht. Allerdings ist dieser Bewegungszustand dann eine schwache Drehung.

Als Ruderwirksamkeit schlechthin bezeichnet man das größte bei Geradeausfahrt durch Ruderlegen erzielbare Mo-

ment (62). Dieser Wert ist in Abb. 7 nicht eingetragen; er beträgt bei dem gerechneten Beispiel etwa  $\pm 0,06 \cdot F_L \cdot L/V$ ;  $F_L \cdot L/V$  ist bei diesem Beispiel 6,67.

Die Drehfähigkeit des Schiffes wird gekennzeichnet durch die Drehung  $\alpha_{\max}$  (63), für die bei maximal wirksamer Ruderlage das Giermoment zu Null wird. Dies also ist der engste Drehkreis, den man meist als den Drehkreis des Schiffes schlechthin bezeichnet.

Die sehr wichtige Steuereigenschaft des Stützvermögens ist etwas schwieriger zu beschreiben. Eine Definition sollte eigentlich etwas aussagen über das Verhältnis der Momente durch Ruderlegen, die das Schiff zum Drehen bringen, zu den Momenten durch Stützruderlegen, die das Schiff dann wieder in den ursprünglichen Bewegungszustand zurückführen. Bei linearem und äquidistantem Verlauf der Kurven müßte dieses Verhältnis 1:3 betragen. Abweichungen ergeben sich durch den schon vom Schiffsrumpf allein aufgeprägten nicht linearen Charakter der Giermomentenkurven und die in der Drehung für Steuerbordruder und Backbordruder ungleichmäßigen Strömungsbedingungen. Darum sollte man wohl dieses Verhältnis bilden sowohl für den Schiffsrumpf allein (64) wie auch für das Schiff mit Ruder (65) bei maximal wirksamem Ruderausschlag. Es ist dabei wieder eine Analogie zur Stabilitätsarbeit beim Diagramm der statischen Querstabilität festzustellen, denn man muß natürlich die in (64) und (65) ins Verhältnis gesetzten Momente ebenfalls als Integralausdrücke über den Drehbereich von  $\alpha = 0$  bis  $\alpha = \alpha_{\max}$  ansetzen. Der „Bestwert“ für (64) ist 0,5 und für (65), wie bereits erwähnt, —3.

Mit dieser Darstellung soll eine gangbare Verbindung von der Theorie der Strömungskräfte zu den nautischen Bedingungen der Steuereigenschaften berührt werden; diese Verbindung bedarf natürlich noch weiterer Pflege, um qualitativ und quantitativ mehr als diesen bescheidenen Anfang bieten zu können.

## VI. Schrifttum.

Schrifttumsangaben zum Thema Steuereigenschaften sind selten. Zusammenstellungen solcher Angaben in mindestens der Vollständigkeit, wie man sie zuletzt in den bekannten Werken von van Lammeren und von Schoenherr gefunden hat, sind in neuerer Zeit nicht mehr veröffentlicht worden. Unter diesem Gesichtspunkt ist das hier angefügte Schrifttumsverzeichnis zusammengestellt worden; es betrifft die Steuereigenschaften freifahrender Schiffe ohne Steuerautomatik. Es geht also über den durch vorstehenden Bericht sachlich gebotenen Umfang weit hinaus; eine wirkliche Vollständigkeit dürfte jedoch auch hiermit trotz bestmöglicher Bemühungen kaum erzielt worden sein.

Arnstein, K., Klemperer, W.: Performance of airships, Manoeuvring. Durand: Aerodynamic Theory VI, S. 103, Berlin 1936.

Baader, W.: Die Seitenstabilität eines Luftschiffes bei Geradeausfahrt. Lufo 1938, S. 275.

Baker, G. S.: Steering of ships in shallow water and in canals. T. I. N. A. 1924, S. 319.

Baker, G. S.: Steering of ships (S. 64). Steering and stability of course in shoal water (S. 99). Ship Efficiency and economy, Liverpool 1942.

Balhan, J.: Research on scale effect in manoeuvring-tests carried out on ship models. Part I: Manoeuvring-tests on board the destroyer H.M.S. „Marnix“ in the Bjørnefjord Norway. N.S.P. Publ. 109 (1953).

