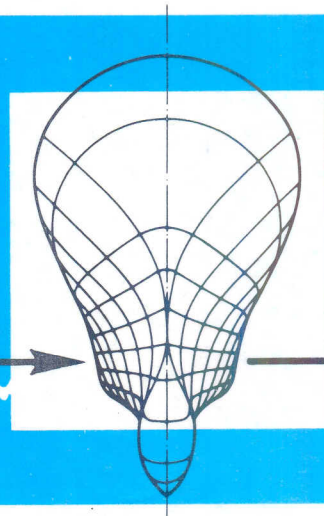


INSTITUT FÜR SCHIFFBAU
DER UNIVERSITÄT HAMBURG



Messung des Geschwindigkeitsfeldes vor und
hinter einem Modell-Propeller (stationär und
instationär) mit einem Laser-Anemometer

G. Lammers

MESSUNG DES GESCHWINDIGKEITSFELDES VOR UND HINTER
EINEM MODELL-PROPELLER (STATIONÄR UND INSTATIONÄR)
MIT EINEM LASER-ANEMOMETER

Als Diplomarbeit angefertigt am
Institut für Schiffbau
von
cand.phys. Gerd Lammers
Hamburg, im Mai 1976

A Einleitung

Die Messung von Strömungsgeschwindigkeiten mit Hilfe eines optischen Verfahrens wurde erstmalig 1964 von Y. Yeh und H.Z. Cummins (Y1) beschrieben. Mit dieser Methode können Messungen durchgeführt werden, ohne die Strömung durch eine materielle Sonde zu stören. Darüber hinaus ermöglicht die Berührungslosigkeit der Messung den Einsatz unter extremen Bedingungen, wie z.B. in Flammen oder in Substanzen, die eine materielle Sonde angreifen würden. Für dieses Meßverfahren ist der Name Laser-Doppler-Anemometrie üblich. Diese Bezeichnung bezieht sich bei enger Auslegung nur auf Messungen in Luft. Das Verfahren läßt sich jedoch in allen lichtdurchlässigen Medien anwenden.

In dieser Arbeit wird der Aufbau eines Meßgerätes beschrieben, das für Messungen in der Wasserströmung eines Kavitationskanals konzipiert ist. Das Meßverfahren wird zu Beginn kurz behandelt, wobei die Darstellung keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebt. Auf Einzelheiten wird nur dort genauer eingegangen, wo es für die anschließend beschriebenen Messungen von Bedeutung ist. Das Gerät ermöglicht die Messung der mittleren Geschwindigkeiten in simulierten Schiffsnachströmen sowie in verschiedenen Ebenen vor und hinter einem Modellpropeller. Außerdem kann der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit in der Umgebung des Propellers gemessen werden. Im Zusammenhang mit den Messungen wird besonderer Wert auf die zu erreichende Meßgenauigkeit gelegt. Die diesbezüglichen Angaben sind jedoch spezifisch für die verwendeten Bauteile und lassen sich nicht ohne weiteres auf ähnliche Versuchsanordnungen übertragen.

B Meßverfahren

B 1 Doppler-Effekt und optischer Aufbau

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) verwendet zur Messung der Geschwindigkeit in einer Strömung die Frequenzverschiebung des Streulichts von kleinen Partikeln, die sich mit dem strömenden Medium bewegen. Bewegt sich ein Teilchen mit der Geschwindigkeit \vec{v} und wird dabei von einem parallelen Lichtbündel der Frequenz f_0 beleuchtet, dessen Wellennormale die Richtung des Einheitsvektors \vec{s} hat, so wird wegen des Doppler-Effekts die Frequenz des Lichts im Bezugssystem des Teilchens $f^* = f_0 (1 - \frac{\vec{v} \cdot \vec{s}}{c})$. Vorausgesetzt ist dabei, daß v klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit c ist. Für einen ruhenden Beobachter hat das Streulicht die Frequenz $f_1 = f^* (1 + \frac{\vec{v} \cdot \vec{s}'}{c})$, wobei \vec{s}' der Einheitsvektor in Beobachtungsrichtung ist. Daher ist die Frequenz des Streulichts auf der Oberfläche eines ruhenden Detektors $f_1 = f_0 (1 + \frac{1}{c} (\vec{s} - \vec{s}') \cdot \vec{v})$ und die Frequenzverschiebung

$$\Delta f = \frac{f_0}{c} (\vec{s} - \vec{s}') \cdot \vec{v} \quad (1)$$

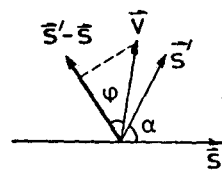
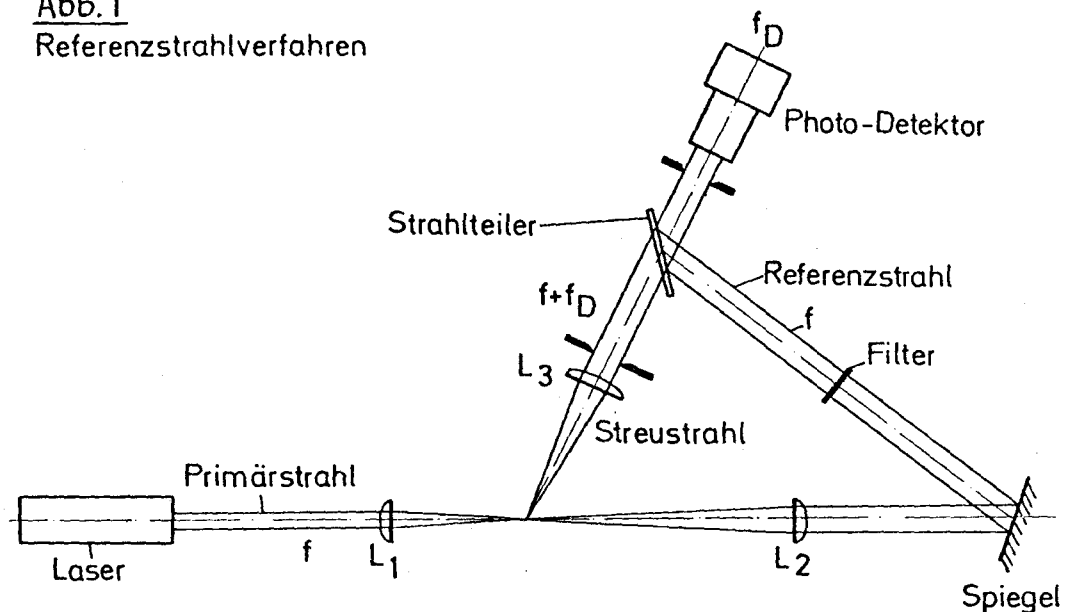
Bei einer Geschwindigkeit von 1 m/s ist die auftretende relative Änderung der Frequenz $\Delta f/f_0$ von der Größenordnung 10^{-9} . Zur Messung von derart kleinen Frequenzverschiebungen verwendet man bei der LDA den optischen Heterodyn-Empfang. Dabei überlagert man dem Streulicht im einfachsten Fall einen kohärenten Anteil des nicht dopplerverschobenen Primärstrahls mit vergleichbarer Intensität (Referenzstrahlverfahren, Abb. 1). Durch optisches Mischen auf der empfindlichen Fläche eines Photodetektors erhält man die Differenzfrequenz f_D als Schwebungsfrequenz. Die Frequenz f_D ist proportional zu dem Betrag der Geschwindigkeitskomponente, die senkrecht zur Winkelhalbierenden des Winkels zwischen \vec{s} und \vec{s}' in der Ebene dieser beiden Vektoren liegt.

Bei Verwendung eines genügend schnellen Detektors lassen sich die Schwankungen der Lichtintensität in einen Wechselstrom umwandeln. Die vorkommenden Frequenzen liegen i.a. im Kilohertz- oder Megahertz-Bereich und lassen sich elektronisch weiterverarbeiten.

Eine Weiterentwicklung dieses Verfahrens ist das optische Mischen des Streulichts zweier kohärenter Lichtstrahlen, die sich im Meßpunkt unter dem Winkel α schneiden. Die Einheitsvektoren in den Fortpflanzungsrichtungen der beiden Strahlen werden mit \vec{s}_1 und \vec{s}_2 bezeichnet. Die zweimalige Anwendung von Gl. 1 ergibt dann für die Differenzfrequenz

$$f_D = \frac{f_0}{c} \left| \vec{v} \cdot (\vec{s}_1 - \vec{s}_2) \right| \quad (2)$$

Abb.1
Referenzstrahlverfahren



$$f_D = \frac{|\vec{v}(\vec{s}_1 - \vec{s}_2)|}{\lambda} = \frac{|\vec{v} \cos \varphi|}{\lambda} 2 \sin \frac{\alpha}{2}$$

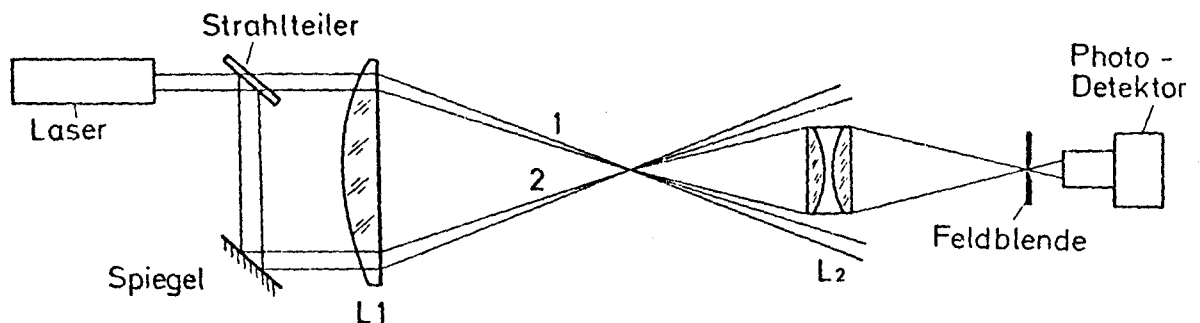
Die Meßrichtung liegt hier in der Ebene der Vektoren \vec{s}_1 und \vec{s}_2 senkrecht zur Winkelhalbierenden von α . Ist φ der Winkel zwischen der Meßrichtung und der Geschwindigkeit, so erhält man daher

$$f_D = \frac{f_0}{c} (2 \sin \frac{\alpha}{2}) |v \cos \varphi| = \frac{|v \cos \varphi|}{\lambda} 2 \sin \frac{\alpha}{2} \quad (3)$$

wobei λ die Wellenlänge des Lichts im strömenden Medium ist.

Der Vorteil dieser als Kreuzstrahlverfahren bekannten Methode (Abb. 2) ist die Unabhängigkeit der Schwebungsfrequenz von der Beobachtungsrichtung. Dadurch ist es möglich, Streulicht aus einem großen Raumwinkelbereich für die Messung zu verwenden, was aus Intensitätsgründen günstig ist. Für beide Verfahren ist eine monofrequente Lichtquelle mit hoher Intensität wünschenswert. Daher ist die Verwendung eines Lasers als Lichtquelle üblich.

Abb. 2
Kreuzstrahlverfahren
Vorwärtsstreuung



$$f_D = \frac{|v \cos \varphi|}{\lambda} 2 \sin \frac{\alpha}{2}$$

Wegen der besseren Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Lichtintensität wurde bei den hier beschriebenen Messungen ausschließlich das Kreuzstrahlverfahren angewandt. Die folgenden Überlegungen beziehen sich daher auf dieses Verfahren. Eine allgemeinere Darstellung findet man u.a. bei F. Durst (D1).

Um ein hohes räumliches Auflösungsvermögen zu erzielen, werden die Laserstrahlen mit einer Sammellinse auf den Meßpunkt fokussiert. Bei Verwendung eines in der TEM₀₀-Mode ¹⁾ schwingenden Lasers haben die Strahlen vor der Linse und in der Brennebene eine Gaußsche Intensitätsverteilung. Bezeichnet man mit d den Durchmesser ²⁾ des Strahls vor der Linse und mit F deren Brennweite, so ist der beugungsbegrenzte Durchmesser des Strahls im Fokus

$$d_{\text{foc}} = \frac{4 \lambda F}{\pi d} \quad (4)$$

Durch Verwendung zweier zunächst paralleler Strahlen erreicht man, daß sich die Strahlen im Brennpunkt der Linse schneiden. Das Meßvolumen ist das Überlagerungsgebiet. Bei kleinem Schnittwinkel α hat das Meßvolumen näherungsweise die Form eines Rotationsellipsoids. Die Länge der Hauptachse in Richtung der Winkelhalbierenden wird mit l_m bezeichnet. Die beiden Hauptachsen senkrecht zur Winkelhalbierenden haben die gleiche Länge $d_m \approx d_{\text{foc}}$, wenn $\cos \alpha/2 \approx 1$ ist. d_m wird als Durchmesser des Meßvolumens bezeichnet, l_m als seine Länge. Dabei ist

$$l_m = \frac{d_{\text{foc}}}{\sin \frac{\alpha}{2}} \quad (5)$$

In der Nähe des Fokus läßt sich ein Laserstrahl als ebene Welle beschreiben. Ist α der Schnittwinkel, so entsteht im Meßvolumen ein stationäres Interferenzmuster, das aus Ebenen

1) transversale elektromagnetische Grundmode

2) Als Durchmesser wird immer der $1/e^2$ -Durchm. der Intensität bezeichnet

gleicher Phasendifferenz besteht. Die Normalen dieser Ebenen liegen senkrecht zur Winkelhalbierenden von α , der Abstand je zweier Ebenen maximaler Licht-Intensität ist

$$S = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \quad (6)$$

Bewegt sich ein Streu-Partikel in Richtung der Normalen mit der Geschwindigkeit v durch das Meßvolumen, so wird es periodisch beleuchtet und sendet Streulicht mit der Frequenz $f = 2 \frac{v}{\lambda} \sin \frac{\alpha}{2}$ aus. Diese Frequenz ist identisch mit der Schwebungsfrequenz f_D in Gleichung 3.

Bei gleicher Intensität der beiden Teilstrahlen ist die Einhüllende der Interferenz-Maxima in der Brennebene eine Gauß-Verteilung mit dem $1/e^2$ -Durchmesser d_m , in den Minima ist die Intensität Null. Die genaue Berechnung der Intensitätsverteilung im Meßvolumen ist von M. Scheinflug (S1) angegeben worden. Für gleiche Intensität und Frequenz der beiden Strahlen erhält man mit $r = d_{\text{foc}} / 2$:

$$J(x,y,z) = 2 J_0 \left[\cos h \left(\frac{2 \sin \alpha}{r^2} xy \right) + \cos \left(\frac{2\pi y}{S} \right) \right] \cdot \exp \left[-\frac{2}{r^2} \left(z^2 + x^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + y^2 \cos^2 \frac{\alpha}{2} \right) \right] \quad (7)$$

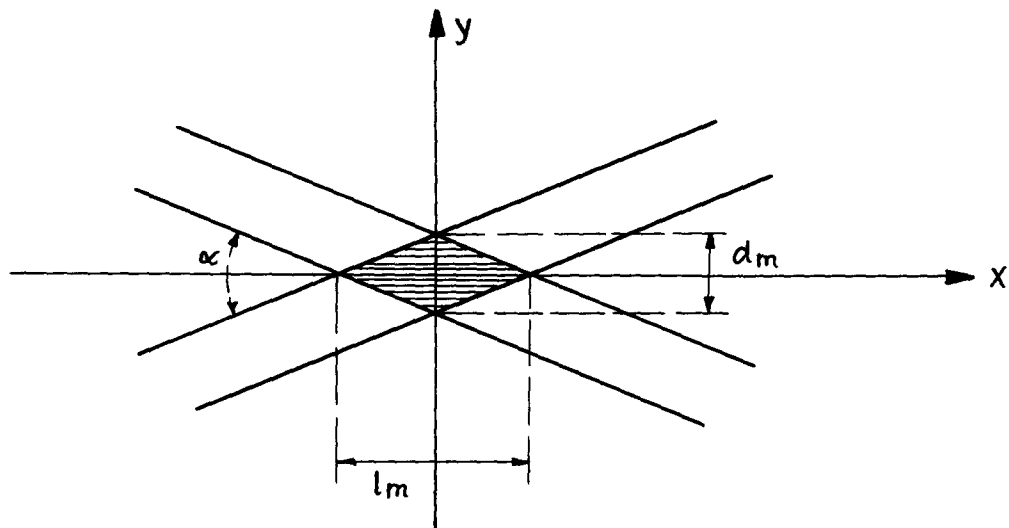


Abb. 3 Meßvolumen

Das in Gleichung 7 zugrunde gelegte rechtwinklige Koordinatensystem ist in Abb. 3 skizziert. Die z-Achse verläuft senkrecht zur Zeichenebene, die y-Achse ist die Normale auf den Ebenen gleicher Phase und damit die Meßrichtung.

Um das außerhalb des Meßvolumens erzeugte Streulicht auszublenken, wird das Meßvolumen auf eine kreisförmige Feldblende abgebildet. Dabei wird der Durchmesser der Feldblende unter Berücksichtigung des Abbildungsmaßstabs dem Bild des Meßvolumens angepaßt (D1).

