

336 | Juli 1978

## SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

M. Scheinpflug

### Nachstrommessungen an einem Schiffsmodell im Windkanal

**TUHH**

*Technische Universität Hamburg-Harburg*

## Nachstrommessungen an einem Schiffsmodell im Windkanal

M. Scheinpflug, 1. Auflage, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1978

© Technische Universität Hamburg-Harburg  
Schriftenreihe Schiffbau  
Schwarzenbergstraße 95c  
D-21073 Hamburg  
<http://www.tuhh.de/vss>

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 336

Nachstrommessungen an einem  
Schiffsmodell im Windkanal

von

M. Scheinpflug

Hamburg, Juli 1978

# Nachstrommessungen an einem Schiffsmodell im Windkanal

M. Scheinpflug

Sonderforschungsbereich 98, Institut für Schiffbau, Universität Hamburg, 2000 Hamburg 60, Deutschland

Received July 19, 1978

## Abstract

*Wake measurements on a ship model in the wind tunnel.* M. Scheinpflug (Sonderforschungsbereich 98, Institut für Schiffbau, Universität Hamburg, Hamburg, Germany). *Physica Scripta (Sweden)* 19, 453–457, 1979.

Three component measurements in the wake of a double ship model without propeller in a wind tunnel are presented. The Reynolds number is  $4.65 \times 10^6$ . In the plane of the propeller turbulence intensities of more than 80% are found. The signal of the one channel fringe type laser anemometer is processed by autocorrelation. The correlograms are evaluated by curve fitting assuming gaussian velocity distribution. It is shown how the results compare with a pressure tube investigation.

The statistical errors of the LDA data are studied evaluating a large number of simulated correlograms. It is found that the errors in velocity and turbulence are described by two two-dimensional functions.

## 1. Einleitung

Eine wesentliche Voraussetzung für die Behandlung aller mit der Wechselwirkung zwischen Schiff und Propeller zusammenhängenden Probleme ist die Kenntnis des Nachstromfeldes. Es wird für die Bestimmung der Antriebsleistung und der Drehzahl, sowie der vibrationserregenden Kräfte, des Wirkungsgrades und der Kavitationsvorhersage benötigt. Da die Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes hinter einem Schiff noch nicht möglich ist, ist man auf Modellversuche angewiesen, in denen bisher fast ausschließlich Drucksonden zur Geschwindigkeitsbestimmung verwendet wurden, obwohl der Zusammenhang zwischen Druck und Geschwindigkeit in einer komplexen turbulenten Strömung problematisch ist [1, 2]. In [3] wird das erste Mal eine Untersuchung des nominellen Nachstromfeldes eines geschleppten Modells mit Hilfe eines Laser-Doppler-Anemometers (LDA) erwähnt.

Die vorliegende Arbeit berichtet über Nachstrommessungen an einem Schiffsmodell ohne Propeller im Windkanal. Es wurden sowohl ein LDA-Gerät, als auch Drucksonden bei sonst gleichen Versuchsbedingungen verwendet. Es kann so die Zuverlässigkeit von Drucksondenmessungen geprüft werden. Die LDA-Signale wurden durch digitale Autocorrelation verarbeitet. Die statistischen Fehler von Geschwindigkeit und Turbulenz, die sich bei der Analyse der Correlogramme durch einen Best Fit ergeben, werden in Simulationsrechnungen untersucht.

## 2. Der experimentelle Aufbau

### 2.1. Das Modell

Das Objekt der Messung ist das Doppelmodell eines vollen Massengutfrachters mit einem Blockkoeffizienten von 0.85 und einer Länge von 2.74 m. Die Breite ist 0.43 m und die Tiefe 0.15 m. Der Propellerradius beträgt 36.8 mm. Der Maßstab ist 1:95. Das Modell ist mit Drähten in einem 1.20 m durchmessenden Meßkäfig befestigt, der den Luftstrahl stabilisiert und einen Druckausgleich zum Außenraum ermöglicht. Ein Doppelmodell ist spiegelbildlich zur Wasserlinie, wodurch der Einfluß des Überwasserschiffes auf die Strömung vermieden wird.

