

139 | 1957

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

K. Wieghardt

Messungen im Strömungsfeld an zwei Hinterschiffsmodellen

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Tafel 3

Symbole	
L_{pp} m	Länge zwischen den Loten
L_w m	Länge in der Wasserlinie
B m	Breite über alles
B_w m	Breite in d. Wasserlinie, gemessen auf MS
T_v m	Tiefgang am vorderen Lot
T_h m	Tiefgang am hinteren Lot
T_m m	Tiefgang auf $0,5 \cdot L_{pp}$
∇ m ³	Verdrängung auf Spanten
Δ t	Displacement
S m ²	Benetzte Oberfläche des Unterwasserkörpers mit Anhängen
A_M m ²	Hauptspantfläche
A_w m ²	Wasserlinienfläche
$EPS_T = EPS_R + EPS_F$	Schlepplleistung (1 PS = 75 mkg sec ⁻¹)
EPS_R	Leistung zur Überwindung des Formwiderstandes
EPS_F	Leistung zur Überwindung des Reibungswiderstandes
$\delta = \frac{\nabla}{L_w \cdot B_w \cdot T_m}$	Völligkeitsgrad der Verdrängung

$\beta = \frac{A_M}{B_w \cdot T_m}$	Völligkeitsgrad des Hauptspantquerschnittes
$\varphi = \frac{\delta}{\beta}$	Zylinderkoeffizient
$\frac{L_w}{\nabla^{1/3}} : (0,1 \cdot L_w)^3$	Schlankheitsgrade
$\Delta - \odot$ in % von L_{pp}	Lage des Verdrängungspunktes in Prozent der Länge zwischen den Loten positiv: Schwerpunkt vor MS negativ: Schwerpunkt hinter MS
$\frac{1}{2} \alpha$	Halber Wasserlinieneintrittswinkel
$F_n = \frac{v}{\sqrt{g L_w}}$	Froudesche Zahl ($g = 9,81 \text{ m sec}^{-2}$)
$\gamma = 1,025 \dots \text{tm}^{-3}$	Wichte
$\rho = \frac{\gamma}{g} = 104,485 \text{ kgsecm}^{-4}$	Dichte
$v \dots \dots \dots \text{msec}^{-1}$	Geschwindigkeit
$V \dots \dots \dots \text{kn}$	Geschwindigkeit

Das heißt, um zu einer optimalen Gesamtlösung zu kommen, die in vielen Fällen ein Kompromiß darstellt, müssen die vorstehend mitgeteilten Untersuchungen mindestens in folgendem Umfang — soweit sie im Aufgabengebiet einer Schiffbau-Versuchsanstalt liegen — weitergeführt werden:

- Weiterführung der Widerstandsuntersuchungen,
- Durchführung von Propulsionsversuchen,
- Durchführung von Seegangs-Modelluntersuchungen,

Durchführung von Modell-Schlingerversuchen, Ermittlung des Einflusses von Formänderungen auf die Stabilitätseigenschaften.

Diese umfangreiche Aufgabe erfordert Zeit und viel Arbeit. Sie soll aber, sobald alle versuchstechnischen Voraussetzungen gegeben sind, gelöst werden, wobei der Verfasser für Anregungen dankbar wäre.

Messungen im Strömungsfeld an zwei Hinterschiffsmodellen

K. Wieghardt, Institut für Schiffbau der Universität Hamburg

Zur Fortsetzung einer experimentellen Arbeit [1] wird das Strömungsfeld in der Umgebung von zwei nicht drehsymmetrischen, dreidimensionalen Schiffmodellen im Windkanal beschrieben. Die Modelle sind in den Bildern 1 und 2 skizziert. Man kann sie als Doppelmodelle von stark vereinfachten Hinterschiffsformen auffassen, und es sei deshalb gestattet, sie abkürzend als „rundes Schiff“ und „kantiges Schiff“ zu bezeichnen. Das erste Modell besteht aus einem nach vorn sehr langen Kreiszylinder (Durchmesser $d = 200 \text{ mm}$), der bis in die Windkanaldüse reicht, und einem 400 mm langen Hinterschiff, das in eine senkrechte Kante ausläuft; die Spante sind Ellipsen und die Wasserlinie eine Parabel. Das „kantige Schiff“ besteht aus einem langen, quadratischen Prisma, entsprechend einem parallelen Mittelschiff mit einem Verhältnis von Breite zu Tiefe gleich zwei, und einem 400 mm langen Hinterschiff mit einer vertikalen Kante als Heck. Hier sind die Spante rechteckig, doch ist die Wasserlinie dieselbe Parabel wie am runden Schiff. — Die Anblasgeschwindigkeit betrug $U_0 = 35 \text{ m/s}$, die Reynoldszahl also $U_0 d / \nu = \text{rd. } 0,5 \cdot 10^6$ ($\nu = \text{kinematische Zähigkeit der Luft} \approx 1/7 \text{ cm}^2$). Auf dem Zylinder bzw. Prisma war ein Stolperdraht in der Austrittsebene der Windkanaldüse angebracht.

Gemessen wurde in einem Quadranten des als doppelt-symmetrisch angenommenen Strömungsfelds mit einem Stau-rechen und einer kleinen Halbkugelsonde zur punktwisen Bestimmung von Staudruck, statischem Druck und der Geschwindigkeitsrichtung im Raum. Ebenso wie bei den in [1] beschriebenen Strömungen an rotationssymmetrischen Modellen stellte es sich leider auch hier bei der Auswertung heraus, daß der Druckwiderstand aus diesen Messungen nicht zuverlässig ermittelt werden konnte; auch war der Nachlauf nicht symmetrisch. Die Messungen können daher nicht in Widerstandszahlen zusammengefaßt werden, sondern führen nur zu einer phänomenologischen Beschreibung der Strömung. Dank unserer geringen Kenntnisse über derartige turbulente, räumliche Strömungen sind die Ergebnisse aber doch nicht uninteressant.

Im Übergangsbereich zwischen der Reibungsschicht und dem Nachlauf kann man die gewohnten Begriffsbildungen der Grenzschichttheorie nicht mehr anwenden. Deshalb wird statt der Geschwindigkeit oder des Staudrucks der direkt gemessene Gesamtdruck g zur Darstellung der Strömung herangezogen. Denn die Verringerung ($G - g$) des Gesamtdrucks G der ungestörten Parallelströmung durch die Zähigkeitseinflüsse in