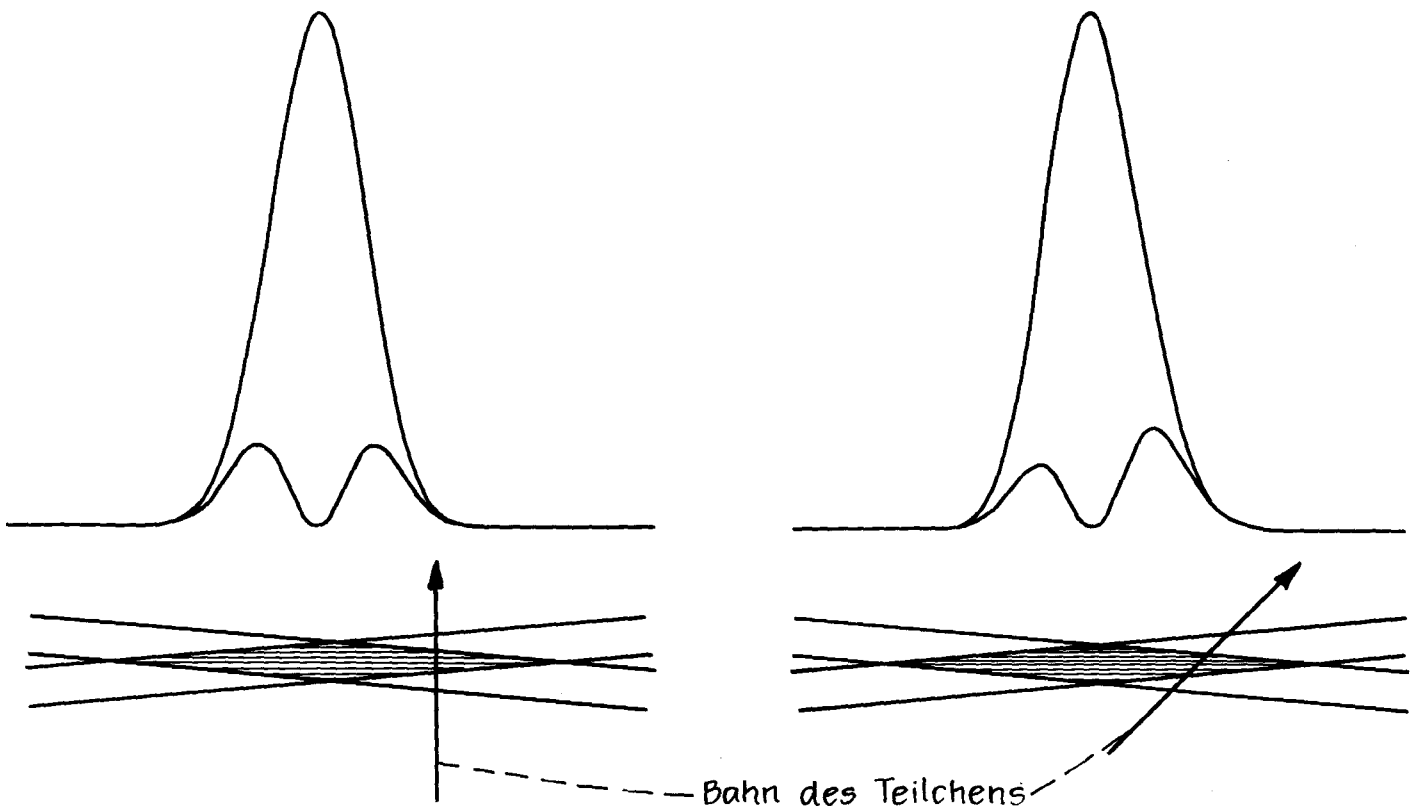
B 2 Elektronische Signalverarbeitung

Das Doppler-Signal, dessen Frequenz f_D gemessen werden soll, liegt normalerweise nicht kontinuierlich vor und unterliegt starken Amplitudenschwankungen. In diesem Abschnitt werden einige Eigenschaften des Signals beschrieben und anschließend die während der Messungen angewandten Methoden zur Frequenzmessung behandelt.

B 2a Eigenschaften des Signals

Beim Durchgang eines Streuteilchens durch das Meßvolumen entsteht am Photodetektor ein Signal in Form von zeitlichen Schwankungen der Lichtintensität. Die Einhüllende des Signals hat eine von der Bahn des Teilchens abhängige Form, die aus der Intensitätsverteilung im Meßvolumen berechnet werden kann (Gl. 7). Verläuft die Bahn durch den Mittelpunkt des Meßvolumens senkrecht zu den Interferenzstreifen, so ist die Einhüllende eine Gauß-Kurve. Bei anderem Bahnverlauf hat sie eine kompliziertere Form (Abb. 4).

Abb. 4 Formen von Streulichtimpulsen für nicht zentralen Durchgang des Streuteilchens durch das Meßvolumen



Die für die Messung wichtige Größe ist die überlagerte Schwebungsfrequenz. Hieraus läßt sich nach Gleichung 3 ohne Eichung die Komponente der Geschwindigkeit in Meßrichtung bestimmen.

Der Photodetektor liefert nur dann ein verwertbares Signal, wenn sich mindestens ein geeignetes Teilchen im Meßvolumen befindet. Dabei muß die Intensität des Streulichts groß genug sein, um eine Signal-Amplitude zu erzeugen, die von der nachfolgenden Elektronik verarbeitet werden kann. Es sind daher nur solche Teilchen für die Messung geeignet, deren Durchmesser einen bestimmten Wert d_{\min} nicht unterschreitet. Die Höhe dieses Grenzwerts ist abhängig von den Eigenschaften des Detektors sowie von der Laser-Leistung und der verwendeten Optik. Unter günstigen Bedingungen genügt schon ein Durchmesser von etwa $10^{-2} \mu\text{m}$. Bereits bei Teilchen dieser Größe ist durch den Mie-Effekt die Streuung in Vorwärtsrichtung erheblich stärker als die Rückwärtsstreuung. Daher beeinflusst die Wahl der Beobachtungsrichtung auch die Größe von d_{\min} .

Eine wichtige Eigenschaft des Signals ist der Anteil der durch das optische Mischen erzeugten Schwebung mit der Frequenz f_D an der Gesamthöhe des Signals. Ist a_s der Spitzenwert der Schwebung und a_e die Amplitude der Einhüllenden, so nennt man $\eta = a_s/a_e$ den Modulationsgrad. Bei gleicher Intensität der beiden Teilstrahlen und fehlerfreier Justierung der Optik wird η maximal 1, wenn der Durchmesser des streuenden Teilchens klein gegen den Abstand der Interferenzstreifen ist. Bei größerem Durchmesser wird nach der Mieschen Theorie die Phase des Streulichts stark abhängig von der Beobachtungsrichtung. Die endliche Apertur der Beobachtungsoptik beeinträchtigt daher die Kohärenz des auf den Detektor treffenden Streulichts. Der Einfluß dieses Effekts auf den Modulationsgrad des Signals ist von F. Durst und K.F. Heiber (D2) für verschiedene Mie-Parameter $\alpha = \frac{2\pi d}{\lambda}$ sowie mehrere Schnittwinkel untersucht worden. Dabei zeigt sich, daß die Modulation stark abnimmt, sobald der Durchmesser der streuenden Partikel größer oder gleich dem Abstand der Interferenzstreifen wird. Zu diesem Ergebnis führt auch die anschauliche Deutung der Signalfrequenz als Folge periodischer Beleuch-

tung des Teilchens im Meßvolumen. Aus dem Modulationsgrad des Signals kann man daher auch die Größe der in der Strömung vorkommenden Partikel abschätzen. In der Praxis sind Teilchen bis zu einem Durchmesser von etwa 10 μm noch für die Messung brauchbar.

B 2b Signalverarbeitung mit dem Frequenz-Analysator

Die Geschwindigkeit der Streuteilchen in einer stationären Strömung läßt sich aus der Frequenz des Doppler-Signals mit einem Frequenz-Analysator bestimmen. Bei diesem Gerät wird das Signal verstärkt und seine Frequenz mit der eines internen Oszillators verglichen. Die Oszillatorfrequenz f_{osz} steigt dabei linear mit der Zeit an, wobei der Endwert f_{max} sowie die zeitliche Änderung df_{osz}/dt eingestellt werden können. Die Anzeige erfolgt auf dem Leuchtschirm einer Oszillographenröhre. Die x-Ablenkung (waagrecht) ist dabei proportional zur momentanen Frequenz f_{osz} , die y-Ablenkung ist proportional der Amplitude des Doppler-Signals mit Frequenzen, die innerhalb einer wählbaren Bandbreite δf um die Frequenz f_{osz} liegen. Aus dem Spektrum erhält man die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die Frequenzen des Signals und damit für die Geschwindigkeiten im Meßvolumen. Dabei muß δf klein gegen die Breite des Doppler-Spektrums sein. Für den Fall, daß die Genauigkeit der Anzeige auf dem Display nicht ausreicht, stehen zwei Analog-Ausgänge zur Verfügung, die Spannungen proportional zur x- bzw. y-Ablenkung liefern. Dadurch kann die Information über das Spektrum extern verarbeitet werden, z.B. mit einem x-y-Schreiber.

Eine endliche Breite des Spektrums erhält man auch bei einer zeitlich und über das Meßvolumen konstanten Geschwindigkeit. Dies ergibt sich bereits aus der Tatsache, daß das Doppler-Signal nicht kontinuierlich vorliegt, sondern nur während der Verweildauer T eines Streuteilchens im Meßvolumen. Das Frequenz-Spektrum eines Wellenzugs der Länge T hat etwa die Breite $1/T$.

Beim Durchgang eines Teilchens durch das Meßvolumen mit der Geschwindigkeitskomponente v in Meßrichtung ist $T = \frac{d_m}{v}$, wobei d_m der Durchmesser des Meßvolumens ist. Die Breite des Spektrums, bezogen auf den Mittelwert f_D , wird daher nach Gleichung 3

$$\frac{\Delta f}{f_D} \approx \frac{\lambda}{2 d_m \sin \alpha/2} \quad (8)$$

Da $S = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha/2}$ der Abstand der Interferenzstreifen ist, wird $\Delta f/f_D \approx S/d_m = 1/N$, wobei N die Anzahl der Interferenzstreifen im Meßvolumen angibt. Für N ergibt sich eine einfache Formel für kleine Werte von α , d.h. in diesem Fall $\tan \frac{\alpha}{2} \approx \sin \frac{\alpha}{2}$. Bezeichnet man mit d den Durchmesser und mit D den Abstand der Laserstrahlen vor der Sammellinse, so wird $\sin \alpha/2 = D/2F$. Dabei ist F die Brennweite der Linse. Da nach Gl. 4 $d_m = \frac{4 \lambda F}{\pi d}$ ist, erhält man für die Streifenzahl

$$N = \frac{4 D}{\pi d} \quad (9)$$

und für die relative Breite des Spektrums $\frac{\Delta f}{f_D} \approx \frac{\pi d}{4 D}$

Da das Spektrum symmetrisch ist, gibt die Lage des Maximums die gesuchte Frequenz f_D an. Für die Genauigkeit der Messung ist es vorteilhaft, die Breite $\Delta f/f_D$ klein zu halten, so daß in der Regel Streifenzahlen $N \geq 20$ angestrebt werden.

Turbulente Schwankungen der Geschwindigkeit im Meßvolumen verursachen eine zusätzliche Verbreiterung des Spektrums. Wegen der Linearität der Beziehung zwischen f_D und der Geschwindigkeit in Meßrichtung ist diese Verbreiterung proportional dem Turbulenzgrad. Prinzipiell kann aus dem Spektrum außer der mittleren Geschwindigkeit auch der Turbulenzgrad bestimmt werden, wenn man noch den zusätzlichen Einfluß eines Geschwindigkeitsgradienten auf die Breite $\Delta f/f_D$ berücksichtigt.

Zur Berechnung des Gradienten sind mehrere Messungen der Geschwindigkeit erforderlich. Die Gradientenverbreiterung des Spektrums ergibt sich dann aus der Änderung der mittleren

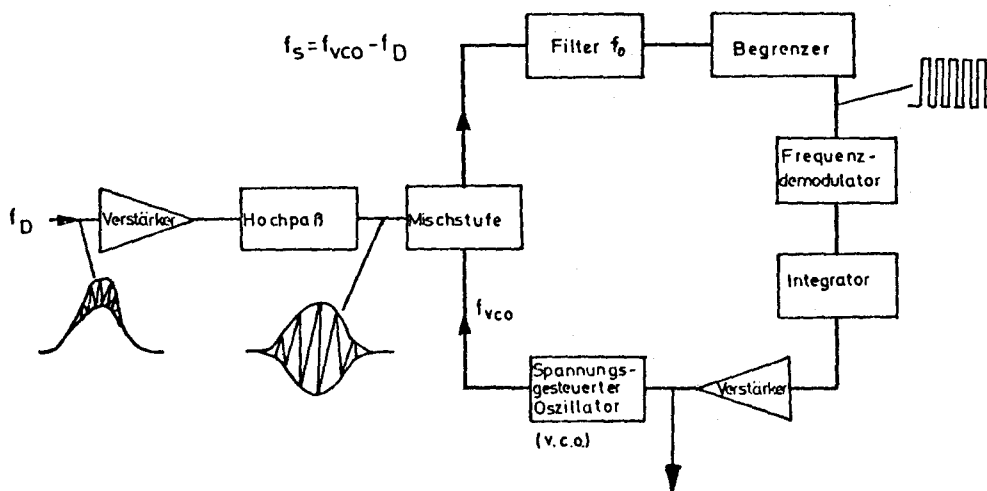
Geschwindigkeit über das Meßvolumen. Die Symmetrie des Spektrums bleibt erhalten, solange der Gradient im Bereich des Meßvolumens als konstant angesehen werden kann. Ist dies nicht der Fall, so wird außer der Berechnung des Turbulenzgrades auch die Bestimmung der mittleren Frequenz kompliziert. Diese ergibt sich dann nicht mehr aus der Lage des Maximums, sondern aus der des Schwerpunktes. Diese Schwierigkeit vermeidet man möglichst durch eine entsprechende Begrenzung der Abmessungen des Meßvolumens. Die Berechnung des Turbulenzgrades aus dem Frequenzspektrum ist u.a. von M. Scheinpflug durchgeführt worden (S1). Sie wird hier nicht angegeben, weil im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe des Frequenz-Analysators nur Mittelwerte gemessen wurden.

Die Signalverarbeitung mit einem Frequenz-Analysator ermöglicht die Messung der mittleren Geschwindigkeit auch unter ungünstigen Bedingungen wie zum Beispiel bei geringer Dichte der Streuteilchen oder schlechtem Signal-Rausch-Verhältnis. Der Vorteil besteht darin, daß bei einem selten vorliegenden oder schwachen Signal das Spektrum entsprechend langsam durchlaufen werden kann und daß mit einem speichernden Display mehrere Durchläufe übereinander geschrieben werden können. Voraussetzung für den Einsatz eines Frequenz-Analysators ist allerdings, daß der Mittelwert der Geschwindigkeit während der Messung konstant bleibt. Schwankungen der Teilchendichte während der Messung können das Spektrum verzerren und auch bei guter Signalqualität mehrere Durchläufe des Analysators zur Bestimmung der mittleren Frequenz erforderlich machen. Der Analysator verarbeitet nur Frequenzen innerhalb einer kleinen Bandbreite um die momentane Frequenz f_{osz} . Dadurch wird zu jedem Zeitpunkt nur ein kleiner Teil der durch das Signal zur Verfügung stehenden Information genutzt. Dies führt dazu, daß Messungen mit dem Frequenz-Analysator in der Regel einen hohen Zeitaufwand erfordern.

B 2c Signalverarbeitung mit dem Frequenz-Folger

Die Messung des zeitlichen Verlaufs einer schnell veränderlichen Geschwindigkeit ist bei Verwendung eines Frequenz-Folgers möglich. Dieses Gerät ist speziell für Anwendungen in der LDA konstruiert worden. Die Frequenz f_{VCO} eines internen spannungsgesteuerten Oszillators ¹⁾ wird in einem schnellen Regelkreis so eingestellt, daß zwischen ihr und der Signalfrequenz f_D erhält man bei bekanntem f_0 aus der Oszillatorfrequenz oder aus der Steuerspannung. Das vereinfachte Blockschaltbild eines Frequenz-Folgers zeigt Abbildung 5. Das Ausgangssignal des Photodetektors wird verstärkt und hochpaßgefiltert, um langsame Amplitudenschwankungen zu unterdrücken. Durch Mischen mit dem Ausgangssignal des spannungsgesteuerten Oszillators entsteht ein Signal mit der Differenzfrequenz $f_s = f_{VCO} - f_D$. Bei geschlossenem Regelkreis ist f_s ungefähr gleich f_0 ,

Abb.5 Frequenz-Folger(Tracker)



Analog-Ausgang $-f_{VCO} = f_s + f_D \rightarrow$ momentane Geschwindigkeit

1) V.C.O. = Voltage Controlled Oscillator

so daß das Signal das folgende schmalbandige Filter mit der Mittenfrequenz f_0 und der Bandbreite δf passiert. Hierdurch wird ein großer Teil des Rauschens beseitigt, ebenso die beim Mischen entstandene Frequenz $\bar{f} = (f_{VCO} + f_D)/2$. Anschließend wird das Signal verstärkt und mit einem Begrenzer auf Rechteckform gebracht. Ein Frequenz-Diskriminator liefert nun eine Ausgangsspannung, die proportional zu der momentanen Abweichung der Signalfrequenz von f_0 ist. Nach Glättung mit einem RC-Integrator und passender Verstärkung wird diese Spannung zum Nachregeln des Oszillators verwendet. Dies führt dazu, daß sich f_{VCO} bei geschlossenem Regelkreis auf den Wert $f_D + f_0$ einstellt.