2.2. Optik und Mechanik des Laser-Doppler-Anemometers

In Abb. 1 ist die Optik des Gerätes skizziert. Es ist ein Real Fringe System, das in Rückwärtsstreuung arbeitet. Als Lichtquelle dient ein Argon-Ionen-Laser, der bei 488 nm mit einer Leistung von 300 mW betrieben wird. Der parallel zur Windkanalachse verlaufende Strahl wird nach dreifacher 90°-Umlenkung in den Meßkopf eingespiegelt. Dieser ist mit einem Verschiebegerät verbunden, das die freie Bewegung des Meßpunktes längs dreier zueinander senkrechter Achsen ermöglicht. Die Umlenkspiegel  $S_1, S_2, S_3$  sind so angebracht, daß sich dabei die Strahlen nicht gegenüber der optischen Achse verschieben und somit die Pinholejustierung erhalten bleibt. Die Ausrichtung kann durch Drehen des Strahlteilers und des Spiegels  $S_4$  um zueinander senkrechte Achsen beliebig eingestellt werden.

Bei einem Strahlabstand von 82 mm, einer Brennweite der Frontlinse von 1000 mm und einer vierfachen Strahlaufweitung ergibt sich ein Streifenabstand von  $S = 5.96 \mu\text{m}$ . Die gemessene Streifenzahl ist  $N = 25$ . Damit erhält man für den Durchmesser und die Länge des Meßvolumens zwischen den  $1/e^2$ -Punkten  $149 \mu\text{m}$  bzw. 3.63 mm.

Durch eine Rotationsplatte und eine  $\lambda/2$ -Platte wird die Polarisation senkrecht zur Strahlenebene eingestellt. Im Strahlteiler ist durch ein Prisma dafür gesorgt, daß die interferierenden Strahlen keinen Gangunterschied haben.

### 2.3. Die Signalverarbeitung

Das Streulichtsignal wird von einer Photomultiplier-FW 130 mit nachfolgender Verstärkung und Diskriminierung und

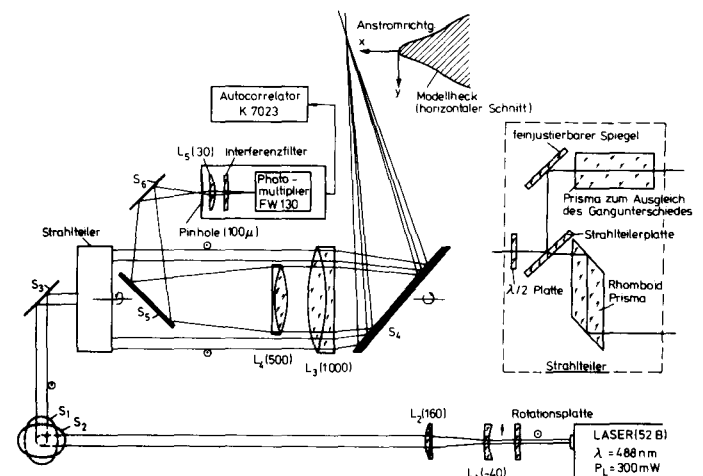


Abb. 1. Die Skizze des Laser-Doppler-Anemometers. Die Brennweiten der Linsen in Millimetern sind in Klammern angegeben.

einem 24-kanaligen Malvern-Correlator K 7023 durch single clipped Autocorrelation verarbeitet. Es wurde kein Seeding verwendet. Bei einer Zählrate von  $2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$  und Sample Zeiten von 50–200 ns war der Clipping Level Null. Die Correlogramme wurden auf der Platte eines HP-Rechners 21 MX gespeichert, wo sie während der Messungen im Background ausgewertet wurden.

### 3. Auswertung der Correlogramme

Die Autocorrelationsfunktion des Streulichtsignals lautet [6]:

$$G(\tau) = A \exp \left( -\frac{(V^2 + W^2)\tau^2}{r^2} \right) \times \left\{ 1 + \frac{m^2}{2} \exp \left[ -2 \left( \frac{\pi \eta V \tau}{s} \right)^2 \right] \cos \left( \frac{2\pi V \tau}{s} \right) \right\} + C \quad (1)$$

Die entsprechende in [4] angegebene Formel gilt für  $m$  gleich Eins. Dabei sind  $V$  und  $W$  die mittleren Geschwindigkeitskomponenten der Strömung senkrecht zum Streifensystem bzw. senkrecht zur Ebene der einfallenden Strahlen.  $\eta$  ist der Turbulenzgrad der Schwankungen in  $V$ -Richtung,  $s$  der Streifenabstand und  $r$  der Radius der Strahltaillen.