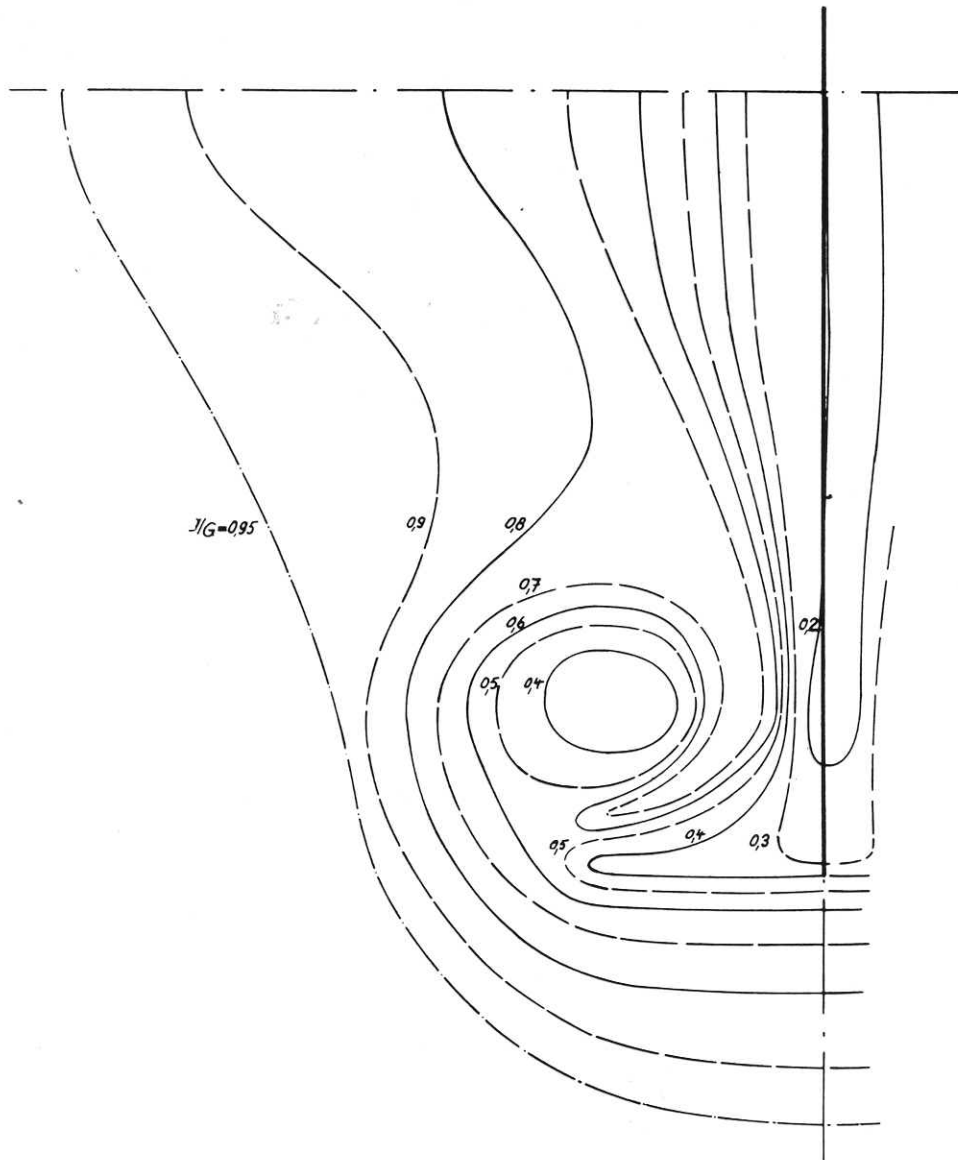


Bild 21
 S_{\square} : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 401 \text{ mm}$

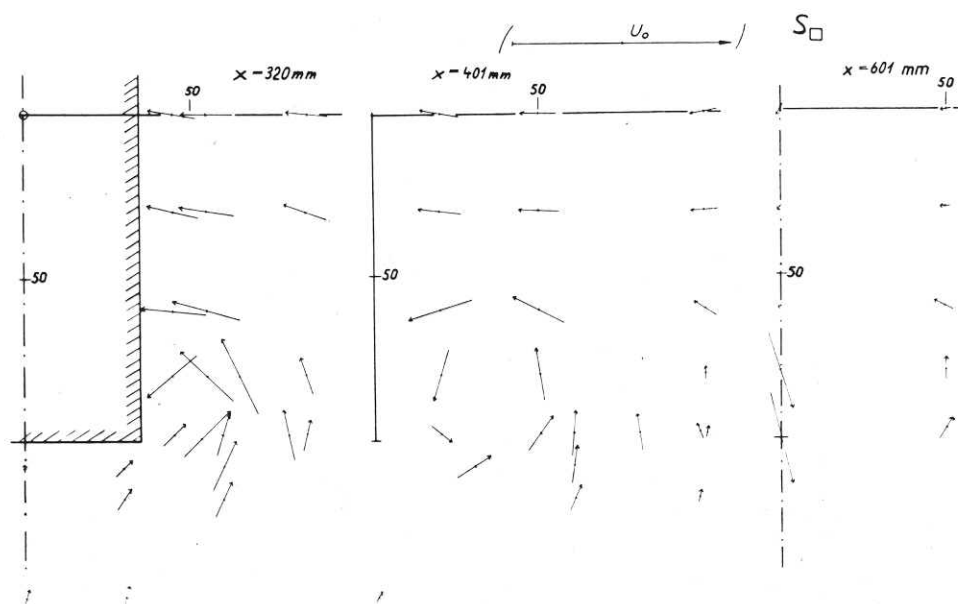


Bild 22 S_{\square} : Sekundärströmung in drei Spantebenen bei $x = 320$, 401 und 601 mm . (Die Länge des Pfeils für die Anströmgeschwindigkeit U_0 gibt den Maßstab für die Quergeschwindigkeiten.)