Die beschriebene Schaltung verliert die Synchronisation, wenn das Doppler-Signal kurzzeitig ausfällt. Dies soll durch eine sogenannte Drop-out-Schutzschaltung verhindert werden, die bei fehlendem Ausgangs-Signal des Begrenzers den Wert der Steuerungsspannung und damit f_{VCO} konstant hält. Ein anderes Verfahren besteht darin, daß während der Ausfallperiode f_{VCO} auf einen vorher gebildeten Mittelwert eingestellt wird. Bei schnellen Änderungen der Doppler-Frequenz kann durch die Verzögerung des Regelkreises der Fall eintreten, daß sich die Differenzfrequenz f_s nicht schnell genug auf den Wert f_0 einstellt und dadurch außerhalb der Filterbandbreite δf liegt. Auch in diesem Fall spricht die Drop-out-Schutzschaltung an. Offensichtlich führt eine Vergrößerung von δf zu einer höheren möglichen Nachlaufgeschwindigkeit, aber auch zu einem höheren Rauschpegel. Der bei den Messungen verwendete Frequenz-Folger ermöglichte eine Wahl der Bandbreite zwischen 0.5 % und 8 % des Frequenz-Meßbereichs. Die Verstärkung des gefilterten Signals läßt sich stufenlos bis zu 5fach regeln. Der Signalpegel wird anschließend mit einem Zeigerinstrument in relativen Einheiten gemessen. Um zu verhindern, daß der nachfolgende Begrenzer auf Schwankungen durch Rauschen anspricht, läßt sich sein Schwellwert stufenlos einstellen. Vor dem Schließen des Regelkreises muß das Gerät manuell auf die Doppler-Frequenz abgestimmt werden. Die momentane Frequenz f_D wird auf einem Zeigerinstrument abgelesen. Darüber

hinaus stehen 2 Analog-Ausgänge mit Spannungen proportional zu f_D zur Verfügung, ebenso ein Ausgangssignal mit der Frequenz f_{VCO} . Die relative Ausfalldauer des Signals wird in Prozent angezeigt.

Die Signalverarbeitung mit einem Frequenz-Folger ermöglicht die Messung von zeitabhängigen Geschwindigkeiten. Das Gerät folgt auch turbulenten Schwankungen der Geschwindigkeit bis zu einem gewissen Turbulenzgrad (bei dem verwendeten Gerät 25 %). Die Anforderungen an die Signalqualität liegen jedoch höher als bei einem Frequenz-Analysator.

B 3 Genauigkeit und Grenzen des Verfahrens

Die LDA kann zur Messung von Geschwindigkeiten in Gasen sowie in Flüssigkeiten angewandt werden. Voraussetzung ist die Durchlässigkeit der strömenden Substanz für Licht der benutzten Wellenlänge und die Existenz von geeigneten Streu-Partikeln. Das Meßprinzip beruht auf der Annahme, daß die streuenden Teilchen sich an jedem Ort mit der Geschwindigkeit der Strömung bewegen. Nach Berechnungen von F. Durst (D1) für das Verhalten von PVC-Kugeln in einer Wasserströmung ist bei einer Turbulenzfrequenz von 1 kHz die obere Grenze für den Teilchendurchmesser 16 μm , wenn man eine Abweichung der Partikelgeschwindigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit um höchstens 1 % zuläßt. Bei einer Turbulenzfrequenz von 10 kHz liegt die Grenze unter denselben Bedingungen bei 5 μm . Teilchen mit Durchmessern von 5-10 μm können bereits für die LDA-Messung verwertbare Signale liefern. Daher kann für die Messung hochfrequenter turbulenter Geschwindigkeitsschwankungen eine Kontrolle der Teilchengröße notwendig werden, beispielsweise durch Verwendung von gefiltertem Wasser. Ist die Frequenz der Schwankungen klein oder werden nur Mittelwerte gemessen, so ist ein solcher Aufwand bei einer Wasserströmung nicht erforderlich.

Mit Leitungswasser sind von A. Keller (K1) Messungen der Konzentration von Kavitationskeimen in Abhängigkeit von deren Größe durchgeführt worden. Zur Bestimmung der Keimgröße wurde dabei die Beziehung zwischen dem Durchmesser des Keims und der Intensität des von ihm gestreuten Lichts benutzt. Mit dieser Meßmethode werden Staubteilchen ebenso wie Gasblasen erfaßt, die in gleichem Maße als Streu-Teilchen für LDA-Messungen geeignet sind. Der Meßbereich umfaßte Keime mit Durchmessern von 3 μm bis zu 23 μm . Das Histogramm zeigt einen starken Anstieg der Konzentration am unteren Ende des Meßbereichs. Das Maximum liegt bei 3 μm . Insgesamt wurde eine Dichte von 291.5 Keimen pro cm^3 gemessen, etwa 8 % der Keime hatten Durchmesser über 15 μm . Messungen der Konzentration von Partikeln mit Durchmessern unter 3 μm liegen nicht vor. In der Praxis erreicht man jedoch bei LDA-Messungen in Wasser auch bei kleinen Abmessungen

des Meßvolumens von etwa 10^{-2} mm^3 ein fast kontinuierliches Signal. Die Konzentration der für die Messung brauchbaren Partikel muß daher mindestens von der Größenordnung $10^4/\text{cm}^3$ sein. Das läßt den Schluß zu, daß sich der von A. Keller gemessene Anstieg der Konzentration für kleinere Partikel noch weiter fortsetzt. Bei Verwendung von Leitungswasser ist daher der prozentuale Einfluß sehr großer Partikel, die der Strömung nicht exakt folgen, vernachlässigbar klein.

Die signalverarbeitende Elektronik begrenzt bei fester Geometrie des optischen Aufbaus den Bereich der meßbaren Geschwindigkeiten. Der bei den vorliegenden Messungen verwendete Frequenzfolger konnte Frequenzen bis zu 15 MHz verarbeiten. Bei Benutzung eines Helium-Neon-Lasers und einem Strahlwinkel von 10° liegt damit nach Gl. 3 die obere Grenze des Meßbereichs bei 54.5 m/s. Durch Verkleinerung des Winkels läßt sich diese Grenze erhöhen. Dabei wird jedoch die Länge des Meßvolumens vergrößert, was zu einem geringeren räumlichen Auflösungsvermögen führt. Darüber hinaus führt eine Verkleinerung des Winkels bei konstantem Durchmesser des Meßvolumens auch zu einer Verringerung der Zahl der Interferenzstreifen im Meßvolumen und damit zu einer Verbreiterung des Frequenzspektrums. Die Grenze des Meßbereichs ergibt sich im Einzelfall aus dem kleinsten vertretbaren Strahlwinkel.

Zu einer weiteren Begrenzung des Meßbereichs führt der Umstand, daß jeder Photodetektor als Tiefpaß wirkt. Die Kombination der endlichen Anodenkapazität C_A mit dem Arbeitswiderstand R_A führt zu einem RC-Glied mit der Zeitkonstanten $T = C_S R_A$. Bei Annäherung der Signalfrequenz f_D an den Wert $1/T$ nimmt die Amplitude des Signals mit zunehmender Frequenz stark ab, was zu einer Verzerrung des Spektrums und damit zu Meßfehlern führt. Die Größe des Meßfehlers ist näherungsweise proportional der Breite des Frequenzspektrums. Zur Vermeidung dieser Schwierigkeiten stellt F. Durst (D2) die Forderung auf, daß an der oberen Grenze des Frequenzbereiches das Signal gegenüber kleinen Frequenzen nur um maximal 1 % geschwächt sein darf. Dies führt

zu der Bedingung $f_m = \frac{0.14}{2\pi T}$ für die maximale Frequenz f_m ,
oder bei gegebenem f_m für den Arbeitswiderstand:

$$R_A \leq \frac{0.14}{2\pi f_m C_A} \quad (10)$$

Bei Erfüllung dieser Bedingung ist eine praktisch unverzerrte Wiedergabe des Spektrums auch bei großer Breite gewährleistet. Da der Einfluß des Frequenzgangs auf die Form von Spektren mit kleiner Halbwertsbreite gering ist, kann in diesem Fall R_A auch größer gewählt werden. Die Anforderungen der signalverarbeitenden Elektronik an die Amplitude des Signals können einen höheren Wert von R_A erforderlich machen.

Linienfehler können dazu führen, daß sich die Laserstrahlen nicht in dem für achsennahe Strahlen angegebenen Brennpunkt schneiden. Daher wird der Strahlwinkel nicht aus dem Strahlabstand D vor der Linse und der Brennweite F bestimmt, sondern direkt gemessen.

In die Berechnung der Geschwindigkeit gehen als fehlerbehaftete Größen die Doppler-Frequenz, der Strahlwinkel und die Wellenlänge des Lichts ein. Bei Verwendung eines Lasers ist die Wellenlänge λ sehr genau bekannt. Durch eine 4stellige Angabe von λ ist der Fehler bereits kleiner als 0.01 %. Wird die Doppler-Frequenz f_D mit einem Frequenz-Analysator oder Frequenz-Folger gemessen, so liegt der Meßfehler unter günstigen Bedingungen etwa bei 1 %. Der Analog-Ausgang des verwendeten Frequenz-Folgers hat eine Genauigkeit von 1 % des Vollausschlags im benutzten Bereich, an den Grenzen des Meßbereichs zusätzlich 1 % des Ausschlags. Der Fehler des Zeigerinstruments ist mit 1 % angegeben. Zusätzliche Fehler können bei langen Ausfallperioden des Signals entstehen, weil die beschriebene Arbeitsweise der Drop-out-Schutzschaltung die Bildung eines Mittelwertes in diesem Fall ungenau werden läßt.

Bei Messungen mit einem Frequenz-Analysator ist häufig die Genauigkeit der Anzeige auf dem internen Display nicht aus-

reichend, so daß weitere Geräte benötigt werden. Eine Möglichkeit ist der Einsatz eines x-y-Schreibers. Bei zusätzlicher Eichung mit der Frequenz eines Sinus-Generators ist damit das Spektrum einer späteren genauen Auswertung zugänglich. Mit diesem Verfahren kann auch aus einem breiten oder asymmetrischen Spektrum der Mittelwert der Frequenz bestimmt werden, allerdings u.U. mit erheblichem Zeitaufwand. Die Frequenz der Eichmarke kann mit Hilfe eines Zählers sehr genau (besser als 0.1 %) gemessen werden. Die Genauigkeit dieses Verfahrens wird im wesentlichen durch die Eigenschaften des x-y-Schreibers begrenzt.

Die Messung des Schnittwinkels der beiden Laserstrahlen erfolgt durch Messung des Abstands der beiden Strahlen in einer bestimmten Entfernung vom Kreuzungspunkt und wird damit auf zwei Längenmessungen zurückgeführt. Wegen des mit der Entfernung vom Fokus zunehmenden Durchmessers der Laserstrahlen bereitet die Messung des Abstands Schwierigkeiten. Hierfür hat sich die Verwendung einer Lochblende bewährt, deren Durchmesser dem der Strahlen angepaßt ist und die mit einer Feinverstellung geführt wird. Eine Ablesegenauigkeit der Einstellung auf 1/10 mm ist dabei leicht zu erreichen. Mit diesem Verfahren ist es möglich, den Fehler bei der Bestimmung des Winkels kleiner als 3' zu halten. Bei einem Schnittwinkel von 10° entspricht das einem Fehler von 0.5 %.

Für kleine Winkel, d.h. in diesem Fall $\sin \alpha/2 \approx \alpha/2$, tragen die relativen Fehler $\Delta f/f_D$ der Frequenzmessung und $\Delta \alpha/\alpha$ der Winkelmessung mit gleichem Gewicht zum Gesamtfehler bei. Der Fehler der Wellenlänge wird vernachlässigt. Da die signalverarbeitende Elektronik den Wert von $\Delta f/f_D$ festlegt, wird man versuchen, durch entsprechenden Aufwand $\Delta \alpha/\alpha$ deutlich kleiner zu halten, so daß man die Messung der Frequenz praktisch als die einzige Fehlerquelle betrachten kann.

reichend, so daß weitere Geräte benötigt werden. Eine Möglichkeit ist der Einsatz eines x-y-Schreibers. Bei zusätzlicher Eichung mit der Frequenz eines Sinus-Generators ist damit das Spektrum einer späteren genauen Auswertung zugänglich. Mit diesem Verfahren kann auch aus einem breiten oder asymmetrischen Spektrum der Mittelwert der Frequenz bestimmt werden, allerdings u.U. mit erheblichem Zeitaufwand. Die Frequenz der Eichmarke kann mit Hilfe eines Zählers sehr genau (besser als 0.1 %) gemessen werden. Die Genauigkeit dieses Verfahrens wird im wesentlichen durch die Eigenschaften des x-y-Schreibers begrenzt.

Die Messung des Schnittwinkels der beiden Laserstrahlen erfolgt durch Messung des Abstands der beiden Strahlen in einer bestimmten Entfernung vom Kreuzungspunkt und wird damit auf zwei Längenmessungen zurückgeführt. Wegen des mit der Entfernung vom Fokus zunehmenden Durchmessers der Laserstrahlen bereitet die Messung des Abstands Schwierigkeiten. Hierfür hat sich die Verwendung einer Lochblende bewährt, deren Durchmesser dem der Strahlen angepaßt ist und die mit einer Feinverstellung geführt wird. Eine Ablesegenauigkeit der Einstellung auf 1/10 mm ist dabei leicht zu erreichen. Mit diesem Verfahren ist es möglich, den Fehler bei der Bestimmung des Winkels kleiner als 3' zu halten. Bei einem Schnittwinkel von 10° entspricht das einem Fehler von 0.5 %.

Für kleine Winkel, d.h. in diesem Fall $\sin \alpha/2 \approx \alpha/2$, tragen die relativen Fehler $\Delta f/f_D$ der Frequenzmessung und $\Delta \alpha/\alpha$ der Winkelmessung mit gleichem Gewicht zum Gesamtfehler bei. Der Fehler der Wellenlänge wird vernachlässigt. Da die signalverarbeitende Elektronik den Wert von $\Delta f/f_D$ festlegt, wird man versuchen, durch entsprechenden Aufwand $\Delta \alpha/\alpha$ deutlich kleiner zu halten, so daß man die Messung der Frequenz praktisch als die einzige Fehlerquelle betrachten kann.

C Vorbereitung der Messungen

Für die Messungen wurde von der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt (HSVA) der kleine Kavitationskanal zur Verfügung gestellt. Dieser Kanal wird normalerweise für Versuche mit Modellpropellern in einer Wasserströmung verwendet. Dabei bewegt sich der Propeller in einem simulierten Schiffsnachstrom. Zur Erzeugung des Nachstroms wird eine Kombination von Drahtgeflech-ten mit unterschiedlicher Maschenweite (Nachstromsieb) verwendet. Das Sieb wird in einer Reihe von Versuchen so eingestellt, daß es die am Schiffsmodell im Schlepptank gemessene Geschwindig-keitsverteilung der axialen Komponente reproduziert.

Der Kanal hat im Bereich der Meßstrecke einen quadratischen Innenquerschnitt mit einer Seitenlänge von 400 mm. In diesem Bereich können Strömungsgeschwindigkeiten bis zu 6 m/s erreicht werden. In die seitlichen Wände sowie in den Boden der Meß-strecke sind Plexiglasfenster mit einer Höhe von 170 mm und einer Breite von 500 mm eingelassen. Durch diese Anordnung der Fenster ist bei LDA-Messungen die Verwendung von vorwärts ge-streutem Licht möglich. Abbildung 6 zeigt den dabei erreichbaren Teil des Kanalquerschnitts (schraffiert). Außerdem ist das bei der Beschreibung der Messungen zugrunde gelegte Koordinaten-system skizziert und der Außenradius des verwendeten Modell-propellers eingezeichnet. Der Propeller wird über eine Welle in Kanalmitte angetrieben, deren Mantelrohr einen Durchmesser von 35 mm hat.