Die Modulation  $m$  ist eine komplizierte Funktion, die sich nach der Mie-Theorie aus der Beschaffenheit des streuenden Teilchens und der Geometrie von beleuchtender und empfangender Optik berechnet [5].

Mit  $C$  ist eine unkorrelierte Hintergrundstrahlung berücksichtigt.

Die Herleitung von (1) ist unter einer Reihe von Annahmen gemacht worden, die für die Messungen zuträfen: Stationäre Strömung mit Gaußscher Geschwindigkeitsverteilung, Gaußsche Intensitätsverteilung des Laserstrahls, große Streifenzahl und kleiner Schnittwinkel der sich kreuzenden Strahlen. Ferner muß gelten

$$\frac{V^2 \tau^2}{r^2}, \frac{W^2 \tau^2}{r^2} \ll 1 \quad (2)$$

Die Auswertung geschah durch einen fünfparametrischen Fit. Dabei wurde die  $W$ -Komponente in (1) nicht berücksichtigt, was zur Folge hat, daß  $\eta$  geringfügig zu groß gefunden wurde.

Die Werte von  $V, \eta, m, A, C$  wurden so berechnet, daß die Summe der Abweichungen der Kanalinhalt  $G_j$  von den nach (1) berechneten Werten  $G(\tau_j)$  ein Minimum ist.

$$\delta = \frac{1}{m^2 A} \sqrt{\frac{1}{24} \sum_j (G_j - G(\tau_j))^2} \quad (3)$$

wird als Fitfehler definiert.  $\delta$  ist die mittlere Abweichung der Kanalinhalt von der gefitteten Funktion, dividiert durch die ungedämpfte Amplitude  $m^2 A$  des Correlogramms.

Es werde nun eine große Zahl von Correlogrammen betrachtet, die unter identischen Bedingungen aufgenommen wurden. Für den Mittelwert und die Varianz der so erhaltenen Verteilung in Kanal Nr.  $j$  wird näherungsweise gelten

$$\bar{G}_j = G(\tau_j) \quad (4)$$

$$\sigma_j^2 = \bar{G}_j \quad (5)$$

Damit wird

$$\sqrt{\bar{\delta}^2} = \frac{1}{m^2 A} \sqrt{\frac{1}{24} \sum_j G(\tau_j)} \quad (6)$$

Nach (1) gilt annähernd

$$\frac{1}{24} \sum_j G(\tau_j) = A + C \quad (7)$$

Wenn wir  $\delta_e$ , den Erwartungswert von  $\delta$ , an die Stelle von  $\sqrt{\bar{\delta}^2}$  in (6) setzen, erhalten wir zusammen mit (7) die einfache Näherungsformel

$$\delta_e = \frac{\sqrt{A + C}}{m^2 A} \quad (8)$$

Übereinstimmung von  $\delta_e$  und  $\delta$ , die sich in einer großen Zahl von Auswertungen ergeben hat, ist ein Hinweis dafür, daß die in (1) gemachten Voraussetzungen zutreffen und die Fitprozedur ordnungsgemäß verlaufen ist. Insbesondere kann man auch erkennen, ob die Optik korrekt justiert ist.

Die Abb. 2a und 2b zeigen an zwei Beispielen das Ergebnis der Auswertung. Die Dauer der Auswertung auf dem 21 MX-Rechner lag zwischen mehreren Sekunden bei kleinen und bis zu einigen Minuten bei hohen Turbulenzgraden.

### 4. Fehlerbetrachtungen

Da es noch nicht gelungen ist, einen analytischen Ausdruck für den statistischen Fehler aufzustellen, der bei der Auswertung von Correlogrammen durch einen Best Fit gegeben ist, wurde das Problem in Computerexperimenten behandelt. Es wurde eine große Zahl von simulierten Correlogrammen erzeugt, deren Analyse die Standardabweichungen der Geschwindigkeit und der Turbulenz ergab. Die Kanalinhalt dieser Correlogramme sind Gaußsche Zufallsvariable. Ihr Erwartungswert ist durch (1) gegeben, die Standardabweichung durch die Wurzel daraus. Es stellte sich heraus, daß der Fitfehler (3) geteilt durch den relativen Fehler einer Einzelmessung von Geschwindigkeit bzw. Turbulenz nur von der Zahl  $N_p$  der Perioden im Correlogramm und dem Turbulenzgrad abhängt, nicht aber von der Modulation oder den Werten von  $A$  und  $C$ :