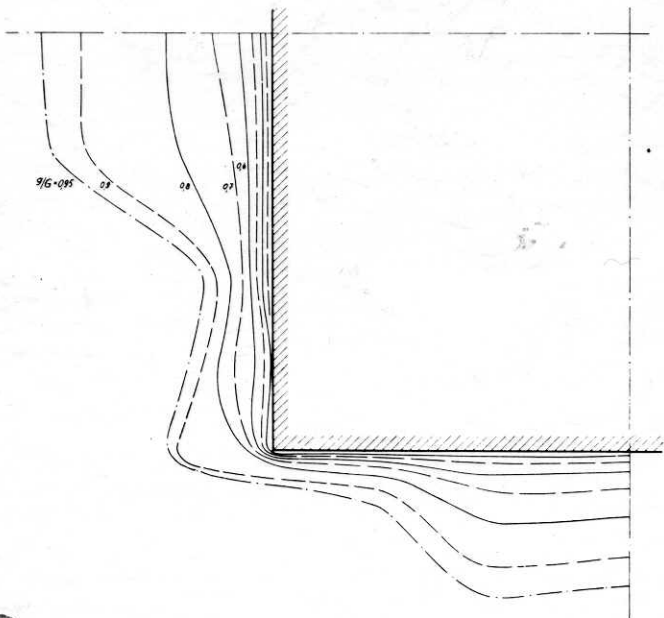


Bild 18

S_{\square} : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 160$ mm

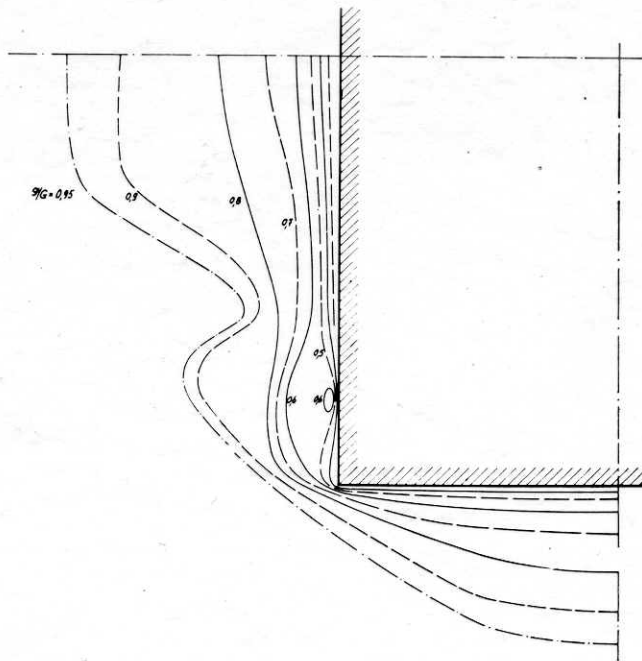


Bild 19

S_{\square} : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 240$ mm

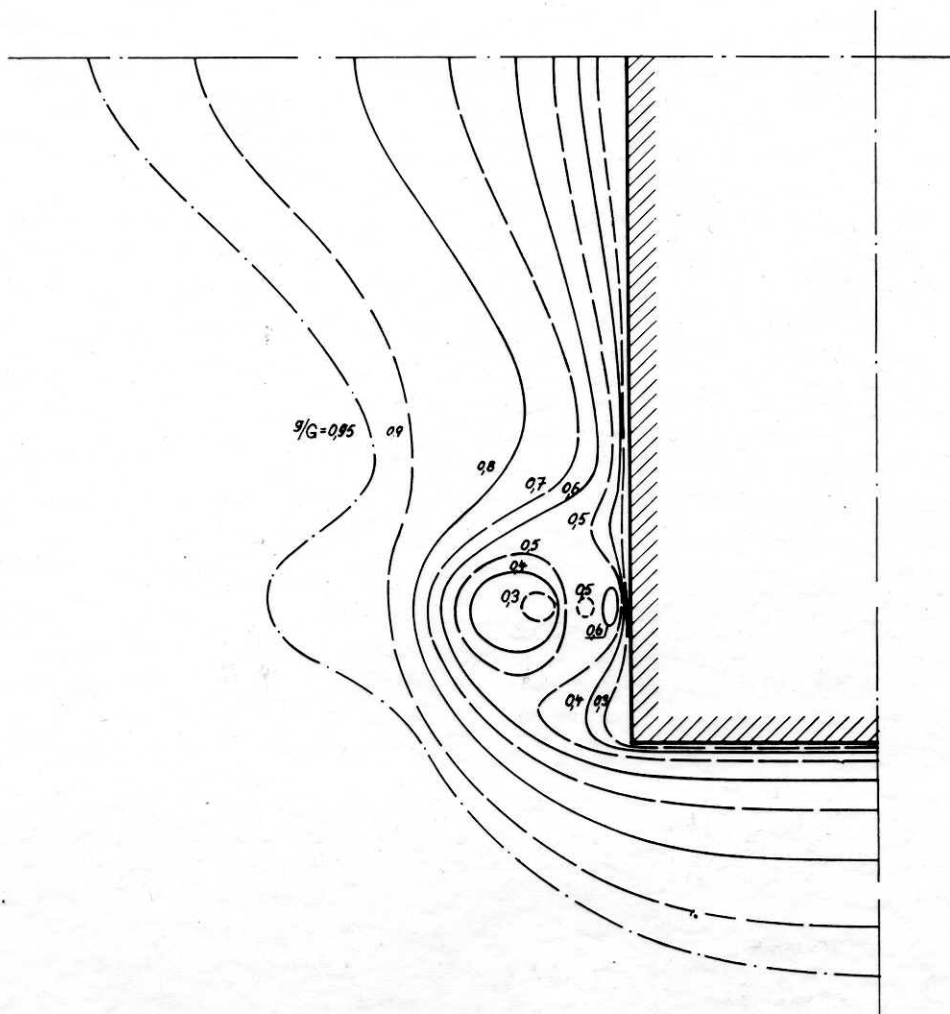


Bild 20

S_{\square} : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 320$ mm

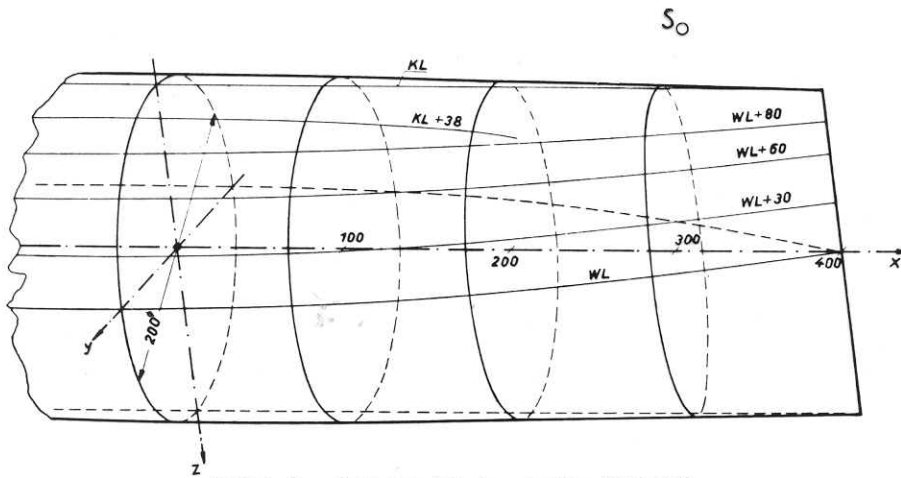


Bild 1 Das Doppelmodell des „runden Schiffs“ S_0

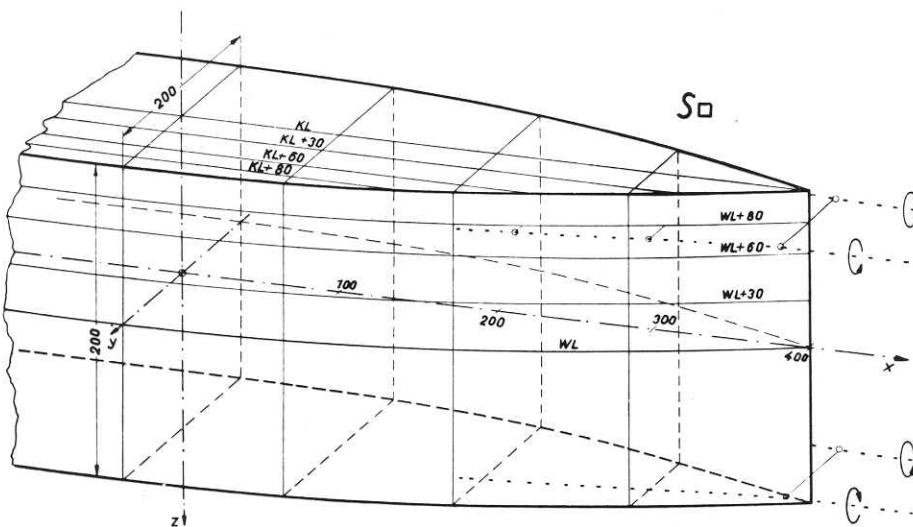


Bild 2 Das Doppelmodell des „kantigen Schiffs“ S_0

der Umgebung des Schiffs zeigt hier sehr anschaulich, wo Strömungsenergie mechanisch verlorengeht: nämlich überall dort, wo $G - g > 0$ gilt. Außerhalb dieses Gebiets herrscht Potentialströmung, in der der statische Druck und die Geschwindigkeit nach Richtung und Betrag noch vom Ort abhängen; doch vollzieht sich hier der Übergang in die noch weiter draußen vorhandene, ungestörte Parallelströmung mit konstanter Geschwindigkeit U_0 praktisch völlig verlustlos

$$(G = \frac{\rho}{2} U_0^2, \text{ mit } \rho = \text{Luftdichte}).$$

Aus den Messungen konnte auch die Sekundärströmung senkrecht zur Anströmungsrichtung oder Modellachse ermittelt werden. Dargestellt wurde sie durch Auftragen des Vektors der Quergeschwindigkeit $jv + kw$ in yz -Ebenen bei verschiedenen x -Abständen längs der Modellachse (i, j, k Einheitsvektoren und u, v, w Geschwindigkeitskomponenten in x, y, z -Richtung des Koordinatensystems nach Bild 1 oder 2). Die Wandschubspannung τ_0 wurde wieder aus den Geschwindigkeitsprofilen senkrecht zum Körper nach der Methode von Ludwig-Tillmann [2] bestimmt. Dazu braucht man nur Meßwerte in Wandnähe, wo die Geschwindigkeit noch logarithmisch mit dem Wandabstand ansteigt, und wo die Voraussetzungen der Methode auch in dieser dreidimensionalen Strömung noch hinreichend genau erfüllt sein dürften.

Das „runde Schiff“

Die Gesamtdruckverteilung in verschiedenen Spantebenen nach den Bildern 3 bis 8 zeigen den glatten Übergang der Strömung von der nahezu drehsymmetrischen Reibungsschicht am Ende des Mittelschiffs (bei $x = 0$) bis in den dreidimensionalen Nachlauf. Am Kiel laufen die Linien $g = \text{const.}$ mit wachsender Rücklage immer dichter zusammen, d. h. die Reibungsschicht wird wegen der Sekundärströmung nach oben dort dünner und damit der Quergradient der Geschwindigkeit immer größer, woraus man auf ein Anwachsen der turbulenten Schubspannungen in der Schicht schließen kann. Tatsächlich steigt auch die Wandschubspannung nach Bild 9 längs der Kiellinie nach hinten etwas an, jedoch durchaus nicht so stark, wie man nach dem Dünnerwerden der Reibungsschicht zunächst annehmen könnte. Längs der Wasserlinie und der Seitenwand des Schiffes (auf den Linien $WL + \dots$ in Bild 1) fällt die Wandreibung dagegen bis zum Heck stetig ab; eine Ablösung der Strömung vor dem Heck war nicht zu erkennen.

Daß die Wandschubspannung schon am Anfang des Hinterschiffs bei $x = 0$ je nach der Lage zwischen Wasser- und Kiellinie verschiedene Werte annimmt, dürfte nicht nur von Ungenauigkeiten des Modells oder der Messung herrühren, denn auch der statische Unterdruck ist dort nach Bild 10 an der Wasserlinie schon stärker als am Kiel; es ist dies bereits eine Wirkung der dahinterliegenden nicht-drehsymmetrischen Hinterschiffsumströmung.