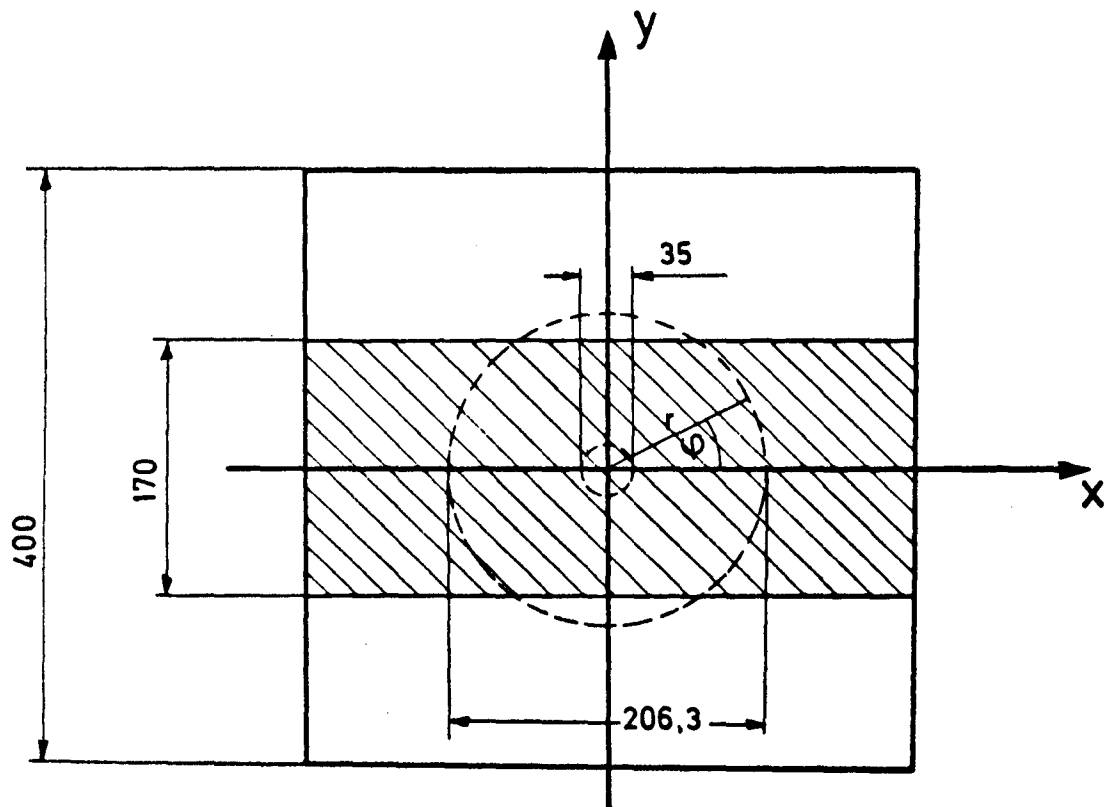


Abb.6 Kanalquerschnitt im Maßstab 1:5

Als Lichtquelle für die LDA-Messungen stand ein Helium-Neon-Laser mit einer Leistung von 5 mW zur Verfügung, der vom Forschungszentrum des deutschen Schiffbaus gestiftet wurde. Der Laser schwingt in der Grundmode TEM_{00} und liefert daher einen Strahl mit Gaußscher Intensitätsverteilung. Der Strahl hat einen Durchmesser von 1 mm, die Wellenlänge liegt mit 632.8 nm im sichtbaren Rot. Die als Detektor verwendete Silizium-Photodiode hat bei dieser Wellenlänge eine Quantenausbeute von 72 % und damit eine Empfindlichkeit von 0.37 A/W. Der maximal zulässige Anodenstrom beträgt 1 mA. Für die Signalverarbeitung standen ein Frequenz-Analysator und ein Frequenz-Folger zur Verfügung (siehe Geräteliste). Im Verlauf der Messungen kam noch ein Photomultiplier hinzu, der mit einer S-20-Kathode eine Quantenausbeute von 9 % bei einer Wellen-

länge von $0.63 \mu\text{m}$ erreicht.

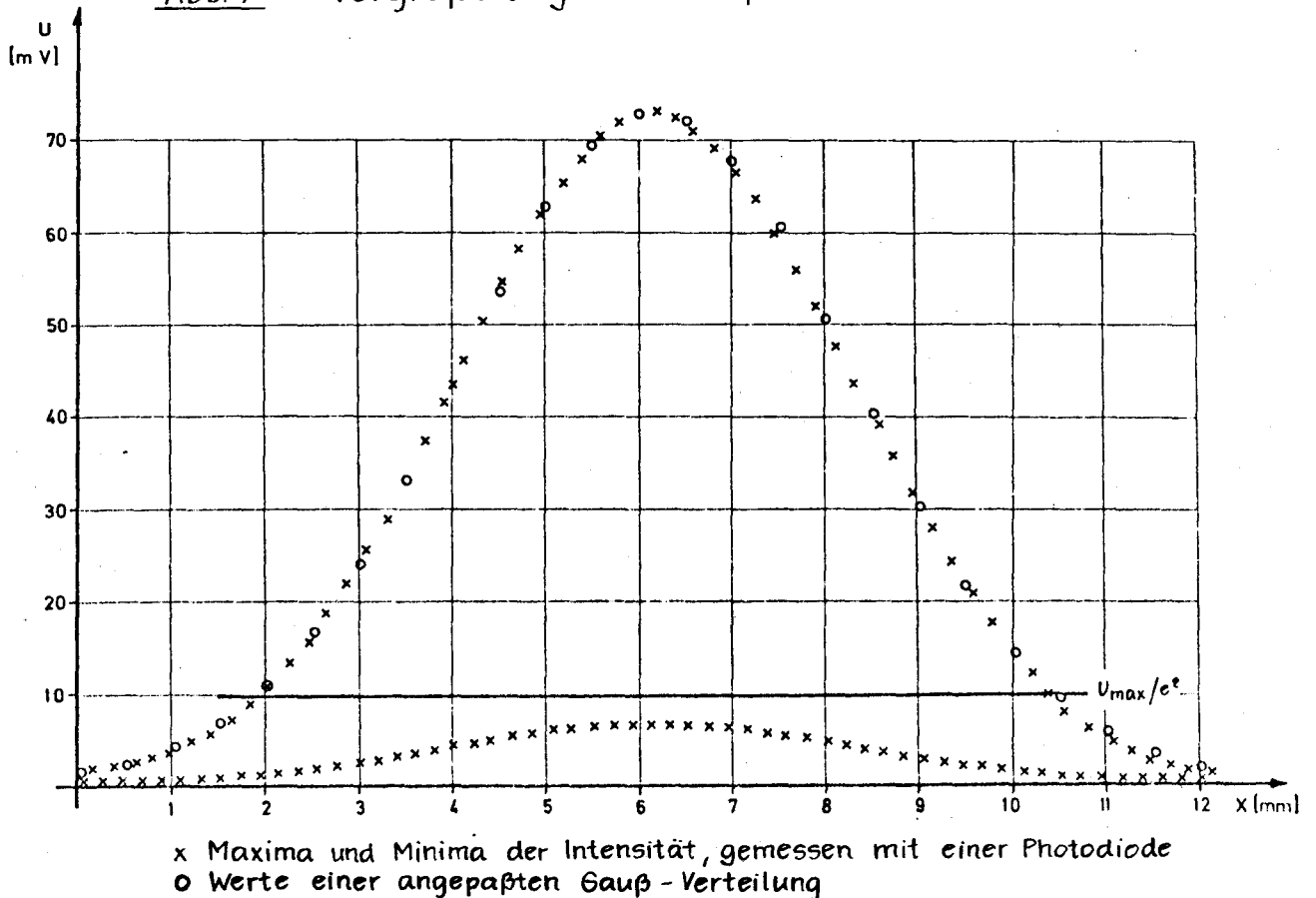
C 1 Aufbau des Meßgerätes

Zur Erzeugung des Meßvolumens werden wie in Abbildung 2 zwei parallele Laserstrahlen im Brennpunkt einer Linse gekreuzt. Der vom Laser ausgehende Strahl fällt zunächst unter einem Winkel von 45° auf eine Strahlteilerplatte und wird dabei im Intensitätsverhältnis 1:1 in einen durchgehenden und einen reflektierten Anteil aufgespalten. Der reflektierte Teilstrahl wird mit einem Justierspiegel noch einmal unter 45° so reflektiert, daß er parallel zu dem durchgehenden Strahl verläuft. Anschließend durchlaufen beide Strahlen eine Plankonvexlinse mit der Brennweite $F = 300 \text{ mm}$ symmetrisch zur optischen Achse. Der Strahlabstand vor der Linse ist zwischen 18 mm und 90 mm beliebig einzustellen. Er betrug bei den Messungen im Kavitationskanal 50 mm. Die Strahlen schneiden sich im Brennpunkt der Linse. Dabei entsteht im Überlagerungsgebiet durch Interferenz die in Gleichung 7 beschriebene Intensitätsverteilung.

Mit genügend starker Vergrößerung kann man die Interferenzstreifen sichtbar machen. Bei der Vorbereitung der Versuche wurde das Meßvolumen mit einer Linse der Brennweite 14 mm auf eine 1.50 m entfernte Ebene abgebildet. Zur Erzeugung des Meßvolumens wurde hier eine Linse der Brennweite $F = 100 \text{ mm}$ verwendet. Aus dem gemessenen Strahlwinkel von 9.0° ergibt sich nach Gleichung 6 ein Abstand der Interferenzstreifen von $2.02 \mu\text{m}$. Nach Gl. 4 erhält man für den Durchmesser des Meßvolumens $d_m = 80.6 \mu\text{m}$. In der Bildebene betrug der Durchmesser etwa 10 mm. Das entspricht einer ungefähr 100fachen Vergrößerung. Dabei waren die Interferenzstreifen bereits zu erkennen. Um die Intensitätsverteilung zu messen, wurde in der Bildebene ein Spalt mit verstellbarer Breite parallel zu den Interferenzstreifen angebracht. Hinter dem Spalt befand sich eine Photodiode. Bei geringer Belastung ist der Photostrom proportional zur Leistung des auf die Kathode treffenden Lichts. Damit ist

die über dem Arbeitswiderstand ($R_A = 24 \text{ k}\Omega$) abfallende Spannung U proportional dem Integral der Lichtintensität über die durch den Spalt freigelassene Fläche. Wenn die Spaltbreite klein gegen den Abstand der Interferenzstreifen ist, kann man die radiale Intensitätsverteilung dadurch messen, daß man die Anordnung senkrecht zu den Streifen bewegt und dabei die Spannung U in Abhängigkeit von der Lage des Spalts mißt. Die Spaltbreite wurde so klein gewählt, daß die Spannung U mit einem Digitalvoltmeter noch gut meßbar war. Die Länge des Spalts betrug etwa 2 mm. U lag bei der Messung zwischen 1 mV und 70 mV. Gemessen wurden die Höhe und die Lage von 55 Intensitätsmaxima und ebenso vielen Minima. Die Ortsmessung erfolgte über eine Feinverstellung mit einer Genauigkeit von 1/100 mm. Abbildung 7 zeigt die gemessenen Werte von U in Abhängigkeit von x , wobei der Nullpunkt der x -Achse willkürlich gewählt ist. Die mit x bezeichneten Werte der Maxima liegen erwartungsgemäß auf einer entsprechend angepaßten Gauß-Kurve, für die ebenfalls einige Werte (mit o) eingezeichnet sind.

Abb. 7 Vergrößerung des Meßvolumens



Der Abstand zweier Intensitätsmaxima beträgt in der Bildebene 0.211 mm. Die Vergrößerung der Abbildung war damit 104fach. Aus den Parametern der angepaßten Gauß-Kurve erhält man für den $1/e^2$ -Durchmesser des Meßvolumens in der Bildebene 8.45 mm. Damit ergibt sich für den Durchmesser in der Objektebene $d_m = 81.3 \mu\text{m}$, was gut mit dem nach Gleichung 4 berechneten Wert übereinstimmt. Bei gleicher Intensität der beiden Laserstrahlen sollte am Ort der Minima die Intensität Null sein. Bei der Messung lagen die Minima (ebenfalls mit X bezeichnet) jedoch etwa bei 9 % des Wertes der benachbarten Maxima. Die Ursache hierfür kann ein Einfluß der endlichen Spaltbreite oder nicht optimaler Justierung des Spalts parallel zu den Interferenzstreifen sein. Ein geringfügiger Unterschied in der Intensität der beiden Teilstrahlen kann jedoch als zusätzliche Ursache nicht ausgeschlossen werden.

Für die Messungen im Kavitationskanal war es wegen der zu erwartenden Gradienten des Geschwindigkeitsfeldes wünschenswert, die Dimensionen des Meßvolumens möglichst klein zu halten. Bei einer Verkleinerung des Meßvolumens erhöht sich überdies die Intensität des Streulichts. Auf der anderen Seite führt dies aber auch zu einer Verringerung der Streifenzahl und damit zu einer unerwünschten Verbreiterung des Frequenz-Spektrums und einem größeren Drop out. Bei den vorliegenden Messungen wurde zur Erzeugung des Meßvolumens eine 300 mm-Linse verwendet. Der Durchmesser der Laserstrahlen wurde durch eine Strahlaufweitung auf 2 mm erhöht. Der Durchmesser des Meßvolumens betrug damit $d_m = 0.12 \text{ mm}$. Der Winkel zwischen den beiden Strahlen lag in Luft bei 10.0° und damit in Wasser bei 7.5° . Daraus ergibt sich eine Länge des Meßvolumens von $l_m = 1.8 \text{ mm}$.¹⁾

Die Abbildung des Meßvolumens erfolgte auf der dem Laser gegenüberliegenden Seite des Kanals durch 2 Achromate mit den

1) Der Brechungsindex von Wasser beträgt $n_w = 1.332$ für Licht der Wellenlänge 633 nm bei 20°C und 760 Torr. Der für die Messung wichtige Abstand S (Gl. 6) der Interferenzstreifen ist jedoch von n_w unabhängig, da sich in Wasser λ und $\sin \alpha/2$ mit demselben Faktor $1/n_w$ ändern. Daher kann S durch Messung des Strahlwinkels in Luft bestimmt werden.

Brennweiten $F_1 = 300$ mm und $F_2 = 500$ mm. Die 300 mm-Linse (L_1) erzeugte aus dem vom Meßvolumen ausgehenden Streulicht ein paralleles Lichtbündel, das von der 500 mm-Linse (L_2) fokussiert wurde. Der Durchmesser von L_1 betrug 48 mm, L_2 hatte einen Durchmesser von 60 mm. In der Brennebene von L_2 entstand ein Bild des Meßvolumens mit einer Vergrößerung von $5/3$. Zum Ausblenden von Fremdlicht wurde in der Bildebene eine kreisförmige Feldblende justierbar angebracht. Die Blende hatte ebenso wie das Bild des Meßvolumens einen Durchmesser von 0.2 mm. Bei einem Kanal mit planparallelen Wänden bleibt diese Abbildung erhalten, wenn der Kanal relativ zum Meßgerät parallelverschoben wird.

Bezeichnet man mit D den Abstand der beiden Laserstrahlen vor der Sammellinse, die den Abstand b von der Kanalwand hat, und mit a den Abstand des Meßvolumens von der Wand (Abbildung 8), so ergibt sich nach dem Brechungsgesetz a als Funktion von b und D : ¹⁾

$$a = n_w \sqrt{F^2 + (1 - 1/n_w^2) D^2/4} \left(1 - b/F - \frac{c}{n_p \sqrt{F^2 + (1 - 1/n_p^2) D^2/4}} \right) \quad (11)$$

Dabei ist n_p die Brechzahl des Wandmaterials (Plexiglas, $n=1.49$) und n_w die von Wasser gegenüber Luft, c gibt die Wandstärke an. Bei einer Änderung von b um Δb durch Parallelverschiebung des Kanals ändert sich a um

$$\Delta a = -n_w \cdot \Delta b \sqrt{1 + (D/2F)^2 (1 - 1/n_w^2)} \quad (12)$$

Da in den meisten Fällen der Schnittwinkel α klein ist, kann man $D^2/4$ gegen F^2 vernachlässigen und erhält damit

$$a = n_w (F - b - c/n_p) \quad (13)$$

und

$$\Delta a = -n_w \cdot \Delta b \quad (14)$$

1) Bei einer exakten Rechnung müßte für F die Schnittweite $S \approx F$ eingesetzt werden, die zusätzlich vom Strahlabstand abhängt.

Bei der beschriebenen Geometrie führt diese Vereinfachung zu einem Fehler von 0.15 % bei der Ortsbestimmung.