$$\frac{\bar{\delta}}{\Delta V/V} = F_V(N_p, \eta) \quad (9)$$

$$\frac{\bar{\delta}}{\Delta \eta/\eta} = F_\eta(N_p, \eta) \quad (10)$$

Hier bedeutet  $\bar{\delta}$  das Mittel über eine große Zahl von Correlogrammen. Durch Ersetzen von  $\bar{\delta}$  durch  $\delta_e$  erhält man Formeln für die beiden Fehler, in denen  $F_V$  und  $F_\eta$  als normalisierte Genauigkeitsfaktoren zu verstehen sind:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{F_V(N_p, \eta)} \frac{\sqrt{A + C}}{m^2 A} \quad (11)$$

$$\frac{\Delta \eta}{\eta} = \frac{1}{F_\eta(N_p, \eta)} \frac{\sqrt{A + C}}{m^2 A} \quad (12)$$

Die Fehler sind umgekehrt proportional zum Quadrat der Modulation. (Die Fehlerangaben in Abb. 2a und 2b sind nach (11) und (12) berechnet.) Die Abhängigkeit von  $F_V$  und  $F_\eta$  vom Turbulenzgrad bei verschiedenen Periodenzahlen ist in Abb. 3 und Abb. 4 gegeben. Zur Bestimmung der beiden Funktionen wurden etwa 6300 Correlogramme ausgewertet.  $F_V$  wird erwartungsgemäß kleiner mit zunehmendem  $\eta$ , weil die Zahl der Kanäle, die zur Bestimmung der Periode beitragen, kleiner wird. Die Turbulenzgenauigkeit  $F_\eta$  hat ein Maximum bei dem Wert von  $\eta$ , wo die Amplitude am Ende des Cor-

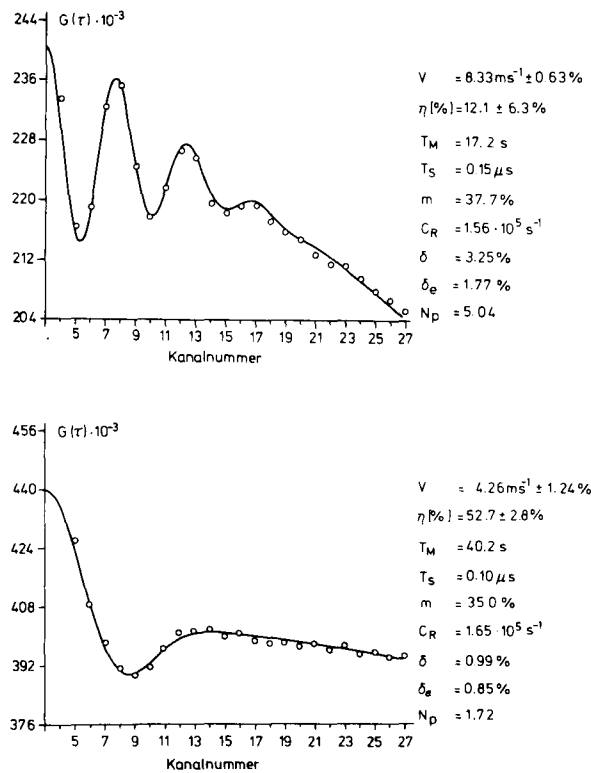


Abb. 2a. Beispiel für die Auswertung eines Correlogramms bei mäßiger Turbulenz.

Abb. 2b. Beispiel für die Auswertung eines Correlogramms bei hoher Turbulenz.