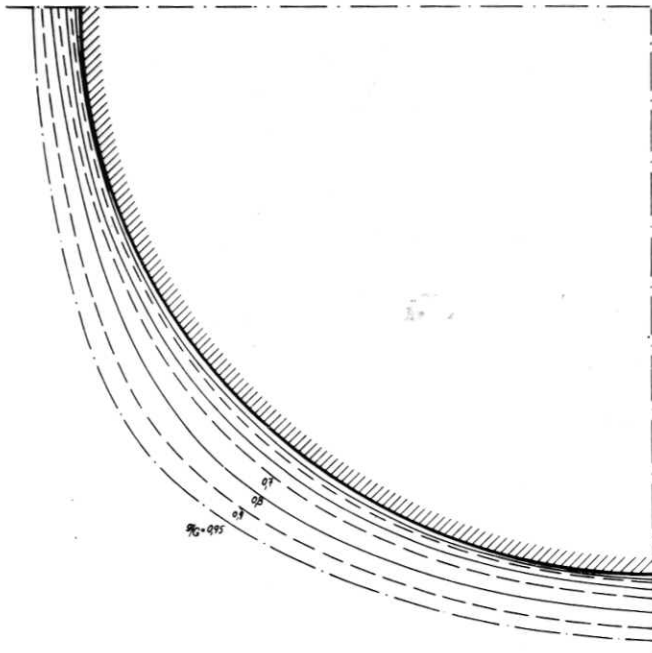


Bild 3 S_0 : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 0$

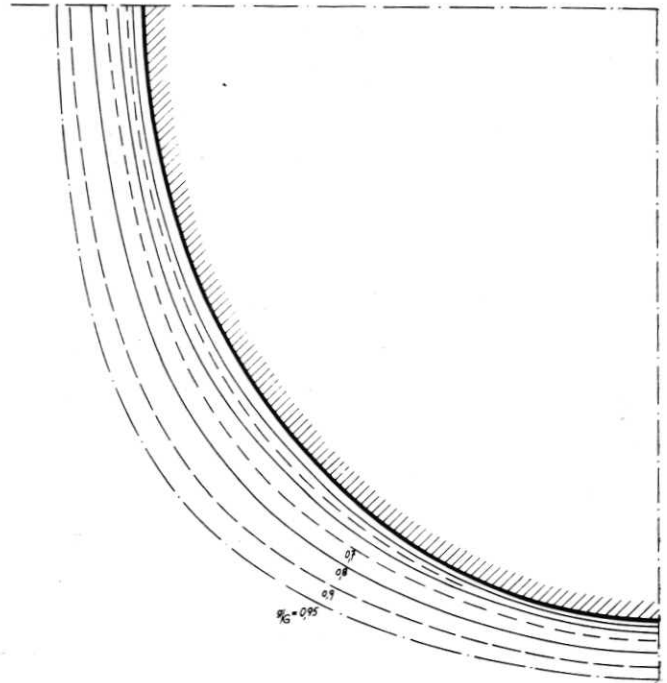


Bild 5
 S_0 : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 160 \text{ mm}$

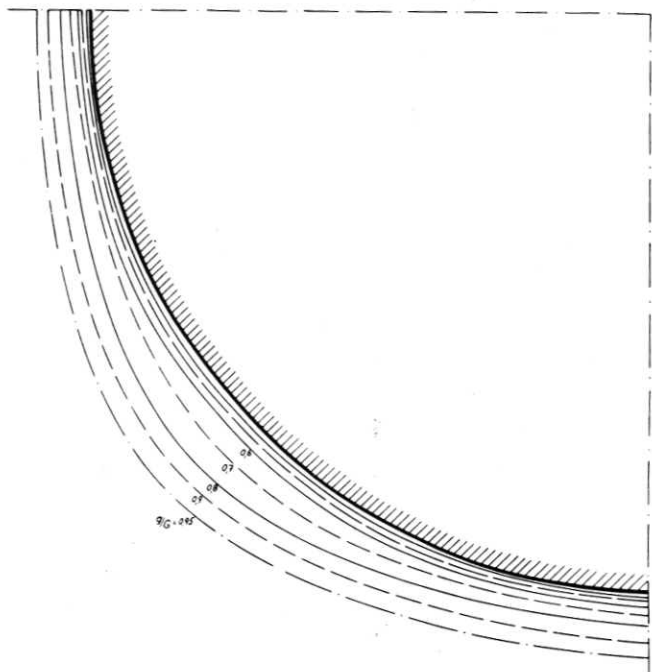


Bild 4
 S_0 : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 80 \text{ mm}$

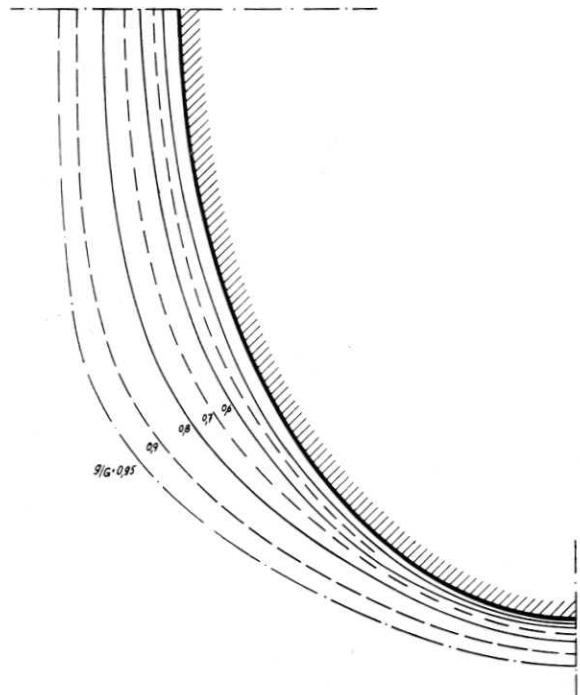


Bild 6
 S_0 : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 240 \text{ mm}$

Bild 11 zeigt die Sekundärströmung, d. h. die Strömung quer zur Hauptströmungsrichtung, die den Raum, der vorher vom Mittelschiff eingenommen war, wieder auffüllt. Danach strömt die Flüssigkeit am Hinterschiff nicht nur seitlich in horizontaler Querrichtung wieder zusammen, sondern kommt zum Teil auch von unten, von dem immer schärfer werdenden Kiel nach oben. Bei $x = 601 \text{ mm}$, also einen Modelldurchmesser oder eine Schiffsbreite hinter dem Heck, sind die Quergeschwindigkeiten schon völlig abgeklungen; die Strömung ist dort wieder parallel zur Anströmung, doch sind der Geschwindigkeitsbetrag, sowie der statische und der gesamte Druck noch durchaus von Ort zu Ort verschieden (sogenannte Nachlaufdehle).

Das räumliche Feld des statischen Drucks ist für zwei Schnittebenen (horizontale WL-Ebene durch die Wasserlinie, vertikale KL-Ebene durch die Kiellinie) in den Bildern 12 und 13, wiedergegeben, der Druck am Schiff längs der Wasser- und Kiellinie in Bild 10. Am Kiel ist der Druck bis weit nach hinten fast konstant, und zwar ist dort ein Unterdruck von

5 bis 7 % des ungestörten Staudrucks $\frac{\rho}{2} U_0^2$ ($\rho = \text{Luftdichte}$);

längs der Wasserlinie fällt er zunächst bis auf -20% ab und steigt dann bis zum Heck hin auf Überdruck von etwa 20% an. Daß der statische Druck p vom Körper weg nach