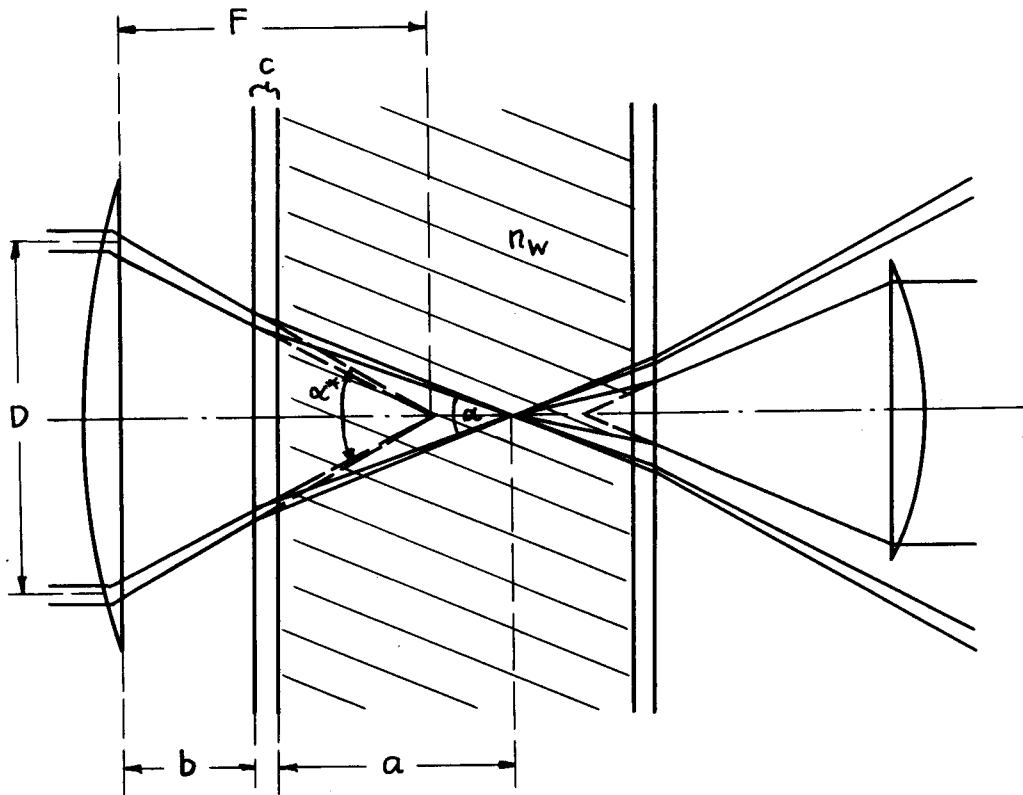


Abb. 8 Lage des Meßvolumens im Kanal

Durch eine entsprechende Rechnung für die Beobachtungsseite kann man den Punkt bestimmen, der auf die Feldblende abgebildet wird. Es zeigt sich, daß dies bei einer Parallelverschiebung des Kanals der Schnittpunkt der Laserstrahlen bleibt, so daß keine neue Justierung erforderlich ist. Daher wurden die Beleuchtungsoptik und die Beobachtungsoptik des Meßgeräts unterhalb des Kavitationskanals starr miteinander verbunden. Die gesamte Anordnung ließ sich nun horizontal (in Richtung der Normalen auf den Kanalwänden) verschieben. Die Anbringung des Verschiebegerätes auf einem Bohrtisch ermöglichte eine zusätzliche Höhenverstellung. Der Bohrtisch wurde mit Hilfe

eines Rohrgestänges am Kanal aufgehängt. Damit sollte erreicht werden, daß das Meßvolumen den zu erwartenden Schwingungen beim Betrieb des Kanals folgt. Durch diese Konstruktion wurde im Strömungsfeld des Kanals eine Meßebebene senkrecht zur Geschwindigkeit der Anströmung festgelegt. Um die Lage des Meßpunktes zu beschreiben, wird ein rechtwinkliges Koordinatensystem eingeführt, dessen Ursprung im Mittelpunkt des Kanals liegt. Die horizontale Achse wird als x-Achse, die vertikale als y-Achse bezeichnet. Die Konstruktion des Bohrtisches ermöglichte mit geringem Aufwand eine Verschiebung der Meßebebene stromaufwärts oder stromabwärts um jeweils 137 mm. Die Lage der 3 Ebenen ist in Abbildung 9 skizziert. Die mittlere Ebene (2) ist 0.35 m von der Ebene des Nachstromsieves entfernt. Etwa in dieser Ebene befindet sich bei Versuchen der HSVA normalerweise der Modellpropeller.

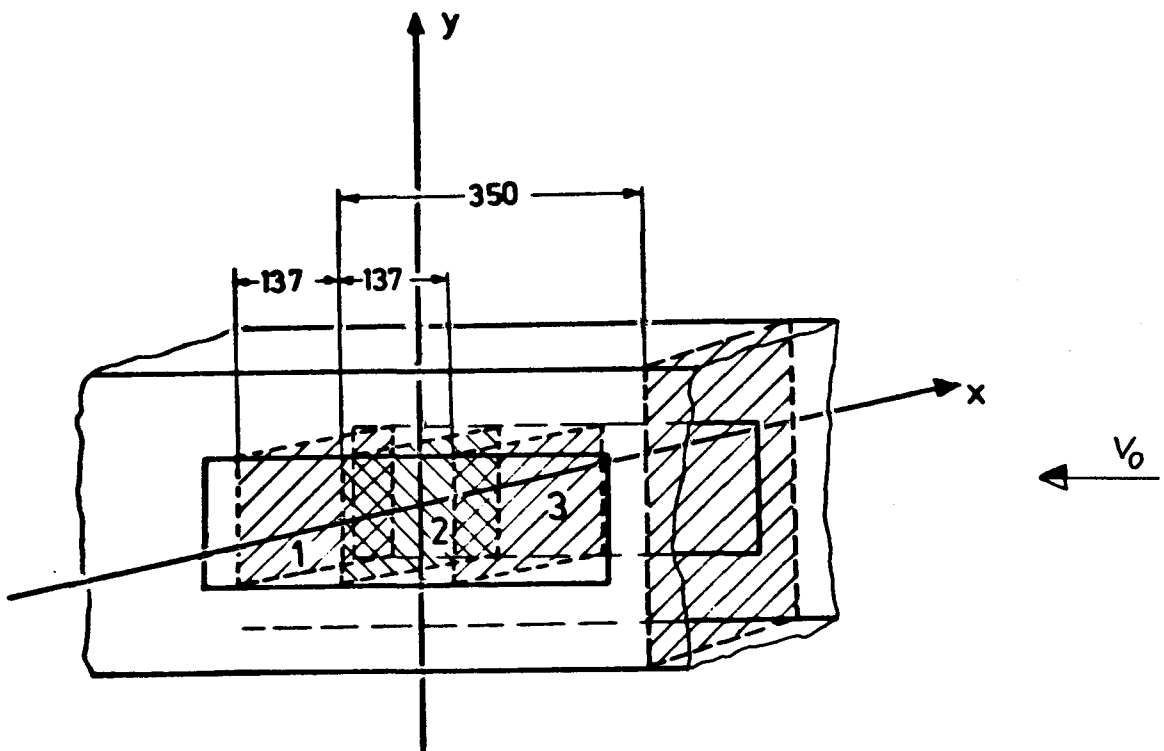


Abb. 9 Lage der Meßebenen

Abbildung 10 zeigt die Beleuchtungsseite des Meßgerätes sowie die Aufhängung am Kavitationskanal und das Verschiebegerät für die Horizontalverschiebung. Die Verbindung der Beleuchtungs- und der Beobachtungsoptik auf den gegenüberliegenden Seiten des Kanals ist technisch sehr aufwendig. Ein kompakteres Gerät hätte bei Verwendung von rückwärts gestreutem Licht für die Messung gebaut werden können. Mit gleicher Apertur der Beobachtungsoptik wäre dabei jedoch die Intensität des Streulichts um einen Faktor 10^{-2} bis 10^{-3} schwächer als die Intensität in Vorwärtsstreuung. Da das Gerät für den Einsatz von Photodioden konzipiert war, die keine Eigenverstärkung liefern, mußte der Intensitätsgewinn durch Verwendung von vorwärts gestreutem Licht ausgenutzt werden.

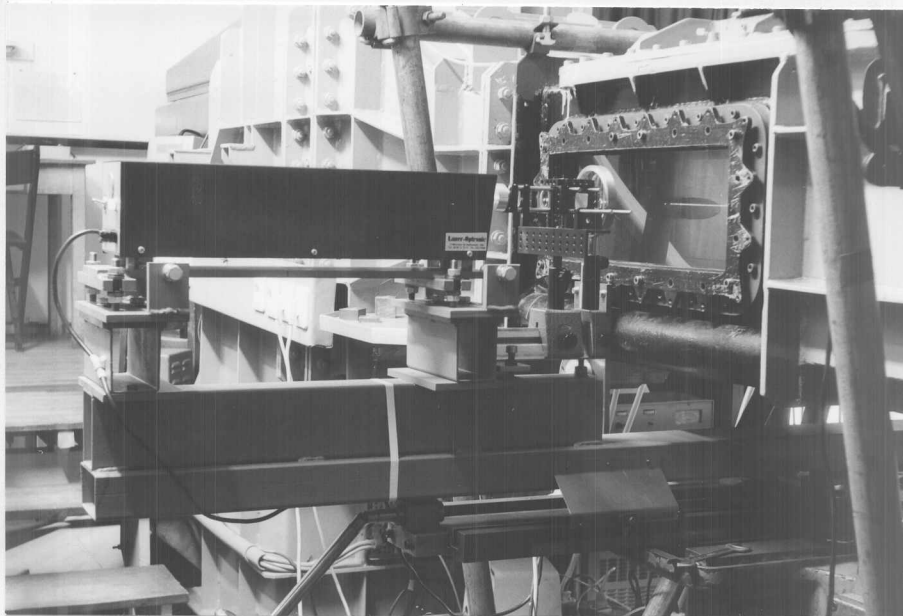


Abb. 10 Beleuchtungsseite des Meßgeräts

C 2 Meßbereich

Die bei der Messung zu erwartenden Geschwindigkeiten lagen nach Angaben der HSVA zwischen 0.5 und 6 m/s. Bei einem Strahlwinkel von 10° entspricht das einer Doppler-Frequenz zwischen 140 kHz und 1.65 MHz. Nach Gleichung 10 ist dadurch bei einer Anodenkapazität der Diode von 7 pF der Maximalwert des Arbeitswiderstandes $R_A = 2 \text{ k}\Omega$. Für eine grobe Abschätzung der Streulicht-Intensität wurde die Miesche Theorie für die Streuung an einer nicht absorbierenden Kugel etwas vereinfacht. Die Winkelabhängigkeit der Intensität wurde vernachlässigt und durch Verwendung eines Mittelwertes die Integration über den Aperturwinkel umgangen. Mit Partikel-Durchmessern von 0.5 bis $1 \mu\text{m}$ ergab sich eine Lichtleistung von 10^{-7} W bis 10^{-8} W am Detektor. Bei $R_A = 2 \text{ k}\Omega$ ist damit die Spannung des Ausgangssignals von der Größenordnung $10 \mu\text{V}$. Bei der Vorbereitung der Messungen stellte sich heraus, daß bereits für die Signalverarbeitung mit dem Frequenz-Analysator ein Arbeitswiderstand von mindestens $20 \text{ k}\Omega$ erforderlich war. Von der Elektronik-Werkstatt des IfS wurde daher ein Verstärker hergestellt, der für Frequenzen zwischen 40 kHz und 2 MHz eine 10fache Verstärkung lieferte. Mit Hilfe dieses Verstärkers konnte schon bei $R_A = 2 \text{ k}\Omega$ eine ausreichende Signalamplitude erzielt werden.

Die Lichtintensität im Meßvolumen wird durch Streuung und Absorption der Laserstrahlen vor dem Kreuzungspunkt geschwächt. Hierdurch wird die Amplitude des Doppler-Signals verringert. Denselben Einfluß hat die Sekundärstreuung des für die Messung verwendeten Streulichts sowie die Reflexionsverluste an den Plexiglas-Wänden. Wegen des kleinen Einfallswinkels (5°) können die Reflexionsverluste näherungsweise für senkrechten Einfall berechnet werden (P1). Für das Verhältnis R der reflektierten Strahlungsleistung P_r zur einfallenden Leistung P_o ergibt sich dann

$$R = \frac{P_r}{P_o} = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$$

mit dem Brechungsindex n.

Für die Grenzfläche Luft - Plexiglas ist $R = 3.9 \%$, für Plexiglas - Wasser $R = 0.3 \%$. Nach dem Bonguer-Lambertschen Gesetz ist bei einer einfallenden Strahlungsleistung P_0 nach Durchlaufen einer Strecke l in einem absorbierenden Medium die Strahlungsleistung in Transmission

$$P_t = P_0 e^{-al} \quad (15)$$

Für den Extinktionskoeffizienten a liegen keine Literaturwerte vor. Er wurde daher durch Messung der Lichtleistung des Laserstrahls nach Durchlauf durch ein mit Glasplatten abgeschlossenes wassergefülltes Rohr bestimmt. Durch Wiederholung der Messung unter gleichen Bedingungen mit einem 2. Rohr unterschiedlicher Länge läßt sich a ohne explizite Berechnung der Reflexionsverluste bestimmen. Es ergab sich für Licht der Wellenlänge 633 nm in Leitungswasser ein Extinktionskoeffizient $a = 0.41 \text{ m}^{-1}$ mit einem Meßfehler von 12% . Bei den Messungen im Kavitationskanal mit einer Breite von 0.4 m war daher mit einer Schwächung der Strahlung um etwa 15% zu rechnen. Zusammen mit den Reflexionsverlusten führte dies zu einer Verringerung der Signalamplitude um etwa 22% . Mit Rücksicht auf diese Verluste wurde für die Diode ein Arbeitswiderstand von $3 \text{ k}\Omega$ gewählt. Damit liegt die obere Grenze des Meßbereichs bei 1.1 MHz , was einer Geschwindigkeit von 4 m/s entspricht.

Die Überlegungen zur Einschränkung des Meßbereichs durch den Frequenzgang des Detektors sind nur für die in Abschnitt D1 und D2 beschriebenen Messungen von Bedeutung. Für die Messungen am Propeller stand ein Photomultiplier zur Verfügung, der durch eine erhebliche Eigenverstärkung auch bei einem Arbeitswiderstand von 330Ω noch eine wesentlich höhere Signalamplitude lieferte als die Diode. Mit der Anodenkapazität von 8 pF ergibt die Rechnung für die obere Grenze des Meßbereichs 30 m/s .

C 3 Messung einer laminaren Kanalströmung

Da die Meßzeit in der HSVA begrenzt war, wurde das Meßgerät vor der Befestigung am Kavitationskanal im IfS getestet.

Zu diesem Zweck wurde die Strömungsgeschwindigkeit in einem Rechteck-Kanal gemessen, der im IfS zur Erzeugung einer laminaren Wasserströmung gebaut worden war. Dabei wurden die beiden beschriebenen Methoden der Signalverarbeitung verwendet. Der Kanalquerschnitt hatte die Seitenlängen $2a = 10 \text{ mm}$ und $2b = 30 \text{ mm}$, die Wände bestanden aus Plexiglas (Abbildung 11).