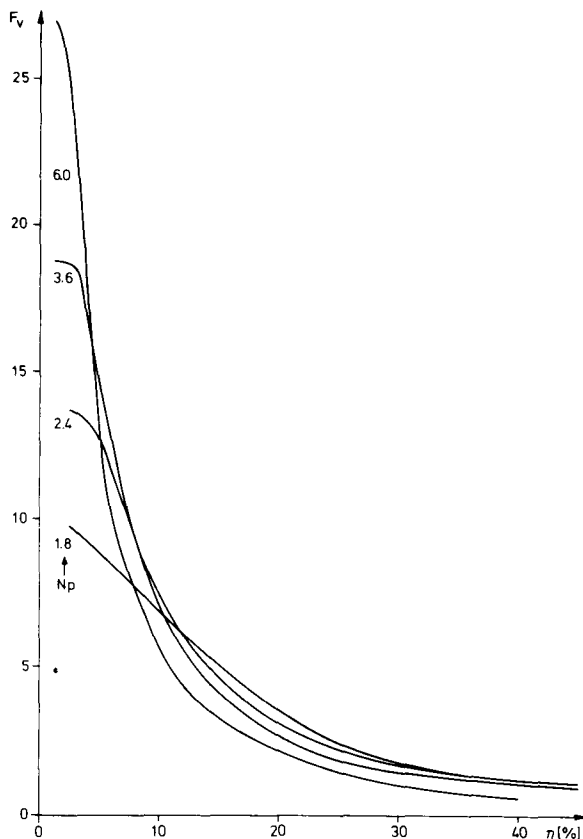


Abb. 3. Der Genauigkeitsfaktor für die Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Turbulenzgrad bei verschiedenen Periodenzahlen.

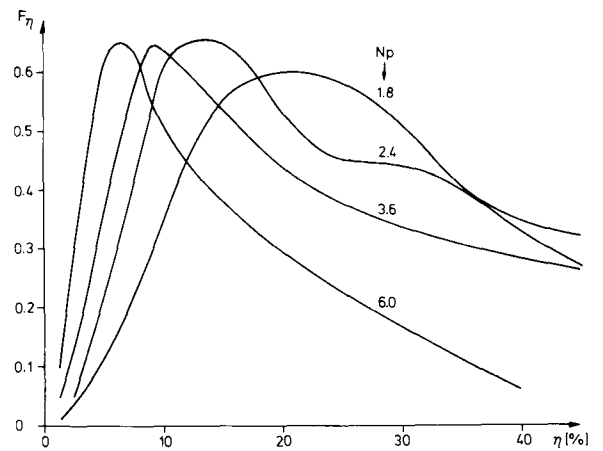


Abb. 4. Der Genauigkeitsfaktor für die Turbulenz in Abhängigkeit vom Turbulenzgrad bei verschiedenen Periodenzahlen.

relogramms auf einige Prozent abgeklungen ist. Die Lage des Maximums wird näherungsweise durch

$$\eta_m = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{1}{N_p^2} \ln 20 - \frac{4}{N_p^2}} \quad (13)$$

gegeben. Die Höhe der Maxima für verschiedene  $N_p$  ist etwa gleich. Bei kleinem  $\eta$  geht  $F_\eta$  gegen Null, weil eine geringe Streuung der Kanäle die Bestimmung der in dem Gebiet kleinen Dämpfung empfindlich beeinflusst. Wenn  $\eta$  groß ist, macht sich eine Änderung der Turbulenz in den letzten Kanälen nicht bemerkbar, da die Amplitude dort schon fast Null war. Daher wird  $F_\eta$  wieder kleiner.

Bei einem gegebenen Experiment hat man die Periodenzahl  $N_p$  durch entsprechende Wahl der Sample Zeit weitgehend in der Hand. Einschränkungen sind durch die minimale Sample Zeit gegeben und die Forderung, daß mindestens etwa drei Kanäle auf eine Periode fallen müssen. Man kann daher im allgemeinen  $N_p$  so einstellen, daß  $F_v$  bzw.  $F_\eta$  so groß wie möglich werden. Dann erhält man nach (11) und (12) optimale Genauigkeit. Die Bestimmung von  $\eta$  ist am günstigsten, wenn man dafür sorgt, daß die Amplitude des Correlogramms gerade am Ende abgeklungen ist. Dann befindet man sich an einem Maximum von  $F_\eta$ . Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung wächst bei Turbulenzgraden unter 5% mit zunehmenden  $N_p$  stark an. Bei Turbulenzgraden über 12% ist dagegen ein kleines  $N_p$  günstiger.

Die ganze Betrachtung wird nur gültig sein, wenn die Kanalinhalt groß sind. Besonders bei größerem  $\eta$  sollte die Meßzeit so groß gewählt werden, bis das Correlogramm seine Form nicht mehr wesentlich ändert. Dagegen scheint die Genauigkeitsangabe der Geschwindigkeit bei nahezu laminarer Strömung auch bei kleineren Kanalinhalt sinnvoll zu bleiben.