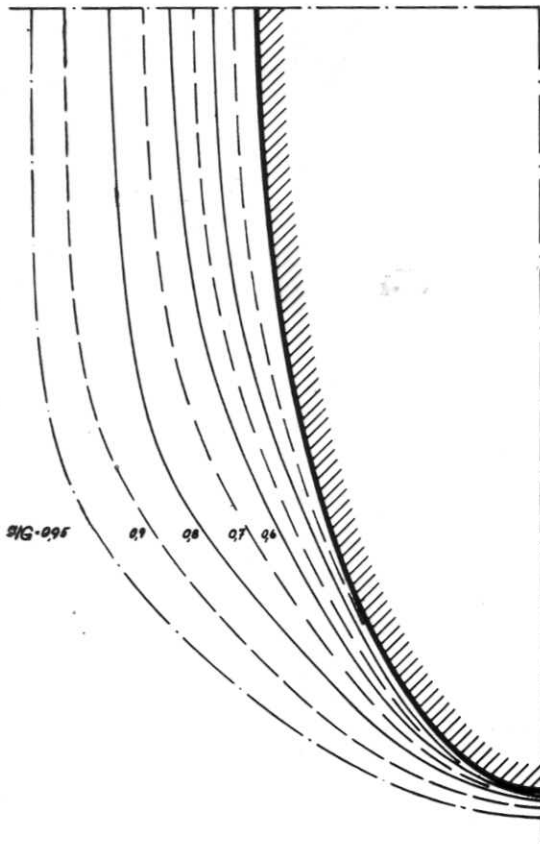


Bild 7
 S_0 : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 320$ mm

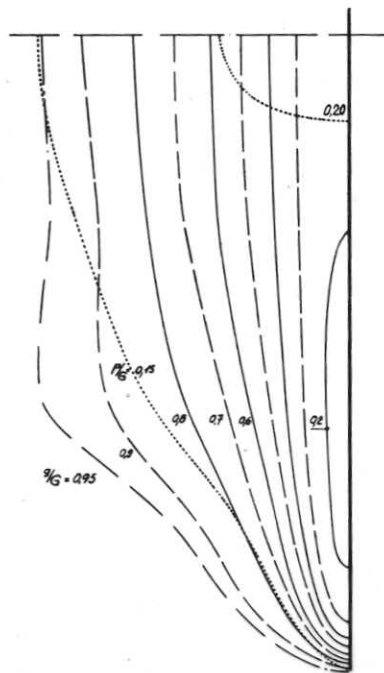


Bild 8
 S_0 : Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 401$ mm

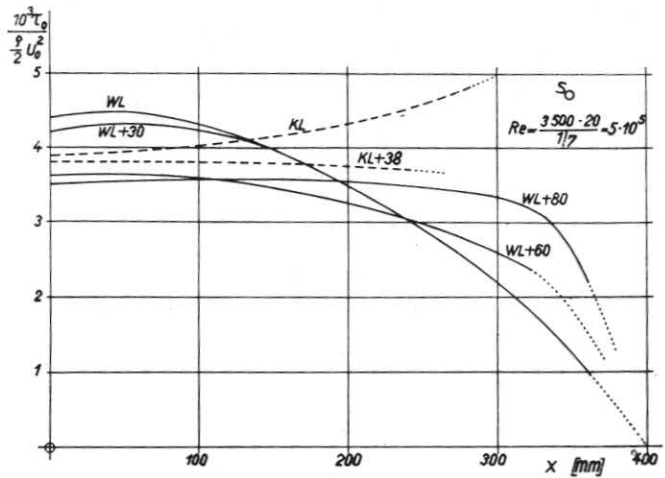


Bild 9 S_0 : Wandschubspannung bezogen auf den Staudruck der Anströmung längs der in Bild 1 skizzierten Schiffslinien

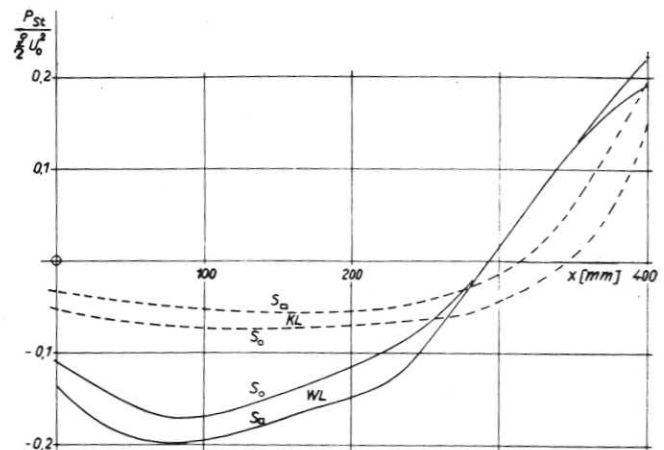


Bild 10 S_0 und S_K : statischer Druck längs Kiel- und Wasserlinie bezogen auf den Staudruck der Anströmung

außen auf den Druck null in der ungestörten Parallelströmung wesentlich langsamer abklingt als die Gesamtdruckdifferenz $G - g$, ist z. B. aus Bild 8 zu erkennen, wo beide Felder zusammen aufgetragen sind.

Im ganzen entspricht somit der Verlauf der Strömung an diesem extrem abgerundeten Modell mit „strakenden“ Linien durchaus den Erwartungen.

Das „kantige Schiff“

Im Gegensatz zu dem „stromlinienförmigen“ runden Schiff treten beim kantigen Schiff mit rechteckigen Spanten gewisse Komplikationen so deutlich auf, daß man vermuten kann, daß diese — wenn auch abgeschwächt — bei vielen wirklichen Schiffsförmungen auch noch merkbar sein dürften.

So zeigt die Gesamtdruckverteilung schon am Ende des Mittelschiffs bei $x = 0$ einen starken „Kanten-Effekt“ im Bild 14, wo der Anschaulichkeit halber das nur auf der linken Seite gemessene Feld auch nach rechts gespiegelt gezeichnet ist. Die Reibungsschicht am Spant ist danach dort nur auf der halben Schiffswand bzw. Bodenebene so dick wie an der Wasser- bzw. Kiellinie selbst und nimmt nach der Kimm zu rasch auf etwa ein Viertel dieser Dicke ab. Die zugehörigen Geschwindigkeitsprofile u/U_0 über dem Abstand vom Schiffsboden sind in Bild 15 aufgetragen ($U_0 =$ Anströmgeschwindigkeit). Berechnet man aus den Profilen u/U_{\max} , — wo U_{\max}

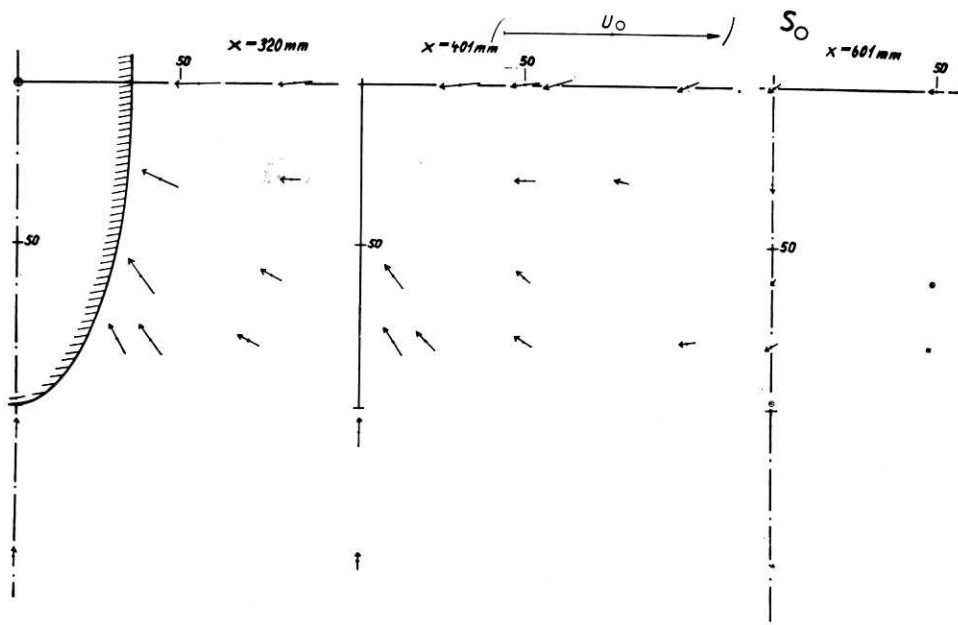


Bild 11 S_0 : Sekundärströmung in drei Spantebenen bei $x = 320$, 401 und 601 mm. (Die Länge des Pfeils für die Anströmgeschwindigkeit U_0 gibt den Maßstab für die Quergeschwindigkeiten.)

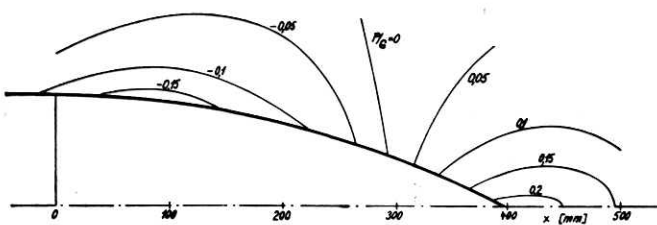


Bild 12 S_0 : statisches Druckfeld in der horizontalen Wasserlinienebene

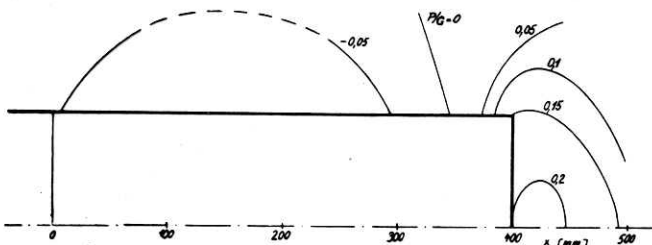


Bild 13 S_0 : statisches Druckfeld in der vertikalen Kielebene

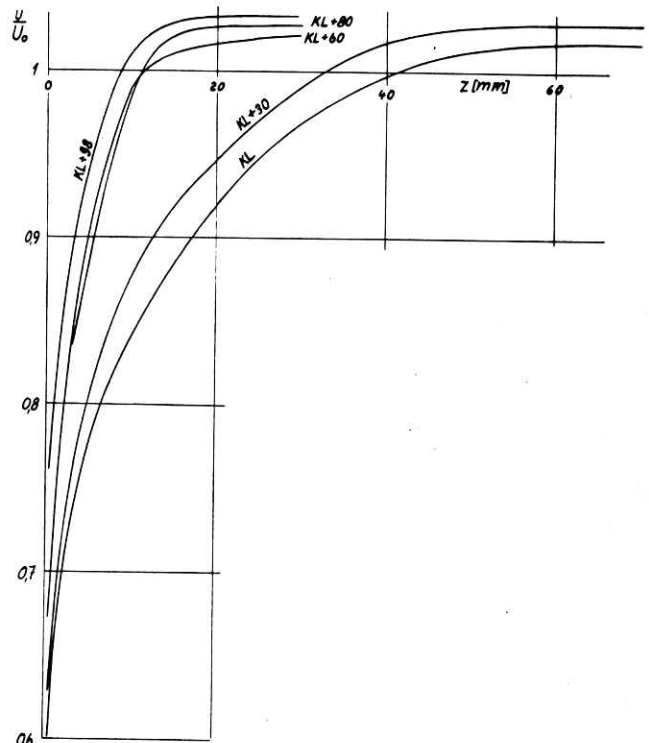


Bild 15 S_0 : Geschwindigkeitsprofile am Schiffsboden bei $x = 0$ zwischen Kiel und Kimm