Brard, R.: Manoeuvring of ships in deep water, in shallow water and in canals. Paper No. 6. Sept. 1951. Tankleiter-Konferenz, Washington.

Brard, R., Bleuzen, J.: Etat actuel des recherches sur la giration au bassin d'essais des carènes de Paris. A.T.M.A. 1947, S. 271.

Casal, P.: Les qualités évolutives des navires. Dissertation, Paris 1951.

Castagneto, Emilio: La stabilita di rotta delle navi. Revista Maritime 1948, S. 35.

Cole, A. P.: Destroyer turning circles. T.I.N.A. 1938, S. 32.

Contensou, P.: Mécanique du navire en route et en giration. A.T.M.A. 1938.

Davidson, K. S. M.: On the turning and steering of ships. S.N.A.M.E. 1944, S. 287.

Davidson, K. S. M.: The steering of ships in following seas. E.T.T. Stev. Inst. Redn.; Techn. Mem. No 94, 1950.

Davidson, K. S. M., Schiff, L. M.: Turning and course-keeping qualities. S.N.A.M.E. 1946, S. 152.

Dieudonné, J.: Note sur la stabilité du régime de route des navires. A.T.M.A. 1949, S. 463.

Dorn: Über das kinematische und das dynamische Problem der Steuerfahrt, Dissertation 1924.

Ehlerding, C.: Vierschraubenschiffe und ihre Manövrierfähigkeit. Der Deutsche Seemann, 1939, Nr. 6, S. 254.

Gawn, R. W. L.: Steering Experiments. T.I.N.A. 1943, S. 35.

Gawn, R. W. L.: Steering and Propulsion of HMS. „Nelson“ in a restricted channel. T.I.N.A. 1950, S. 82.

Gawn, R. W. L.: Experiments on a spheroid related to the theory of steering of ships. Second International Congress of Naval Architects, Ostende 1951.

Gimprich, N., Jacobs, W. R.: Application of „Kempf Manoeuvrability test“ to six naval vessels. E.T.T. Stev. Inst. Techn. Techn. Mem. No. 89, 1948.

Gover, S. C.: Turning and steering methods. D.W. Taylor-Model-Basin, Sept. 1950.

Graff, N.: Manövierversuche. Hydromech. Probleme des Schiffsantriebes II. 1940, S. 126.

Hebecker, O.: Kursstabilität. Seewart 1934, S. 249.

Hebecker, O.: Manövierversuche mit Modellen. W.R.H. 1934, S. 181.

Hebecker, O.: Manöviereigenschaften. Hansa 1935, S. 189.

Hebecker, O.: Voith-Schneider-Schiffsantrieb, Manövierversuche. Seewart 1938, Heft 1.

Helm, K., Möckel, W., Wöltinger, O.: Über die gegenseitige Beeinflussung von Schiffen und Kanälen. — Hansa 1953, S. 1535.

Hewins, L. F., Roop, W. P.: Model steering tests. S.N.A.M.E. 1931, S. 265.

Horn, F.: Beitrag zur Theorie des Drehmanövers und der Kursstabilität. Jb. d. STG 1951, S. 78.

Horn, F., Reckling, K.: Beitrag zur Theorie des Schlep-pens. Fo. Hefte Schiffstechnik 1953, Nr. 4, S. 128.

Hovgaard, W.: Turning circles. T.I.N.A. 1912, S. 23.

Johns, A. S.: Ship form and steering. The Engineer, Vol. 136, 1923, S. 551.

Kempf, G.: Wie das Steuern im freien und im begrenzten Fahrwasser durch verschiedene Ausbildung der Schiff-form beeinflusst wird. W.R.H. 1931, S. 270.

Kempf, G.: Systematische Auswertung technischer Erfahrungen in der See- und Binnenschiffahrt. W.R.H. 1935, S. 189.

Kempf, G.: Manöviernorm für Schiffe. Hansa 1944, S. 372.

Kempf, G., Hebecker, O.: Bordversuche zur Ermittlung der Manövierversuche von Schiffen. Hansa 1943, Nr. 12, Seewart 1943, Nr. 2, S. 25.