Quantitativ gelten  $F_v$  und  $F_\eta$  für 24 Kanäle, für größere Kanalzahl werden sie qualitativ richtig sein. Vermutlich liegt der Unterschied nur in einem Faktor.

Ähnliche Untersuchungen sind von E. R. Pike [6] für den Fall  $\eta = 0$  gemacht worden. Die Geschwindigkeit wurde hier durch Fourier-Transformation gewonnen.

## 5. Die Messungen

### 5.1. LDA-Messungen

Der Teil der Messungen, der im folgenden gezeigt wird, wurde in der Propellerebene im Bereich des Propellerradius auf der

Steuerbordseite durchgeführt. Die Reynoldszahl, gebildet mit der Modelllänge bei einer Anströmgeschwindigkeit von  $25.46 \text{ m s}^{-1}$ , war  $4.65 \times 10^6$ .

An 231 Punkten, deren senkrechte und horizontale Abstände 5 oder 10 mm waren, wurden nacheinander für drei verschiedene Meßrichtungen Geschwindigkeit und Turbulenz bestimmt.

### 5.2. Drucksonden-Messungen

Zur Bestimmung des Gesamtdruckes und der Strömungsrichtung wurde eine 5-Loch-Sonde (Durchmesser 2.5 mm) verwendet. Die Messung des statischen Druckes geschah mit einem Prandtlrohr (Durchmesser 0.8 mm). An 130 mit der LDA-Untersuchung übereinstimmenden Punkten wurden die Drücke mit Hilfe von Druckdosen aufgenommen. Beide Sonden waren parallel zur Windkanalachse ausgerichtet. Bei der Geschwindigkeitsbestimmung nach der Bernoulli-Formel wurden die Drücke hinsichtlich der Schräganströmung korrigiert.

## 6. Ergebnisse

Abb. 5 zeigt die Isotachen der auf die Anströmgeschwindigkeit bezogenen mittleren axialen Komponente der LDA-Messungen. Der Koordinatenursprung liegt auf der Propellerachse, die z-Richtung in der Mittschiffsebene. Eingezeichnet ist der Propellerkreis.

Abb. 6 gibt die Linien konstanten Turbulenzgrades (axiale Schwankungen) in Prozent. Der Vergleich mit Abb. 5 zeigt, daß die Turbulenz ähnlich wie die Geschwindigkeit verteilt ist. Es ist verständlich, daß die Luftteilchen um so größeren Schwankungen unterliegen, je stärker sie in der turbulenten Grenzschicht abgebremst worden sind. In einem zungenförmigen Bereich wächst der Turbulenzgrad rasch an und nimmt in einem größeren Gebiet Werte von über 60% an. Die Wahrscheinlichkeit, dort Rückströmung zu finden, liegt zwischen 5% und 10%.

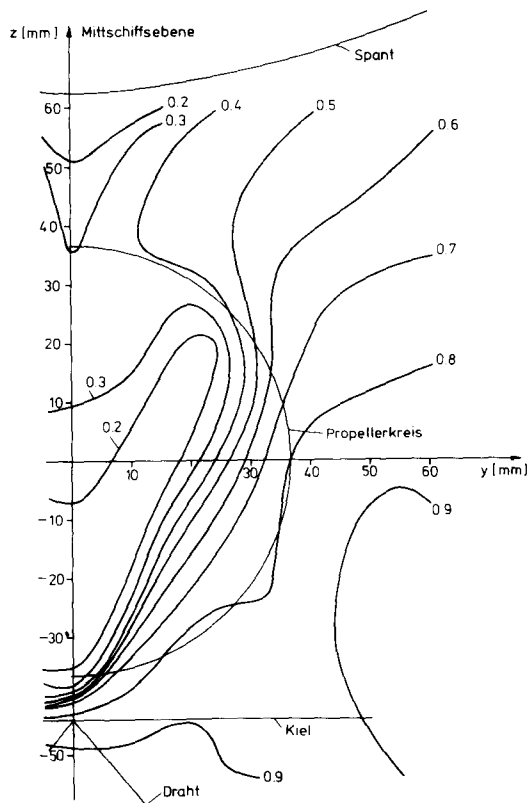


Abb. 5. Die Isotachen der auf die Anströmgeschwindigkeit bezogenen mittleren axialen Komponente der LDA-Messungen.