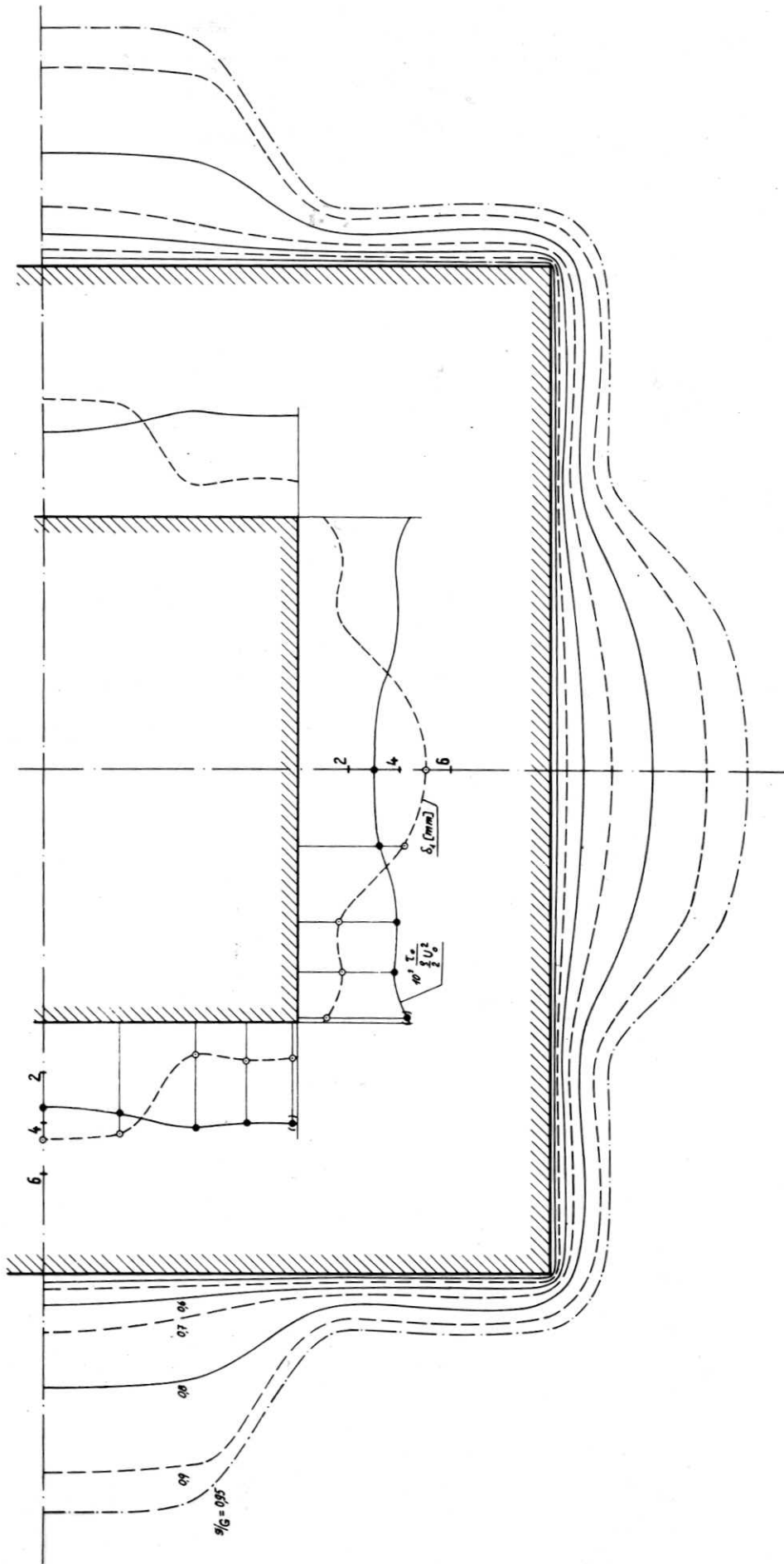


Bild 14 S□: Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 0$; oben: Verteilung der Verdrängungsdicke δ_1 und der Wand-
schubspannung τ_0 über dem Spant

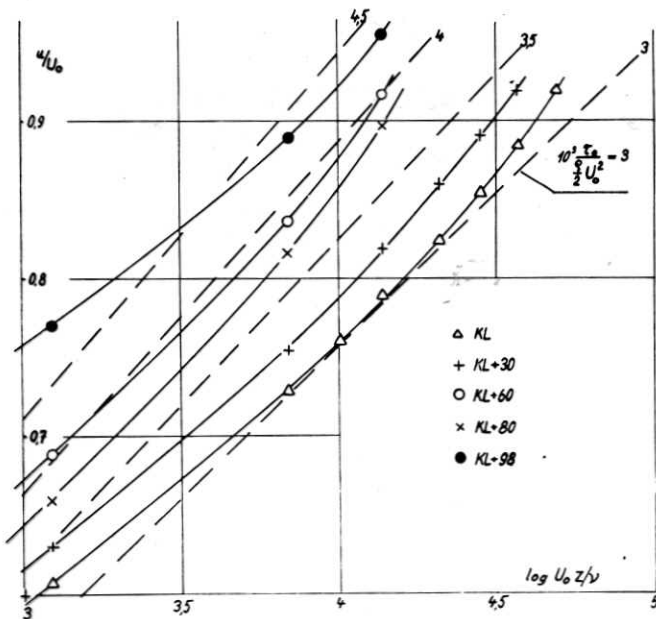


Bild 16 S_□: halblogarithmische Auftragung der Geschwindigkeitsprofile am Schiffsboden

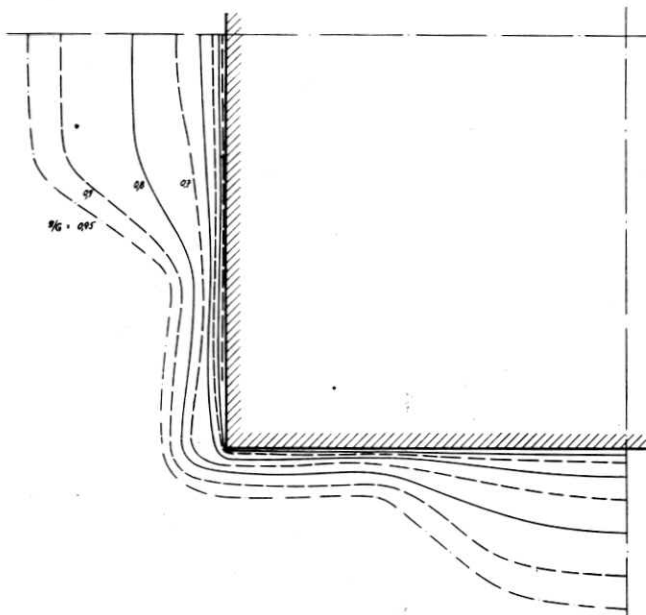


Bild 17

S_□: Linien gleichen Gesamtdrucks in der Spantebene $x = 80 \text{ mm}$

die zugehörige größte Geschwindigkeit am Rand der Reibungsschicht ist, — die Verdrängungsdicke δ_1 und die Impulsverlustdicke δ_2 , so erhält man die in der Tabelle angegebenen Werte.