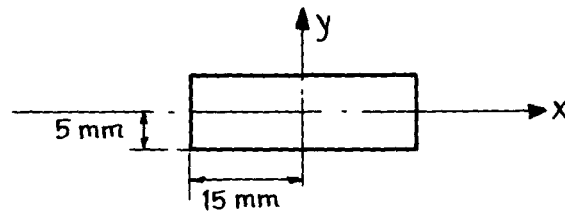
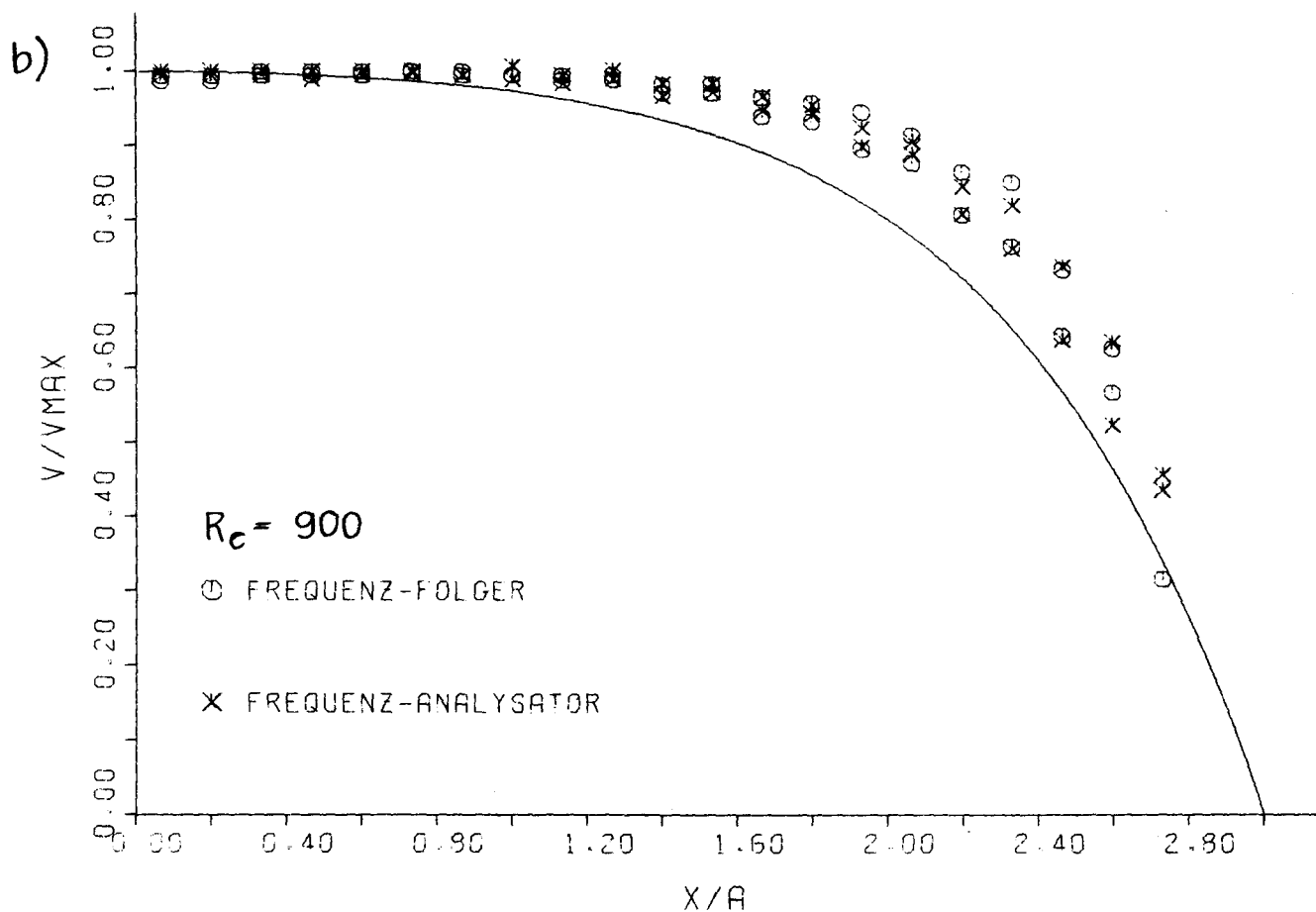
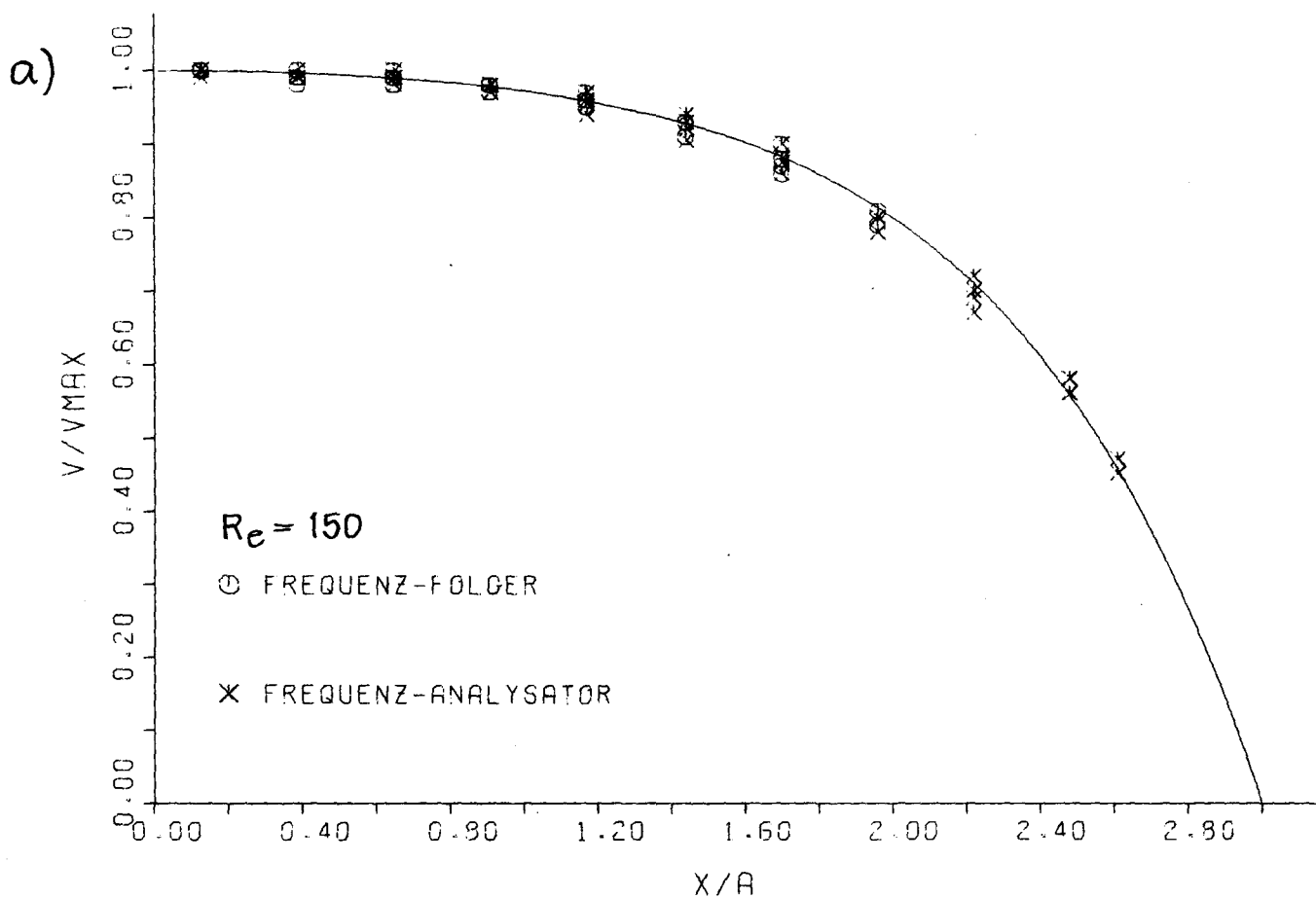


Abb. 11 Kanalquerschnitt

Die Meßebeue war $l = 20 \text{ cm}$ von der abgerundeten Einströmöffnung des Kanals entfernt. Die Hagen-Poiseuillesche Strömung stellt sich erst nach einer Anlaufstrecke $l_1 = 0.03 d_h \text{ Re}$ ein (P2), wobei d_h der hydraulische Durchmesser des Kanals ist und $\text{Re} = \bar{u} d_h / \nu$ mit \bar{u} mittlerer Durchflußgeschwindigkeit und ν kinematischer Zähigkeit des Wassers. Für einen beliebigen Querschnitt mit dem Umfang U und der Fläche A ist $d_h = 4A/U$, also wird im vorliegenden Fall $d_h = 15 \text{ mm}$. Die Geschwindigkeit längs eines Profils durch die Kanalmitte wurde für zwei verschiedene Reynoldszahlen gemessen, $\text{Re} = 150$ und $\text{Re} = 900$. In dem Koordinatensystem der Abb. 11 wurde dabei $y = 0$ eingestellt. In Abbildung 12 ist die Geschwindigkeit für beide Reynoldszahlen in Abhängigkeit von x/a aufgetragen. Die durchgezogene Linie gibt die Lösung der Navier-Stokesschen Gleichung für rechteckigen Kanalquerschnitt an (W1). Da der Druckabfall nicht gemessen wurde, ist die Geschwindigkeit auf den Wert v_{max} in Kanalmitte bezogen. In Abb. 12a ist $l_1 = 7 \text{ cm} < l = 20 \text{ cm}$, so daß mit einer voll ausgebildeten laminaren Rohrströmung zu rechnen ist. Die Meßwerte stimmen recht gut mit den theoretischen Werten überein, und zwar für beide Methoden der Signalverarbeitung. In Abb. 12b sind dagegen Abweichungen zu erkennen, weil hier die Einlaufströmung noch nicht beendet war. Denn für die Reynoldszahl $\text{Re} = 900$ wird hier $l_1 = 40 \text{ cm} > l = 20 \text{ cm}$.

Abb. 12 Strömungsgeschwindigkeit im Rechteckkanal
(Vergleich mit der Lösung der Navier-Stokesschen Gleichung)



Erwartungsgemäß nimmt die Streuung der Meßwerte mit wachsendem Geschwindigkeitsgradienten zu, da sich der Fehler bei der Ortsbestimmung hier stärker bemerkbar macht. Darüber hinaus wird das Frequenz-Spektrum durch große Gradienten verbreitert, wodurch sich der Fehler der Frequenzmessung erhöht. Wegen der starken Verbreiterung des Spektrums in der Nähe der Kanalwand und des von der Wand ausgehenden störenden Streulichts konnte der Abstand zwischen dem Meßvolumen und der Wand nicht kleiner als etwa 1.5 bis 2 mm gewählt werden. Dieser Mindestabstand entspricht ungefähr der Länge des Meßvolumens.

Bei den Messungen war nach jeder Änderung der Lage des Meßpunktes eine neue Justierung der Feldblende erforderlich. Dies ist darauf zurückzuführen, daß eine reine Parallelverschiebung, von der die Überlegungen in Abschnitt C1 ausgehen, mit dem verwendeten Verschiebegerät nicht genügend exakt realisiert werden kann. Eine zusätzliche Drehung des Meßgerätes relativ zum Kanal um einen kleinen Winkel γ verschiebt jedoch das Bild des Meßvolumens um einen Betrag $s(\gamma)$ senkrecht zur optischen Achse. Ist außer γ auch der Schnittwinkel α der Laserstrahlen klein, so wird s unabhängig von α :

$$s = B \gamma (1/n - 1) \quad (16)$$

Dabei ist B die Breite des Kanals und n die Brechzahl des strömenden Mediums. Für $\gamma = 1^\circ$ ergibt sich im vorliegenden Fall $s = 0.13$ mm, bei den Messungen im Kavitationskanal wird $s = 1.74$ mm. Gleichung 16 gilt für Messungen mit vorwärts gestreutem Licht und berücksichtigt nicht die endliche Dicke der Kanalwände. Die Lage der Bildebene bleibt jedoch auch bei einer Drehung des Meßgerätes erhalten. Dadurch ist eine Justierung der Feldblende während der Messung nur innerhalb einer Ebene senkrecht zur optischen Achse erforderlich. Dies wurde durch die Lagerung der Blende in einer Justierfassung ermöglicht. Bei Beobachtung in Rückwärtsstreuung hat eine Drehung des Meßgerätes relativ zum Kanal keinen Einfluß auf die Justierung.

D Messungen im Kavitationskanal und Diskussion der Ergebnisse

Neben der Messung des Geschwindigkeitsfeldes mit der beschriebenen Vorrichtung waren am Kavitationskanal folgende Messungen möglich:

Zur Bestimmung der Anströmgeschwindigkeit v_0 wird der Druckabfall Δp gemessen, der durch die Verengung des Kanalquerschnitts unmittelbar vor der Meßstrecke entsteht. Die beiden hierfür benötigten Druckanbohrungen sind seitlich am Kanal in gleicher Höhe angebracht. Eine Druckanbohrung befindet sich am Anfang der Meßstrecke etwa 100 mm vor der Ebene des Nachstromsiefs, die andere vor der Verengung im Bereich des größten Kanalquerschnitts. Δp wird aus der Höhe einer Quecksilbersäule bestimmt, die mit Hilfe eines Nonius auf 1/10 mm genau abgelesen werden konnte. Die Durchflußgeschwindigkeit wird als konstant über den jeweiligen Querschnitt A angenommen. Bezeichnet man mit v_1 die Geschwindigkeit im größten Querschnitt A_1 und mit v_0 die am Anfang der Meßstrecke, so wird nach der Bernoullischen Gleichung

$\frac{v_0^2}{2} - \frac{v_1^2}{2} = \frac{\Delta p}{\rho}$. Für inkompressibles Wasser ist ferner das Verhältnis $v_1/v_0 = \frac{A_0}{A_1} = k$ eine Konstante. Daher ergibt sich

$$v_0 = \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho (1 - k^2)}} \quad (17)$$

Dabei ist für den kleinen Kavitationskanal der HSVA

$$\sqrt{\frac{2}{\rho (1 - k^2)}} = 4.49 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}} = 0.519 \frac{\text{m}}{\text{s} \sqrt{\text{Torr}}}$$

Die Propeller-Welle kann in axialer Richtung verstellt werden. Dadurch ist bei den Versuchen die Lage der Propellerebene stufenlos wählbar. Die Stellung der Welle wird auf einer mm-Skala ohne Nonius abgelesen.

Außerhalb des Kanals befinden sich Meßgeräte, mit denen der auf die Welle wirkende Schub in kp sowie das Drehmoment in $kp \cdot cm$ abzulesen ist.

Die Drehzahl des Propellers wird mit einem Zähler gemessen, der von einem Impulsgeber bei jeder Umdrehung der Welle 100 Impulse erhält. Ein weiterer Impulsgeber ist verstellbar und gibt einen Impuls pro Umdrehung bei einer beliebig zu wählenden Stellung des Propellers ab. Dieser Impuls wird normalerweise für die Steuerung von Stroboskop-Lampen bei Kavitationsversuchen verwendet.

Der mit LDA-Messungen in Vorwärtsstreuung erreichbare Teil des Kanalquerschnitts ist bereits in Abb. 6 dargestellt. Dabei ist angenommen, daß die horizontale Komponente der Geschwindigkeit in Richtung der Anströmung (Axialkomponente) gemessen wird. Durch Drehung des Strahlteilers läßt sich die Meßrichtung relativ einfach um 90° drehen, wodurch auch die vertikale Komponente gemessen werden kann. In diesem Fall treffen die Laserstrahlen in unterschiedlicher Höhe auf die Plexiglas-Scheibe, so daß die nutzbare Höhe des Fensters um den Strahlabstand verringert wird. In dem skizzierten Koordinatensystem führt dies zu einer weiteren Einschränkung für die möglichen y-Koordinaten des Meßpunktes. Durch die Brennweite der Linse auf der Beleuchtungsseite ($F = 300mm$) und wegen Behinderungen durch Verstrebungen am Kanal konnte das Meßvolumen außerdem nicht beliebig nahe an die gegenüberliegende Wand gebracht werden. Der erreichbare minimale Abstand betrug etwa 80 mm. Dadurch konnte die x-Koordinate des Meßpunktes (Abb. 6) nicht kleiner als - 120 mm gewählt werden ¹⁾, und zwar unabhängig davon, welche Geschwindigkeitskomponente gemessen wurde. ²⁾

1) Die Beleuchtungsoptik befand sich auf der positiven Seite der x-Achse.

2) Im folgenden werden fast ausschließlich Messungen der axialen Geschwindigkeitskomponente beschrieben. Wenn genaue Angaben fehlen, ist mit der Geschwindigkeit v immer diese Komponente gemeint.

Die Lage des Meßpunktes im Innern des Kanals läßt sich prinzipiell nach Gleichung 13 aus dem Abstand der Plankonvexlinse von der Plexiglas-Scheibe bestimmen. Hierfür muß aber die Schnittweise S der Linse für den betreffenden Strahlabstand bekannt sein.

Bei den vorliegenden Messungen wurde das Meßvolumen zunächst auf einen Bezugspunkt im Kanal eingestellt. Anschließend wurde die Verschiebung des Meßgerätes relativ zu dieser Einstellung gemessen. Die Lage des Meßvolumens kann bei diesem Verfahren nach Gleichung 14 unabhängig von S bestimmt werden. Die Verschiebung des Meßgerätes in x -Richtung wurde auf einer mm-Skale ohne Nonius abgelesen, deren Nullpunkt verstellbar war. Während der Messung wurden in dieser Richtung nur Verschiebungen um Vielfache von 1 mm vorgenommen. Dadurch treten x -Werte häufig als Vielfache von 1.33 mm auf. Trotz des fehlenden Nonius konnte auf diese Weise eine Einstell-Genauigkeit von $2/10$ mm erreicht werden. Die Verstellung in y -Richtung konnte mit einer Meßuhr auf $1/100$ mm genau bestimmt werden.

D 1 Messung der Anströmung

Bei den Messungen ohne Propeller wurde auf das freie Ende der Propeller-Welle eine rotationssymmetrische Plastikkappe geschraubt, die auch in Abb. 10 zu erkennen ist. Die Kappe hatte an einem Ende denselben Durchmesser wie das Mantelrohr der Welle, so daß eine Störung der Strömung durch rechtwinklige Kanten weitgehend vermieden wurde. Am anderen Ende hatte sie etwa die Form eines Stromlinienkörpers, wobei der Krümmungsradius der Spitze etwa 1 mm betrug. Die Spitze befand sich im Mittelpunkt des Kanalquerschnitts und wurde als Bezugspunkt für die Ortsmessung benutzt. Zu diesem Zweck wurde der Meßpunkt in der Ebene 2 (nach Abb. 9) auf die Spitze der Kappe eingestellt und diese Stellung als Nullpunkt des Koordinatensystems festgelegt. Anschließend wurde die Welle um 40 mm zurückgenommen. Die Bestimmung des Strahlwinkels erfolgte durch 16 Messungen des Strahlabstands in unterschiedlicher Entfernung vom

Meßpunkt nach dem in Abschnitt B 3 beschriebenen Verfahren. Es ergab sich ein Winkel von 9.98° mit einem Fehler von 0.5 % und damit ein Streifenabstand von $3.64 \mu\text{m}$. Der Druckabfall vor der Meßstrecke wurde durch Regulieren des Kanaltriebs auf 59.4 Torr eingestellt, was einer Geschwindigkeit $v_0 = 4.0 \text{ m/s}$ entspricht (Gl. 17). Damit lag die zu erwartende Frequenz des Doppler-Signals bei 1099 kHz. Störungen der Messung verursachte der etwa 10 km entfernte Mittelwellensender des NDR, der mit einer Leistung von 300 kW ein 971 kHz-Signal ausstrahlt. Durch die Antennenwirkung der Photodiode und der nachfolgenden Schaltung war die Amplitude dieses Signals am Eingang des Frequenz-Analysators etwa 5mal so hoch wie die des Doppler-Signals. Durch verstärkte Abschirmung der Diode sowie Verkürzung der Zuleitungen konnte das Rundfunk-Signal auf die Höhe des Doppler-Signals abgeschwächt werden. Wegen seiner geringen Halbwertsbreite von 6 kHz war es nunmehr als zusätzliche Eichmarkierung für das Frequenzspektrum zu verwenden. Bei der Signalverarbeitung wurde der Meßbereich 0 - 2 MHz des Frequenz-Analysators verwendet. Die interne Filterbandbreite betrug 3 kHz. Eichmarkierungen für das Spektrum wurden mit einer rechteckförmigen Wechselspannung der Frequenz $f_e = 400 \text{ kHz}$ erzeugt. Während der Messung konnte f_e bis auf 0.02 % konstant gehalten werden. Das Frequenzspektrum einer rechteckförmigen periodischen Funktion enthält neben der Frequenz der Grundschwingung auch deren ungeradzahlige Vielfache. Die dadurch entstehenden Markierungen mit den Frequenzen 1.2 MHz und 2.0 MHz waren auf dem Spektrum noch gut zu erkennen. Die Halbwertsbreite der Eichmarken betrug 4 - 6 kHz gegenüber einer Breite des Doppler-Signals von 60 - 70 kHz.