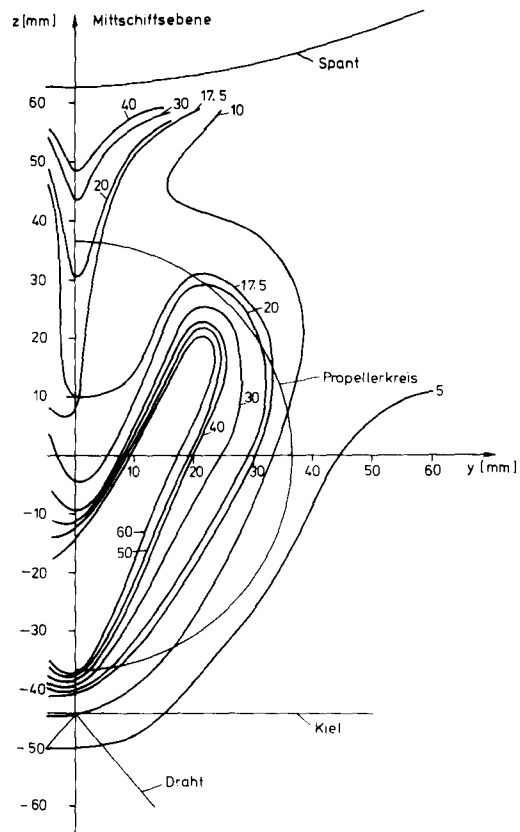


Abb. 6. Die Linien konstanten Turbulenzgrades in Prozent (LDA-Messungen).

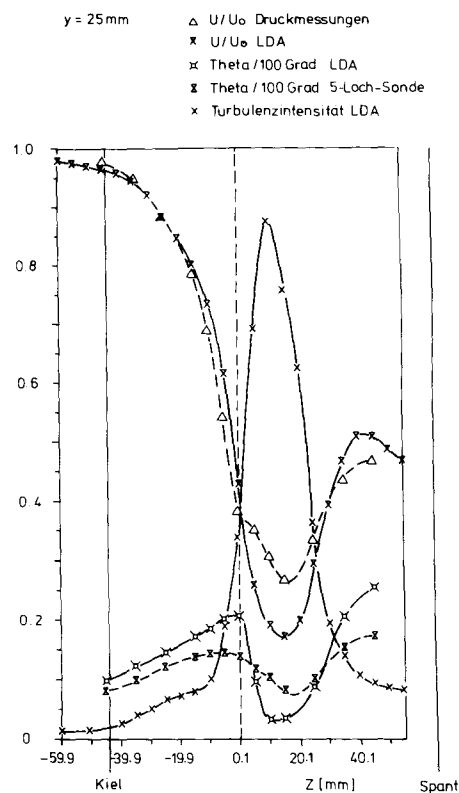


Abb. 7. Die Verteilungen der Geschwindigkeiten, der Winkel der Schräganströmung und des Turbulenzgrades auf einem senkrechten Profil im Abstand von 25 mm von der Mittschiffsebene.

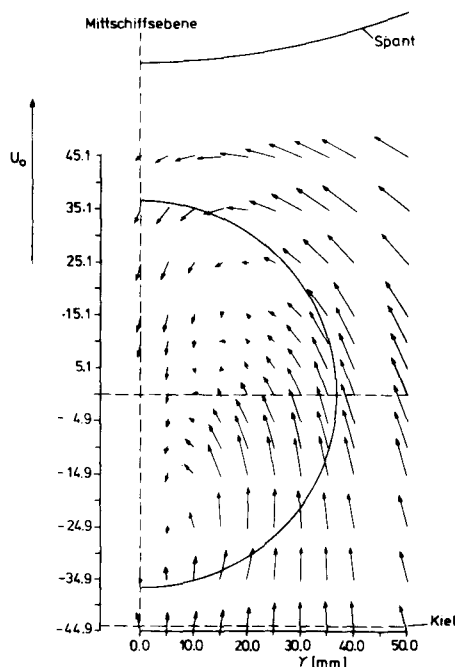


Abb. 8. Die Querkomponenten nach den Drucksondenmessungen.  $U_0$  ist die Anströmgeschwindigkeit.

Die im folgenden dargestellten LDA-Messungen sind Wiederholungsmessungen der in den Abb. 5 und 6 gezeigten.