Als Beispiel für die Ermittlung der Wandschubspannung sind in Bild 16 dieselben Profile noch halblogarithmisch aufgetragen: u/U_0 über $\log U_0 z/v$ für den wandnahen Teil ($z =$ Abstand vom Schiffsboden). Gestrichelt sind ferner die Profile gezeichnet, die sich nach Ludwig-Tillmann [2] bei verschiedenen Schubspannungsgeschwindigkeiten u_* bzw. $u_*/U_0 = \sqrt{\tau_0/\rho U_0^2}$ ergeben sollten, wenn ein logarithmisches Profil $u/u_* = 5 \log u_* z/v + 6,6$ angenommen wird, oder $u/U_0 = 5 u_*/U_0 (\log U_0 z/v + \log u_*/U_0 + 1,32)$. Aus dem Vergleich dieser gestrichelten Geraden mit den gemessenen

Profilen kann man $\tau_0/\frac{\rho}{2}U_0^2$ abschätzen und erhält dann die

in der Tafel mitangegebenen Werte. Obwohl die Verdrängungsdicke δ_1 über dem Spant zwischen 5 mm und 1,2 mm stark variiert, ändert sich der Wandschubspannungswert

$\tau_0/\frac{\rho}{2}U_0^2$ wesentlich weniger, nämlich nur zwischen 3 und

$4 \cdot 10^{-3}$. Eindrucksvoller als diese Zahlen ist jedoch die graphische Darstellung dieses Sachverhaltes in Bild 14.

Tafel

Kantiges Schiff S_□:

Reibungsschicht über dem Spant am Ende des Mittelschiffs (bei $x = 0$). Verdrängungsdicke δ_1 , Impulsverlustdicke δ_2 , Wandschubspannung τ_0 , Staudruck der Anströmung $\frac{\rho}{2}U_0^2$.

	δ_1 in mm	δ_2 in mm	$10^3 \tau_0/\frac{\rho}{2}U_0^2$
WL	4,64	3,99	3,4
WL + 30	4,43	3,84	3,6
WL + 60	1,28	1,03	4,2
WL + 80	1,53	1,27	4,0
WL + 98	1,42	1,14	(4,0)
KL + 98	1,14	0,95	(4,3)
KL + 80	1,75	1,30	3,8
KL + 60	1,62	1,26	3,9
KL + 30	4,21	3,45	3,2
KL	5,06	4,02	3,0

Beim runden Schiff ist am Ende des drehsymmetrischen Mittelschiffs die Reibungsschicht natürlich noch fast gleichmäßig dick am ganzen Spant; nur wegen des nicht-rotations-symmetrischen Hinterschiffs schwankt die Verdrängungsdicke dort zwischen 1,65 mm am Kiel und 1,2 mm an der Wasserlinie, und die zugehörigen Wandschubspannungswerte sind 3,8 und $4,2 \cdot 10^{-3}$. Die Reibungsschicht am Mittelschiff mit rechteckigen Spanten ist also gerade in Kimmnähe derjenigen am drehsymmetrischen Mittelschiff gleicher Länge sehr ähnlich. Die Bezeichnung „Kanten-Effekt“ trifft demnach nicht das Wesentliche, wenn man den Vergleich vom rotations-symmetrischen Körper aus zieht. Denn dann besteht die Anomalie der Reibungsschicht am Schiff mit rechteckigen Spanten in der Anhäufung von abgebremstem Grenzschichtmaterial in Nähe der Mitte des Schiffsbodens bzw. der Schiffswände, also in einem „Mitten-Effekt“. Aus Kontinuitätswänden, also in einem „Mitten-Effekt“.

Aus Kontinuitätsgründen kann man auch hier auf eine Sekundärströmung schließen, die an der Wand nach außen hin zu den Kanten hin gerichtet ist und in größeren Wandabständen aus der freien Strömung Flüssigkeit zur Wandmitte hin führt, analog der Sekundärströmung, die A. A. Townsend [3] bei der längsangeströmten dünnen Platte endlicher Breite vorgeschlagen hat. Dort kann man sich diese Querströmung zusammengefaßt denken durch insgesamt vier schwache Wirbel: je zwei auf jeder Plattenseite in der Nähe der Plattenkanten. Am quadratischen Prisma wird man dann aus Symmetriegründen acht Wirbel vermuten, nämlich je ein wirbel-ähnliches Gebilde in der Nähe jeder Kante.

Es liegt nahe, die turbulente Außenströmung längs eines solchen Quaders mit der Innenströmung in einem rechteckigen (in unserem Fall quadratischen) Rohr zu vergleichen. Im Rohr bewirken bekanntlich Sekundärströmungen auch eine weitgehende Vergleichmäßigung der Wandschubspannung über

der Rohrwand, wodurch ja die auf dem Begriff des hydraulischen Radius beruhenden praktischen Widerstandsformeln für solche Rohre gerechtfertigt sind. Diese Sekundärströmungen im nicht-kreisförmigen Rohr sind zwar festgestellt worden, können aber noch immer nicht physikalisch erklärt werden (vgl. [4]). Außerdem hinkt der Vergleich insofern etwas, als dabei im Rohr die Strömung überall turbulent ist, während bei der Umströmung des Quaders die gegenseitige Beeinflussung von turbulenter Reibungsschicht und drehungsfreier Potentialströmung auch wesentlich sein dürfte.

Die Weiterentwicklung der Gesamtdruckverteilung längs der sich verjüngenden Wasserlinien nach dem Heck zu zeigt in den Bildern 17 bis 21 eine weitere Besonderheit gegenüber dem glatten Strömungsverlauf beim runden Schiff: etwas oberhalb der Kimm entsteht neben der Hinterschiffswand ein ausgeprägtes Minimum von g . Der Anlaß dazu geht aus der Sekundärströmung in Bild 22 klar hervor: es bildet sich dort ein starker Wirbel in Längsrichtung aus.

Die Querströmung zur Ausfüllung des Raums, der vorher vom parallelen Mittelschiff eingenommen war, vollzieht sich am runden Schiff mit den extrem abgerundeten, elliptischen Spanten glatt; am kantigen Schiff jedoch reißt die vertikale Komponente der Querströmung (von Kiel nach oben) an der scharfen Kimmkante ab, und es bildet sich eine Trennungsschicht, die sich zu einem Wirbel zusammenrollt. Dieser Vorgang spielt sich innerhalb der turbulenten, allgemeinen Strömung in Längsrichtung ab; da dort der Impulsaustausch infolge der Turbulenz schon groß ist, ist der Wirbel einem solchen in sehr zäher Flüssigkeit mit einem Wirbelkern ähnlicher als einem Potentialwirbel. Am ganzen Doppelmodell mit den vier Kimmkanten entstehen so zwei Wirbelpaare bzw. an einem entsprechenden Schiff ein Wirbelpaar.

Ebenso wie die Wirbel hinter einem schräg angeströmten Tragflügel bleiben auch diese Längswirbel noch weit hinten im Nachlauf erhalten, bevor sie durch Zähigkeitswirkungen ausgelöscht werden. So indizieren sie nach Bild 22 eine Schiffsbreite hinter dem Heck (bei $x = 601$ mm) in der Nachlaufmitte eine Abwärtsgeschwindigkeit, die fast halb so groß ist wie die Anström- oder Fahrtgeschwindigkeit.

Derartige Längswirbel an dreidimensionalen Körpern ohne Anstellwinkel entstehen vermutlich, wenn auch schwächer, noch bei rechteckigen Spanten mit abgerundeter Kimm. Sie könnten daher von praktischer Bedeutung für Zweischauber sein. In der Mehrzahl der Fälle scheint man nämlich bei solchen Schiffen den besten Wirkungsgrad dann zu erzielen, wenn

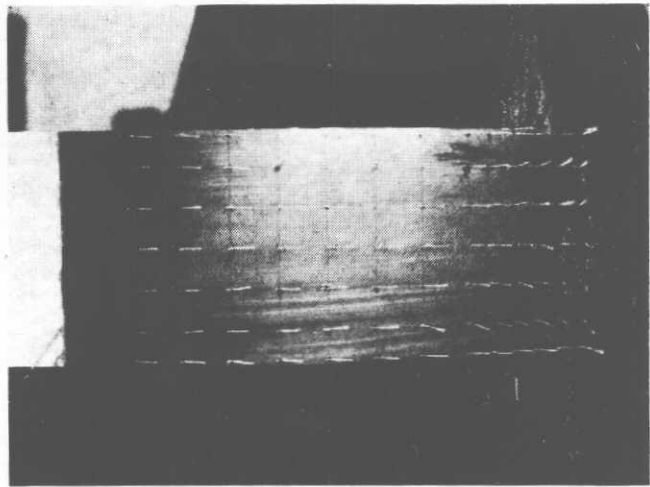


Bild 24 Strömungsrichtungen am kantigen Schiff

die Schrauben außen nach unten schlagen, also den entgegengesetzten Drehsinn haben wie diese Längswirbel. Das wäre insofern ganz plausibel, als dann der hinter den Propellern zurückbleibende Drall kleiner wäre als bei gleichem Drehsinn von Schrauben und Wirbeln. Natürlich spielen am wirklichen Schiff auch die Form der Wellenhosen und der jeweilige Wellenwiderstand eine große Rolle; der Drehsinn der Kimmwirbel muß aber, wenn überhaupt welche merkbar sind, immer derselbe sein wie in Bild 2, wo auch die Lage der Wirbelachsen durch die punktierten Linien angedeutet ist.