Für jeden Meßpunkt wurde das Frequenz-Spektrum mit einem x-y-Schreiber aufgezeichnet und war damit einer späteren genauen Auswertung zugänglich. Mit Rücksicht auf die Trägheit des Schreibers wurde die kleinste mögliche Durchlaufgeschwindigkeit des Analysators gewählt. Dadurch dauerte jeder Durchlauf 100 Sekunden. Wie nach den Ergebnissen der Vorversuche erwartet, mußte die Lage der Feldblende nach jeder Verschiebung des Meßpunktes korrigiert werden. Zunächst wurde die Geschwindigkeit

der Anströmung (ohne Nachstromsieb) an 35 Punkten mit Abständen von 40 mm gemessen. Dabei lagen die x-Werte zwischen -80 mm und 160 mm und die y-Werte zwischen -80 mm und 80 mm (Abb. 6). In der Umgebung der Propeller-Welle wurde zusätzlich an 34 Punkten mit Abständen von 6.7 mm in x-Richtung und 10 mm in y-Richtung gemessen. Während der Messung schwankte die Höhe der Quecksilbersäule zur Messung von Δp mit einer Amplitude von 1 mm um den eingestellten Mittelwert.

Durch die beschriebene Aufhängung des Meßgerätes übertrugen sich Schwingungen beim Betrieb des Kanals auf die gesamte Anordnung. Offenbar durch Resonanzeffekte waren jedoch die Vibrationen des Meßgerätes deutlich stärker als die des Kanals selbst. Hierdurch wurde das Ziel, der Messung ein fest mit dem Kanal verbundenes Koordinatensystem zugrunde zu legen, nur im zeitlichen Mittel erreicht. Schwingungen des Meßgerätes können das Frequenzspektrum des Signals verbreitern. Wenn die Periode der Schwingung klein gegen die Zeit einer einzelnen Messung ist, haben sie jedoch keinen Einfluß auf den Mittelwert der Frequenz.

Wegen des großen Gewichts der Anordnung änderte sich die Anzeige der y-Koordinate auch bei festgehaltener Höhenverstellung, wenn das Gerät in x-Richtung verschoben wurde. Die Änderung betrug maximal 0.2 mm, war jedoch zusätzlich von der eingestellten Höhe abhängig. Dieser Effekt wird daher etwas pauschal berücksichtigt, indem für die Messung der Höhenverstellung ein Fehler von 2/10 mm angenommen wird.

Durch die Vibrationen des Gerätes war während der Messung mehrfach eine Nachjustierung des Spiegels im Strahlteiler erforderlich. Eine hierdurch verursachte Änderung des Strahlwinkels sowie der Lage des Schnittpunktes konnte nicht ausgeschlossen werden. Eine Kontrolle im Anschluß an die Messung ergab, daß die Lage des Nullpunktes unverändert war. Die erneute Messung des Strahlwinkels ergab $\alpha = 10.02^\circ$, was innerhalb der Fehlergrenze mit dem vorher gemessenen Wert übereinstimmt. Für die Auswertung wurde der Mittelwert 10.0° verwendet.

Durch Vergleich der Lage der Eichmarken zeigte sich bei der Auswertung der Spektren, daß die Abweichungen des x-y-Schreibers von der Proportionalität zwischen x-Ablenkung und Frequenz im benutzten Bereich kleiner als 0.3 % waren. Wegen der Symmetrie und der geringen Breite der Spektren konnte die mittlere Frequenz bis auf einen Fehler von 0.5 % bestimmt werden. Für die Messung der Geschwindigkeit beträgt daher der maximale Gesamtfehler bei diesem Verfahren 1 %.

Größere Abweichungen der gemessenen Geschwindigkeit von dem eingestellten Wert 4.0 m/s ergaben sich nur im Bereich hinter der Propellerwelle. Dort verringerte sich die Geschwindigkeit bis auf 2.06 m/s unmittelbar hinter der Welle ($x = y = 0$). Die Abnahme der Geschwindigkeit war außerhalb eines Kreises mit dem Radius 23 mm um den Mittelpunkt des Koordinatensystems kleiner als 5 %. An den Meßpunkten mit mehr als 40 mm Abstand vom Mittelpunkt lagen die gemessenen Geschwindigkeiten zwischen 3.93 und 4.06 m/s. Die Abweichung des aus dem Druckabfall Δp berechneten Wertes von den Meßwerten lag damit in diesem Bereich unter 2 %.

D 2 Messungen im Nachstrom

Die Geschwindigkeitsverteilung im Nachstrom konnte in 3 Ebenen gemessen werden, die in unterschiedlichem Abstand l vom Nachstromsieb lagen und folgendermaßen bezeichnet werden (s. auch Abb. 9):

Ebene 1	$l = 487$ mm
Ebene 2	$l = 350$ mm
Ebene 3	$l = 213$ mm

Das verwendete Nachstromsieb zeigt Abbildung 13. Die Geschwindigkeitsverteilung hinter dem Sieb wurde in allen 3 Ebenen bei 2 verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten - $v_0 = 3$ m/s und $v_0 = 4$ m/s - gemessen. Hierfür wurde ein Raster von Meßpunkten gewählt, in dem die Abstände zwischen je 2 Punkten in x-Richtung 13.3 mm und in y-Richtung 15.0 mm betragen. In den Ebenen

1 und 2 wurde die Axialgeschwindigkeit an je 209 Punkten gemessen, und zwar für 11 y-Werte von -75.0 mm bis 75.0 mm und 19 x-Werte von -106.5 mm bis 133.2 mm. Die Propellerwelle konnte in axialer Richtung nicht beliebig weit verstellt werden. In der Ebene 3 konnten daher wegen der Sichtbehinderung keine y-Werte zwischen -18 mm und 18 mm eingestellt werden. Deshalb wurde das Raster in dieser Ebene etwas geändert: Die Messungen für $y = 0$ und $y = \pm 15$ mm wurden ersetzt durch Messungen mit $y = \pm 20$ mm. Die Festlegung des Nullpunktes im Koordinatensystem der Ebenen 1 und 2 erfolgte wie in Abschnitt D 1. beschrieben. In der Ebene 3 wurde das Meßvolumen zunächst so eingestellt, daß der Schnittpunkt der Laserstrahlen das Mantelrohr der Propeller-Welle am unteren Rand berührte. Anschließend wurde das Meßgerät um den Radius des Mantelrohres angehoben und diese Stellung als Nullpunkt festgehalten. Der bei dieser Einstellung mögliche Fehler ist von der Größenordnung des Strahldurchmessers im Brennpunkt, im vorliegenden Fall also etwa 1/10 mm.

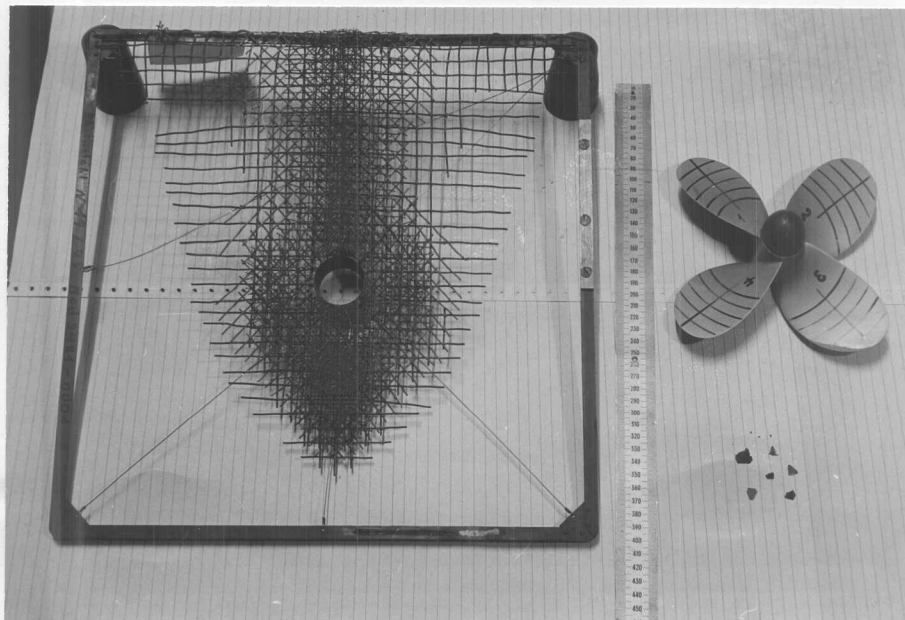


Abb. 13

Für die Signalverarbeitung wurde der Frequenz-Analysator verwendet, obwohl die Signalqualität auch für den Einsatz des Frequenz-Folgers ausreichend war. Wegen der unter D 1 beschriebenen Intensitätsverhältnisse konnten jedoch hiermit keine Frequenzen in der Nähe von 971 kHz gemessen werden. Der Frequenz-Folger zeigte bevorzugt die Frequenz des Rundfunksignals an, das im Gegensatz zum Doppler-Signal kontinuierlich vorliegt.

Wegen der großen Zahl der Meßpunkte wurde bei den Messungen im Nachstrom auf die zeitraubende Aufzeichnung der einzelnen Spektren verzichtet. Statt dessen wurde mit einem Sinus-Generator auf dem Display des Analysators eine Eichmarke erzeugt, die mit dem Maximum des Signalspektrums zur Deckung gebracht wurde. Die Frequenz des Sinus-Generators konnte stufenlos eingestellt werden und wurde mit einem Zähler gemessen. Die Halbwertsbreite der Eichmarke war mit 6 kHz klein gegenüber der Breite der Spektren, die zwischen 80 und 400 kHz lag. Während der Messungen schwankte der Druckabfall Δp vor der Meßstrecke um maximal 4 %, was einer Schwankung der Anströmgeschwindigkeit um 2 % entspricht. Der Mittelwert von Δp mußte häufig nachreguliert werden. Um den Einfluß der Schwankungen gering zu halten, wurden auf dem Display des Analysators für jeden Meßpunkt mehrere Durchläufe durch das Spektrum übereinander geschrieben. Dies wurde solange wiederholt, bis die Form des Spektrums eine Bestimmung des Mittelwertes ermöglichte. Hierfür waren - abhängig von der relativen Breite des Spektrums - 5 bis 20 Durchläufe erforderlich. Die Zeit für einen einzelnen Durchlauf wurde zwischen 2 s und 10 s gewählt. Die Genauigkeit dieses Verfahrens zur Frequenzbestimmung läßt sich schwer abschätzen. Der Fehler wurde daher aus der maximalen Streuung der Meßwerte bei 5facher Wiederholung der Messung bestimmt. Er betrug bei schmalen Spektren mit ungefähr 10 % Halbwertsbreite etwa 1 %, erhöhte sich aber bei extrem breiten Spektren von 90 % Halbwertsbreite auf bis zu 3 %. Spektren mit dieser Breite waren jedoch selten und traten nur bei relativ kleinen mittleren Frequenzen auf. Im Protokoll der Messung wurde daher bei jedem Meßwert auch die Breite des Spektrums vermerkt.

Während der Messungen wurde der Strahlwinkel mehrfach kontrolliert. Wie bereits bei der Messung der Anströmung ergaben sich dabei Werte zwischen 9.98° und 10.02° . Aus den gemessenen Frequenzen, die zwischen 70 kHz und 1.45 MHz lagen, ergaben sich daher Geschwindigkeiten von 0.25 m/s bis 5.26 m/s. Bei Frequenzen oberhalb 1 MHz war die relative Breite der Spektren kleiner als 15 %. Nach den Überlegungen in Abschnitt B 3 ist daher kein Einfluß der oberen Grenzfrequenz des Detektors auf die Meßgenauigkeit zu befürchten. Eine Abnahme der Signalamplitude bei hohen Frequenzen konnte nicht beobachtet werden.

Für die Darstellung von Geschwindigkeitsfeldern im Nachstrom werden üblicherweise Polarkoordinaten verwendet. Dabei ist der Ursprung des Koordinatensystems wie in Abb. 6 die Projektion des Mittelpunktes der Propeller-Welle auf die Meßebe. Die Geschwindigkeit v wird auf die Anströmung v_0 bezogen und v/v_0 für konstanten Radius r über dem Winkel φ aufgetragen. An der Unterseite des Schiffes wird $\varphi = 0$ gesetzt. Da auf einem vorgegebenen Radius in dem verwendeten Raster nur wenige oder überhaupt keine Meßpunkte lagen, mußte für diese Form der Darstellung interpoliert werden. Zu diesem Zweck wurde ein Programm geschrieben, welches für 4 vorgegebene äquidistante Radien r_i zunächst die Punkte aufsucht, an denen der Kreis mit dem Radius r_i die Verbindungslinie zweier benachbarter Meßpunkte schneidet. Die Winkelkoordinaten der Schnittpunkte wurden bestimmt und der Wert von v/v_0 durch lineare Interpolation zwischen den Meßpunkten berechnet. Anschließend wurden die so erhaltenen Werte $v/v_0(\varphi)$ nach der Größe von φ geordnet und aufgezeichnet. Abb. 16 a-f zeigt diese Darstellung der Geschwindigkeit im Nachstrom für die 3 Meßebenen bei 2 Geschwindigkeiten. Die zu den einzelnen Kurven gehörenden Radien sind in mm angegeben. Die Punkte mit $0 < \varphi < 180^\circ$ liegen auf der Backbordseite ($x > 0$), die Punkte mit $180^\circ < \varphi < 360^\circ$ auf der Steuerbordseite. Durch die Grenzen der Meßebenen liegen bei großen Radien keine Werte für v/v_0 vor, wenn φ in der Nähe von 0° oder 180° liegt. Durch Drehung des Siebes um 90° konnte auch in diesen Bereichen das Geschwindigkeitsfeld gemessen werden.

Hinter dem gedrehten Sieb wurde nur eine Messung bei $v_0 = 4$ m/s in der Ebene 2 durchgeführt. Abbildung 16 h zeigt das Ergebnis im Vergleich mit der entsprechenden Messung hinter dem normal angebrachten Sieb (Abbildung 16 g). Aus technischen Gründen liegt in Abb. 16 h die Unterseite des Schiffes bei $\varphi = 270^\circ$, an der Steuerbordseite ist $90^\circ < \varphi < 270^\circ$.

Das Auftreten von Geschwindigkeiten, die über der Anströmung v_0 liegen, ist auf den Einfluß des endlichen Kanalquerschnitts zurückzuführen. Lokal begrenzte Veränderungen des Geschwindigkeitsfeldes können durch Lacksplitter verursacht werden, die sich während der Messungen im Sieb verfingen. Bei der Drehung um 90° wurde das Sieb gereinigt. In Abb. 13 sind neben dem Sieb rechts unten die dabei entfernten Splitter zu sehen. Mit abnehmender Entfernung vom Sieb ist in den Abb. 16 a-f eine stärkere Ausprägung der Extremwerte im Geschwindigkeitsfeld zu beobachten. Dies wird noch deutlicher bei der Darstellung des Feldes mit Hilfe von Linien gleicher Geschwindigkeit. Hierfür wurde die Subroutine FISLIN verwendet, die seit Oktober 1975 in der Bibliothek des Rechenzentrums der Universität Hamburg zur Verfügung steht. Die Abbildungen 17 a-c zeigen den bei der Messung erfaßten Teil des Geschwindigkeitsfeldes in allen 3 Ebenen in Originalgröße. Die Geschwindigkeit v ist auf die Anströmung $v_0 = 3$ m/s bezogen. Abb. 17 d zeigt das Feld hinter dem um 90° gedrehten Sieb bei $v_0 = 4$ m/s. Es wurden Linien für maximal 25 Werte von v/v_0 gezeichnet, deren Abstand 5 % der Anströmung betrug. Außerdem ist das beschriebene rechtwinklige Koordinatensystem eingezeichnet, ebenso der Außenradius und der Nabenradius des Propellers, der bei den späteren Messungen verwendet wurde. In Abb. 17 c (Ebene 3) ist das Geschwindigkeitsfeld für $|y| < 30$ mm nicht korrekt wiedergegeben. Da keine Messungen für $|y| < 18$ mm möglich waren, wurden für die im Programm benötigten Punkte mit $y = \pm 15$ mm die Werte eingesetzt, die bei $y = \pm 20$ mm gemessen worden waren. Die Werte für Punkte mit $y = 0$ wurden durch Interpolation zwischen den benachbarten Punkten bestimmt. Bei den Abbildungen 17 a und b ist in diesem Bereich die Komponente des Geschwindigkeitsgradienten in y-Richtung klein. Daher ist in Abb. 17 c keine wesentliche

Verzerrung zu erwarten. In Abb. 17 b endet die Isotache für $v/v_0 = 1.25$ außerhalb des Propellerkreises im 1. Quadranten des Koordinatensystems. Offenbar fehlt hier die sinnvolle Verbindung zu der benachbarten in sich geschlossenen Isotache für den gleichen Wert. Die Ursache dieses Fehlers konnte wegen der Schließung des Rechenzentrums im Februar nicht mehr geklärt werden.