Koning, J.G.: Sturen. Weerstand en Voorstuwing van Schepen, Amsterdam 1942, S. 285.

Kraemer, O.: Richtlinien für Steuerversuche. W.R.H. 1934, S. 44.

Kucharski, W.: Zur Theorie des Steuervorganges bei Schiffen. W.R.H. 1932, S. 35.

Mandel, P.: Some hydrodynamic aspects of appendage design. S.N.A.M.E. 1953.

Möckel, W.: Standard-Manövierversuch. HSVA: Bericht Vc 1951 für die STG.

Möckel, W.: Die Steuerfähigkeit der Küstenmotorschiffe. Schiff und Hafen 1952, S. 381.

- Möckel, W.: Der Standard-Manövrierversuch. HSVA 19. Februar 1953.
- Nakajima, Yasuyohsi: A study on the manoeuvrability of vessels.
- Parker, M.: The steering of ships. Inst. Marine Engineers 1925, S. 80.
- Pengelly, H. S.: Some steering trial results of HMS. „Nelson“ and „Rodney“. T.I.N.A. 1932, S. 220.
- Pitre, A.: Comparative propulsion and turning performance — model and full scale. U.S. Exp. Mod. Bas. Rep. 397.
- Schoenherr, K. E.: Steering. Principles of naval architecture II, S. 197, New York 1949.
- Schoenherr, K.: Model experiments to determine the relative effect of propeller Struts and bossings on the steering of a twin-screw-ship. U.S. Exp. Mod. Bassin Rep. 331.
- Schubart, L.: Wie groß ist der Verlust eines Schiffes durch Versteuern, Gieren und Ruderlage? Seewart, 1941, Nr. 4.
- Ship's Machinery Subcommittee: Code on manoeuvring and special trials and tests. 1950. S.N.A.M.E. Juli 1950.
- Smith, R. H.: Curvilinear dynamics of airships based on bowed model tests. Proc. 5 Intern. Congr. Appl. Mechanics, Cambridge, Mass.
- Smith-Keary, E., Todd, F. H.: Full-scale steering experiments on three ships and comparison with model tests. Inst. Marine Engineers. Okt. 1934.
- Telfer, E.: Contribution to Mr. Balhans, N.S.P. Publ. No. 109, S. 65.
- Thieme, H.: Giermomente des stationär drehenden Schiffes. HSVA, 6. 5. 1950.
- Thieme, H.: Diskussionsbeitrag Jb. d. STG 1951, S. 103.
- Thieme, H.: Versuchsmethoden zur Untersuchung von Steuereigenschaften in einer Schleppversuchsanstalt. — HSVA, 13. 11. 1951.
- Thieme, H.: Ruder. Handbuch der Werften 1951, S. 89.
- Thieme, H.: Modellversuche im Rundlauf tank. HSVA, 18. 7. 1952.
- Thieme, H.: Schrägschleppversuche mit einem geraden und einem gekrümmten Barkassenmodell. HSVA-Bericht Nr. 998, 1953.
- Thieme, H.: Schleppversuche bei Queranströmung. 283. Mitteilung der HSVA. Schiff und Hafen 1954, Heft 6.
- Thieme, H.: Strömungskräfte an Körpern von kleinem Seitenverhältnis. Bericht des Instituts für Schiffbau der Universität Hamburg (in Vorbereitung).
- de Verdière, G., Audren, V.: Influence des formes de navires et de gouvernails sur la navigation en canal comparaison du modèle et du réel. A.T.M.A. 1951, S. 490.
- Watts, P.: The steering qualities of the „Yashima“. T.I.N.A. 1898.
- Weinblum, G.: Beitrag zur Theorie der Kursstabilität und der Steuerfahrt. Schiffbau 1937, S. 51.
- Weinblum, G.: On the directional stability of ships in calm water and in a regular seaway. Proc. First Nat. Congr. Appl. Mech. S. 43, 1951.
- Weinblum, G., Künzel, H.: Über Kursstabilität von Schiffen. Schiffbau 1938, S. 181.
- Williams, H. G.: Steering of ships. N. E. Coast Inst. Eng. Shiph. 1932/33, S. 97.
- Wolowenko, K.: Das Steuern und die Bestimmung der Steuerbarkeit von Lastzügen mit Stoßantrieb. Binnenschiffahrt (Moskau) 1952, Nr. 5, S. 5, Referat in: Schiffbautechnik 1953, Nr. 3.