Abb. 7 gibt die Verteilungen der axialen Geschwindigkeitskomponent und des Winkels, den der Geschwindigkeitsvektor mit der Achse bildet, sowohl der LDA-Messungen als auch der Drucksondenmessungen. Außerdem ist der Verlauf der Turbulenzintensität gegeben. Die Drucksondengeschwindigkeiten sind mit den LDA-Winkeln korrigiert. Die Meßwerte liegen auf einem senkrechten Profil, dessen Abstand von der Mittschiffsebene  $y = 25$  mm beträgt.  $z = 0$  ist die Höhe der Propellerachse. Die Übereinstimmung der Geschwindigkeiten ist befriedigend, solange die Turbulenz kleiner als 35% ist. Im Kerngebiet der Turbulenz kommt jedoch die Drucksondengeschwindigkeit um bis zu 56% zu groß heraus. Beim Vergleich der Winkel ist lediglich eine qualitative Übereinstimmung festzustellen.

In den Abb. 8 und 9 sind die auf die Anströmgeschwindigkeit bezogenen Querkomponenten dargestellt, in Abb. 8 nach den Ergebnissen der 5-Loch-Sonden- und Prandtlrohr-Untersuchung, in Abb. 9 nach LDA-Messungen.

Die Übereinstimmung außerhalb des Propellerkreises ist im allgemeinen befriedigend, während sich im Innern, wo die Turbulenz, die Winkel der Schräganströmung und die Gradienten groß sind, teilweise beträchtliche Unterschiede finden. Trotzdem ist in beiden Fällen deutlich die Konvergenz des

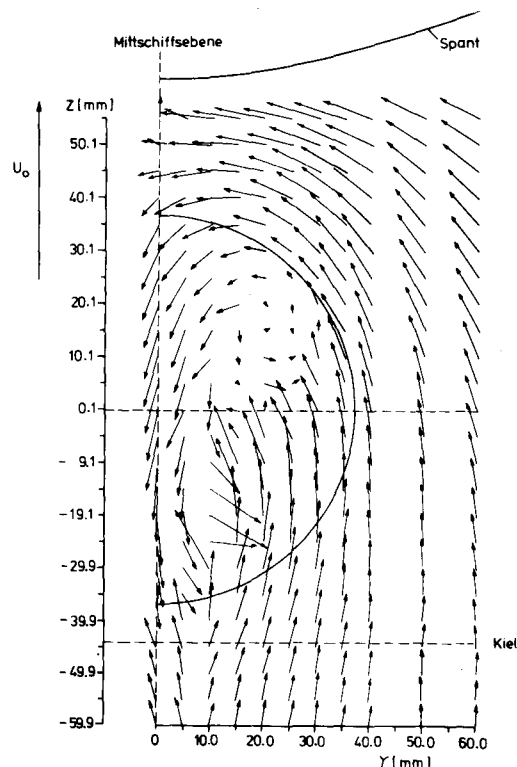


Abb. 9. Die Querkomponenten nach den LDA-Messungen.  $U_0$  ist die Anströmgeschwindigkeit.

Nachstroms und die Achse des Längswirbels im oberen Viertel des Propellerkreises zu erkennen.

#### Danksagung

Herrn Prof. Dr. K. Wieghardt bin ich für die fortwährende Unterstützung dieser Arbeit und zahlreiche wertvolle Anregungen zu Dank verpflichtet. Herrn Dr. J. Kux danke ich für die organisatorische Ermöglichung der Messungen und zahlreiche fachliche Diskussionen.

Diese Arbeit ist innerhalb des Sonderforschungsbereichs 98 "Schiffstechnik und Schiffbau" entstanden.

#### Literatur

1. Goldstein, S., Proc. Roy. Soc. A155, 570 (1936).
2. Fage, S., Proc. Roy. Soc. A155, 576 (1936).
3. Anon.: Laser Doppler Velocimetry. Application Note No. 16, Technisch Physischer Dienst TNO-TH, Delft (1975).
4. Birch, A. D., Brown, D. R. und Thomas, J. R., Appl. Phys. 8, 438 (1975).
5. Eliasson, B. und Dändliker, R., Optica Acta 21, No. 2, 119 (1974).
6. Pike, E. R., in Z. Cummins and E. R. Pike, (eds.) Photon Correlation Spectroscopy and Velocimetry, p. 246, New York and London, 1977.