Auf den Photographien in Bild 23 und 24 sind diese Wirbel am kantigen Schiff natürlich nicht zu sehen, da die auf die Modelle aufgeklebten Fädchen nur die Strömungsrichtung direkt am Schiff anzeigen. Erst Versuche mit einem quer zur Anströmung gestellten Gitter aus dünnem Draht, in dessen Knotenpunkten kleine Wollfäden angebracht sind — also nach der in [5] beschriebenen Methode —, würden die Wirbel direkt sichtbar machen.

Das statische Druckfeld in der Umgebung des Hinterschiffs (Bild 25 und 26) sowie am Hinterschiff selbst (Bild 10), und die Verteilung der Wandschubspannungen am Hinterschiff nach Bild 27 ähneln denjenigen am runden Schiff. Im Kern der Längswirbel hat jedoch der statische Druck ein allerdings sehr schwaches Minimum nach Bild 28, wo die Isobaren in der vertikalen Heckebene aufgezeichnet sind.

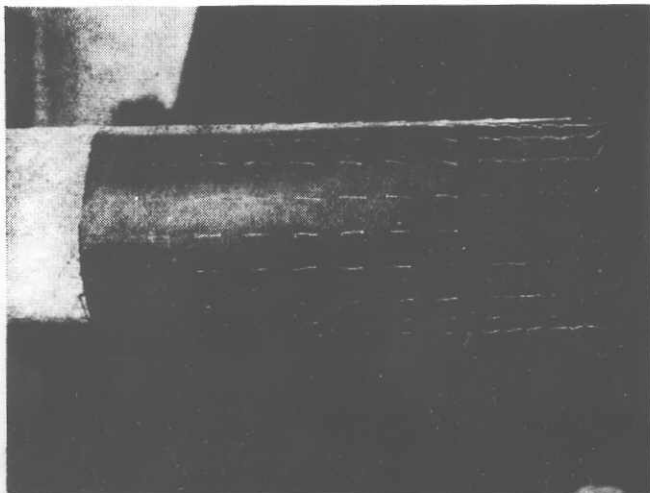


Bild 23 Strömungsrichtungen am runden Schiff

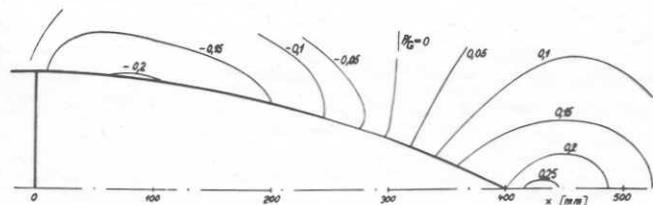


Bild 25

S_{\square} : statisches Druckfeld in der horizontalen Wasserlinienebene

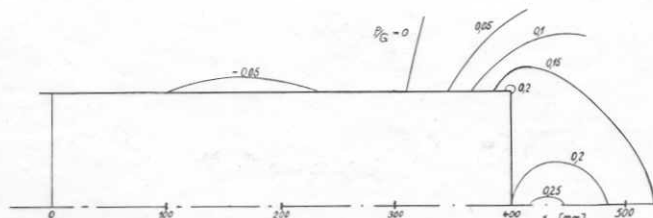


Bild 26 S_{\square} : statisches Druckfeld in der vertikalen Kielebene

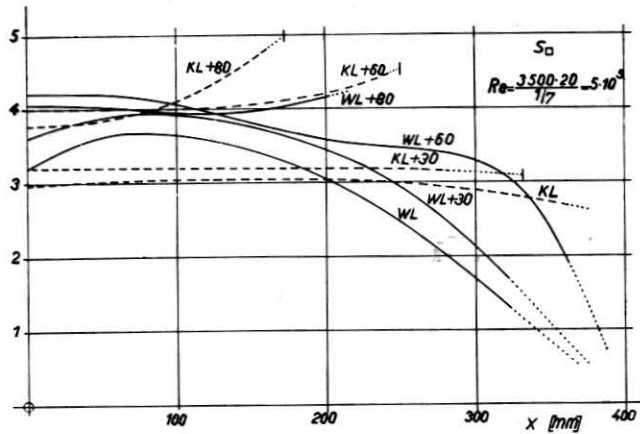


Bild 27 S_D : Wandschubspannung bezogen auf den Staudruck der Anströmung längs der in Bild 2 skizzierten Schiffslinien

Zusammenfassung

Messungen im Strömungsfeld um das Hinterschiff von zwei Doppelmodellen im Windkanal zeigen, daß bei extrem abgerundeter Form die Strömung so verläuft, wie qualitativ zu erwarten war. Beim Modell mit rechteckigen Spanten dagegen ist am parallelen Mittelschiff die Reibungsschicht nur in Kimmnähe etwa die gleiche wie am entsprechenden Drehkörper, in Nähe der Wasser- oder Kiellinie jedoch rund viermal so dick. Am sich verjüngenden Hinterschiff führt hier ferner die Querströmung um die scharfe Kimm zur Bildung von starken Längswirbeln.

Wie stark diese beiden Effekte auch an wirklichkeitsnäheren Schiffsförmern zu erwarten sind, können nur weitere Untersuchungen zeigen. T. E. Stanton [6] hat schon 1924 die Reibungsschicht um eine dünne Platte endlicher Breite ausgemessen; entsprechende Untersuchungen in der Reibungsschicht an Körpern endlicher Dicke zur Bestimmung des Kanten-Effekts scheinen aber nicht bekannt geworden zu sein. Im Hinblick auf die Strömung am Mittelschiff wären daher solche Messungen an langen Quadern mit verschiedenen Seitenverhältnissen und Kimmabrundungen wünschenswert. Wesentlich komplizierter wären dann Untersuchungen darüber, wie — anschließend an ein solches Mittelschiff — das Hinterschiff mit abgerundeter Kimm zu formen ist, um das Entstehen von widerstandserhöhenden Längswirbeln zu vermeiden.

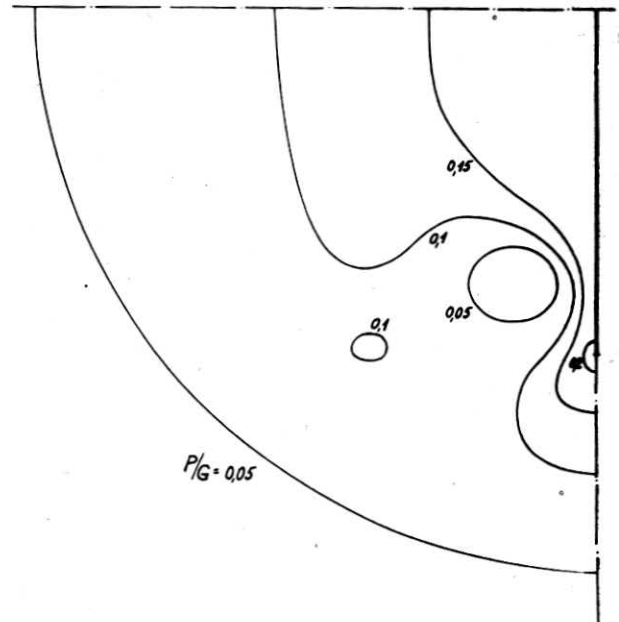


Bild 28 S_D : statisches Druckfeld in der Heckebene bei $x = 401$ mm

Ebenso wie die frühere Untersuchung konnte auch diese nur dank der Förderung durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft durchgeführt werden.

Schrifttum

- [1] K. Wieghardt: Einige Grenzschichtmessungen an Rotationskörpern. Schiffstechnik, Bd. 4 (1956), S. 102.
- [2] H. Ludwig und W. Tillmann: Untersuchungen über die Wandschubspannung in turbulenten Reibungsschichten. Ing.-Arch. XVII (1949), S. 228.
- [3] A. A. Townsend: Turbulent Friction on a Flat Plate. VII. Internat. Conf. on Ship Hydrodynamics, Oslo, 1954. Auch in European Shipbuilding III (1954), S. 86.
- [4] L. Prandtl: Führer durch die Strömungslehre. F. Vieweg, Braunschweig (1949), S. 140.
- [5] J. D. Bird and D. R. Riley: Some Experiments on Visualization of Flow Fields behind Low-Aspect-Ratio Wings by Means of a Tuft Grid. NACA Techn. Note 2674 (1952).
- [6] T. E. Stanton and D. Marshall: On the Effect of Length on the Skin Friction of Flat Surfaces. Trans. Inst. Nav. Arch., 1924, S. 214.