## Schiffs - Hydrodynamik

Vom 19. bis 31. August 1954 tagte in Skandinavien die VII. Internationale Konferenz über Schiffs-Hydrodynamik, an der die Leiter der Modellschlepp tanks und Wissenschaftler von 18 Nationen, insgesamt 76 Delegierte teilnahmen.

In Oslo wurden zunächst sechs theoretische Vorträge über das Verhalten von Schiffen im Seegang, über Reibungs- und Wellenwiderstand, sowie über Propellertheorie gehalten.

Neben dem ausgezeichneten Vortrag über „die letzten Fortschritte theoretischer Studien über das Seeverhalten von Schiffen“ von Prof. Weinblum, ist besonders erwähnenswert der zusammenfassende Bericht von Takao Inui über „die japanische Entwicklung in der Berechnung des Wellenwiderstandes“, in welchem 83 teilweise hervorragende Arbeiten der Japaner aus den letzten 10 Jahren für stetige und unetstetige Bewegung behandelt werden.

In Kristineham wurden die Werkanlagen von Karlstad Mechan. Werkstad, wo die KAMEWA-Propeller hergestellt werden, und die Versuchsräume mit dem Kavitationstunnel besichtigt.

In Göteborg fand, nach einem eindrucksvollen Empfang im Rathaus am Sonntag, dem 22. August, im Saal des schönen Hauses der Göteborger Studentenvereinigung die eigentliche Arbeitstagung statt. Bei dieser wurden vom Montag, dem 23. August, bis Freitag, dem 27. August, von den fünf bestehenden Komitees für

1. Oberflächenreibung und Turbulenzerregung
2. Vergleichende Propellerversuche
3. Maßstabeffekt bei Propellern, Nachstrom und Sog
4. Seeverhalten von Schiffen
5. Darstellung von Widerstands- und Propulsionswerten

Berichte über den derzeitigen Stand der Materie erstattet und Empfehlungen für die Weiterarbeit gegeben.

Diese Berichte, von denen an jedem der 5 Tage je einer behandelt wurde, gaben Anlaß zu umfangreichen Erörterungen, welche teilweise vorher schriftlich eingereicht waren, teilweise aus den Verhandlungen sich spontan ergaben, so daß zu jedem Thema etwa 30 bis 35 Redner sprachen.

Aus diesen Erörterungen konnte jedes Komitee sogleich die auf der Konferenz geäußerten Meinungen und Wünsche formulieren und diese Zusammenfassung in der in Kopenhagen abgehaltenen Schlußsitzung der Konferenz vorlegen, als Grundlage für endgültige Entschlüsse zu den fünf besprochenen Themen. Diese dann einstimmig von der Konferenz gefaßten Entschlüsse sollen den Schlepptankleitern als Richtlinien für die Weiterarbeit bis zur nächsten Konferenz dienen. Die nächste Konferenz ist im Herbst 1957 in Madrid vorgesehen.

Das ständige Komitee der Konferenz, welche ihren Namen in „International Towing Tank Conference“ (ITTC) änderte, besteht aus den Herren

- M. L. Acevedo, Spanien
- Dr. J. F. Allan, Großbritannien
- Vice Adm. E. G. Barrillon, Frankreich
- Dr. K. S. M. Davidson, USA
- Prof. Dr. G. Kempf, Deutschland
- Dr. H. F. Nordström, Schweden

Die Berichte des Komitees, die Erörterungen dazu und die Entschlüsse dieser VII. Internationalen Konferenz über Schiffshydrodynamik werden endgültig in Buchform erscheinen, ebenso wie diejenigen der früheren sechs Konferenzen in Den Haag, London, Paris, Berlin, London und Washington.

Prof. Kempf.