Den Versuch einer perspektivischen Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes zeigt Abb. 18. Hier wird v/v_0 in Abhängigkeit von x mit y als Parameter aufgetragen. Dabei werden die einzelnen Meßwerte geradlinig verbunden. Die Profile für die 11 verschiedenen y -Werte werden gegeneinander um einen konstanten Betrag schräg versetzt mit verdeckten Linien gezeichnet (IBM-Routine HIDE).

D 3. Messungen im Propellerstrahl

Nach Abschluß der Messungen im Nachstrom stand als Detektor ein Photomultiplier zur Verfügung (in Abschnitt G beschrieben). Hierdurch konnte eine erhebliche Vergrößerung der Signal-Amplitude erreicht werden, so daß die Verwendung des Frequenz-Folgers für die Signalverarbeitung ohne Störung durch Rundfunk-signale ermöglicht wurde. Der wesentliche Vorteil dieser Erweiterung bestand darin, daß nunmehr auch der zeitliche Verlauf von Geschwindigkeiten gemessen werden konnte.

Für alle Messungen am Propeller¹⁾ wurde die Ebene 2 (Abb. 9) gewählt. Die Lage der Propellerebene relativ zur Meße-bene wurde durch axiale Verschiebung der Propeller-Welle eingestellt, und es waren Messungen an der Saugseite sowie an der Druckseite möglich. Zur Festlegung des Abstandes wurde das Meßvolumen zunächst auf die Nahtstelle zwischen dem Propeller und der Nabe eingestellt. Der Abstand der Grenzfläche von der erzeugenden

1) Den bei den Messungen verwendeten Propeller zeigt
Abb. 13

Ebene war aus dem Formplan (Abb. 19) bekannt. Daher konnte ein beliebiger Abstand zwischen der Meßebe und der Propeller-ebene eingestellt werden. Da die axiale Stellung der Welle auf einer Skala ohne Nonius abgelesen wurde, ist hierbei mit einem Fehler von etwa $3/10$ mm zu rechnen.

Zunächst wurde die Axialkomponente v_a der Geschwindigkeit im Propellerstrahl im Abstand 61.9 mm hinter der erzeugenden Ebene gemessen. Damit war der Abstand gleich dem 0.3fachen des Propellerdurchmessers $D = 206.3$ mm. Im folgenden wird der Abstand immer in Vielfachen von D angegeben. Die Drehzahl des Propellers betrug $n = 25 \text{ s}^{-1}$. Es wurden 3 Messungen mit unterschiedlichem Schub T durchgeführt, und zwar für $T = 30 \text{ kp}$, $T = 23.66 \text{ kp}$ und $T = 16.75 \text{ kp}$. Bereits bei einem Schub von 23.66 kp trat hinter der Nabe Kavitation im Bereich des Nabenwirbels auf. Bei Einstellungen des Meßpunktes mit $y = 0$ (Abb. 6) wurde die Ausbreitung der Laserstrahlen hierdurch so gestört, daß keine Messungen möglich waren. Daher wurde bei allen 3 Messungen $y = -4 \text{ mm}$ gewählt und längs einer Linie unterhalb des Nabenwirbels das Profil der Geschwindigkeit in Abhängigkeit von x gemessen. Der Abstand der Meßpunkte betrug dabei normalerweise 13.3 mm . In einzelnen Fällen wurden jedoch Zwischenwerte eingestellt, wenn sich die Geschwindigkeit zwischen 2 Meßpunkten stark änderte. Dies war in dem Bereich hinter dem Außenradius der Propellerflügel bei allen 3 Belastungen der Fall. Gemessen wurde für Werte von $x = -106.5 \text{ mm}$ bis $x = 133.3 \text{ mm}$. Die mittlere Frequenz des Doppler-Signals wurde auf dem Zeigerinstrument des Frequenz-Folgers abgelesen. Die vorkommenden Frequenzen lagen zwischen 460 und 1450 kHz . Mit einem Strahlwinkel von 9.98° ergeben sich daraus Geschwindigkeiten zwischen 1.67 m/s und 5.27 m/s . Abbildung 14 zeigt den Propeller während der Messung bei stroboskopischer Beleuchtung.

Die Messung des Druckabfalls vor der Meßstrecke ergab für die Anströmgeschwindigkeit v_0 bei gleicher Drehzahl und Belastung um bis zu 3% voneinander abweichende Werte. Daher wurde die Messung mehrfach durchgeführt und bei der Auswertung der Mittelwert verwendet. Der Fehler für die Bestimmung von v_0 wird auf 1.5% abgeschätzt.

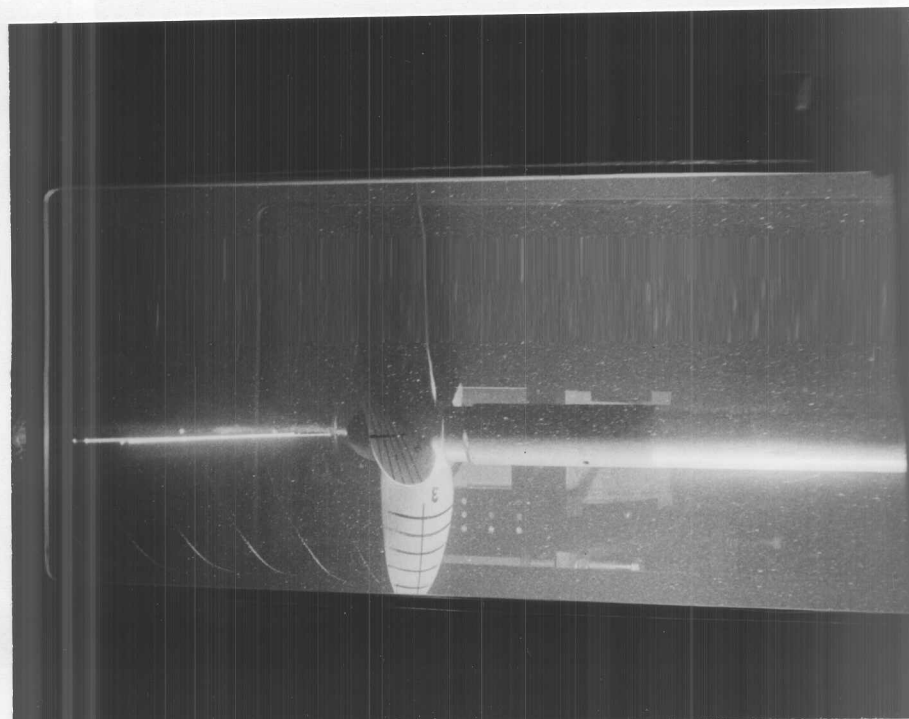


Abb. 14 Der stroboskopisch beleuchtete Propeller bei der Messung $0,3 D$ hinter der Prop.-Ebene

Die folgende Tabelle gibt für die 3 Belastungen den Mittelwert von v_0 sowie den berechneten Schubbeiwert $k_T = T / (\rho n^2 D^4)$ an:

T/kp	$v_0 / (m/s)$	k_T
30.0	2.24	0.26
23.66	3.18	0.205
16.75	3.81	0.145

Während der Messungen konnten der Schub bis auf 1 % und die Drehzahl bis auf 0.4 % konstant gehalten werden. Für die Messung der Frequenz lag im benutzten Meßbereich der Fehler bei 2 %. Bezieht man die Geschwindigkeit v_a auf die Anströmung v_0 , so erhält man unter Berücksichtigung des Fehlers bei der Messung des Strahlwinkels für den Quotienten v_a/v_0 einen maximalen Gesamtfehler von 4 %.

Zum Vergleich mit den Messungen wurden Ergebnisse der Traglinientheorie herangezogen. Nach H. Lerbs (L1) ist die induzierte Axialgeschwindigkeit w_a in der Propeller-Ebene eines mäßig belasteten Optimalpropellers:

$$\frac{w_a}{v_0} = \frac{1 - \eta_i}{\eta_i} \cdot \frac{\alpha (r/R)^2}{(r/R)^2 + \lambda_i^2} \quad (18)$$

Dabei ist η_i der induzierte Wirkungsgrad, R der Außenradius des Propellers und r der Radius des Aufpunktes in der Propeller-Ebene. α ist der Goldsteinsche Mittelwertfaktor, der von der Flügelzahl und dem Radius r sowie von der Belastung des Propellers abhängt. λ_i ergibt sich aus dem Fortschrittsgrad $J = v_0 / (n D)$ mit $\lambda_i = \frac{J}{\pi \eta_i}$. Der Nabenradius des Propellers wird gleich 0 angenommen, außerdem wird der Einfluß der Reibung vernachlässigt. Die Voraussetzung einer mäßigen Belastung besteht darin, daß Quadrate und höhere Potenzen der induzierten Geschwindigkeit gegen die entsprechenden Potenzen der Anströmgeschwindigkeit vernachlässigbar klein sind. Bei einem Optimalpropeller ist die Steigung über den Radius konstant, was für den verwendeten Propeller näherungsweise richtig ist (Abb. 19). Nach der Strahltheorie erhöhen sich die induzierten Geschwindigkeiten im Propellerstrahl auf das Doppelte ihres Wertes in der erzeugenden Ebene. Die dadurch entstehende Kontraktion des Strahlquerschnitts ergibt sich aus dem Verhältnis der Gesamtgeschwindigkeiten. In großer Entfernung vom Propeller gilt daher für die Gesamtgeschwindigkeit $v_a = v_0 + w_a$

$$\frac{v_a}{v_0} = 1 + \frac{2 \alpha (1 - \eta_i) (r/R_s)^2}{\eta_i [(r/R_s)^2 + \lambda_i^2]} \quad (19)$$

Dabei sind R_s der Strahlradius und r der Radius des Meßpunktes. Für die Berechnung von v_a/v_0 wurden für η_i die von der HSVA angegebenen Werte eingesetzt. Diese sind aus den Ergebnissen des Freifahrtversuchs nach der Methode des äquivalenten Profils am Radius $0.7 R$ berechnet worden. Das Freifahrt-Diagramm zeigt Abbildung 20.

In Abbildung 21 sind die gemessenen Werte von v_a/v_0 für die 3 Belastungen über dem Radius aufgetragen. Dabei sind die Messungen auf der Backbordseite (Abb. 21a) von denen auf der Steuerbordseite (Abb. 21b) getrennt. Die durchgezogenen Linien

sind das Ergebnis der Rechnung nach Gleichung 19. Erwartungsgemäß ist in der Nähe der Nabe keine Übereinstimmung festzustellen, in den anderen Bereichen treten Abweichungen bis zu 15 % auf, die jedoch in der Nähe des Außenradius kleiner werden. Die Übereinstimmung der Meßwerte auf beiden Abbildungen zeigt die Symmetrie der Strömung und ist eine Bestätigung für die korrekte Einstellung des Nullpunktes bei der Messung. Die Verringerung der Geschwindigkeiten außerhalb des Propellerstrahls auf Werte, die unter der Anströmgeschwindigkeit liegen, ist offenbar ein Einfluß des endlichen Kanalquerschnitts. Dies kommt auch darin zum Ausdruck, daß dieser Effekt um so stärker ist, je größer die Geschwindigkeitserhöhung im Strahl ist.

Die Messung wurde im Abstand $0.6 D$ hinter der Propellerebene wiederholt. Wegen der bereits gezeigten Symmetrie des Geschwindigkeitsfeldes wurde dabei nur in einer Halbebene ($x < 0$, Steuerbordseite) gemessen, und zwar für $y = -9$ mm mit gleichem Abstand der Meßpunkte wie in der vorangegangenen Messung. Die Drehzahl des Propellers sowie die Belastungen wurden ebenfalls übernommen. In der folgenden Tabelle sind die gemessenen Mittelwerte der Anströmgeschwindigkeit v_0 angegeben:

T/kp	$v_0/(m/s)$	k_T
30.0	2.20	0.26
23.66	2.89	0.205
16.75	3.83	0.145

Für die Signalverarbeitung wurden 2 verschiedene Frequenz-Folger eingesetzt. Abbildung 22a zeigt das Ergebnis der Messung mit dem bereits beschriebenen Gerät der Firma DISA, Abbildung 22 b zum Vergleich die Messung mit einem Frequenz-Folger von BBC-Goerz, dessen Genauigkeit mit 1 % angegeben wird. ¹⁾

Die theoretisch berechneten Kurven wurden von Abb. 21 übernommen. Die hier im Abstand $0.6 D$ hinter der Propellerebene deutlich verbesserte Übereinstimmung mit der Theorie läßt den

1) Siehe Geräteliste (Abschn. G). Das Goerz-Gerät stand nur bei dieser Messung zu Testzwecken zur Verfügung.

Schluß zu, daß der Propellerstrahl im Abstand $0.3 D$ noch nicht voll ausgebildet ist. Auffällig ist in Abb. 22 b die Lage des Meßwertes für $k_T = 0.205$ bei $r = 4.1$ cm. Dieser Verlauf der Geschwindigkeit ist im Vergleich mit den anderen Messungen sowie mit der Theorie ungewöhnlich. Als Ursache hierfür ist ein Fehler beim Ablesen der mittleren Frequenz (1235 kHz statt 1335 kHz) nicht auszuschließen. Diese Annahme würde zu einer Erhöhung des Wertes von v_a/v_o um 8 % führen. Hierdurch würde innerhalb der Fehlergrenzen die Übereinstimmung mit der Messung des anderen Frequenz-Folgers wiederhergestellt, die an allen anderen Punkten festgestellt werden konnte.

Die in Abb. 22 dargestellten Meßwerte konnten mit Ergebnissen des in einer Veröffentlichung von O. Grim (G1) beschriebenen Programms verglichen werden, die vom Verfasser freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurden. Das Programm berechnet unter anderem die induzierten Geschwindigkeiten im Propellerstrahl, ebenfalls auf der Grundlage der Traglinientheorie. Dabei wird der Einfluß der Zähigkeit sowie die Geometrie des Propellers berücksichtigt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 23. Der Vergleich der theoretischen Werte mit der Theorie für den mäßig belasteten Propeller (Abb. 22) zeigt, daß diese Voraussetzung für die Berechnung der induzierten Geschwindigkeiten nach Gleichung 19 auch bei $k_T = 0.26$ noch erfüllt war.

Die Messung der Tangentialkomponente der Geschwindigkeit wurde in der Ebene $0.3 D$ hinter dem Propeller bei 2 Belastungen ($k_T = 0.205$ und $k_T = 0.145$) durchgeführt. Hierfür wurde die Meßrichtung um 90° gedreht und für $y = 0$ die vertikale Komponente der Geschwindigkeit in Abhängigkeit von x gemessen (s. Abb. 6). Die Messung einer relativ kleinen Komponente der Gesamtgeschwindigkeit, wie die tangentielle Komponente sie gegenüber der axialen darstellt, kann bei LDA-Messungen Schwierigkeiten bereiten. Verläuft die Richtung der Geschwindigkeit fast parallel zu den Interferenzstreifen im Meßvolumen, so kann der Fall eintreten, daß von den streuenden Teilchen nur wenige Intensitätsmaxima durchlaufen werden, wodurch die Signalqualität herabgesetzt wird. Um diesen Effekt gering zu halten, wurde die 2fache Strahlaufweitung entfernt und dadurch der Durchmesser

des Meßvolumens auf 0.24 mm erhöht (Gleichung 4), so daß sich die Zahl der durchlaufenen Maxima bei vorgegebener Richtung der Geschwindigkeit verdoppelte. Andererseits wurde durch diese Maßnahme auch die Länge des Meßvolumens auf 3.7 mm erhöht und damit das räumliche Auflösungsvermögen verringert. Der Strahlwinkel betrug bei der Messung der Tangentialkomponente 9.90° . Für die Signalverarbeitung wurde der Frequenz-Folger verwendet. Bei der Messung stellte sich heraus, daß die Tangentialkomponente im Gegensatz zur axialen Komponente meßbare Abweichungen von der Symmetrie bezüglich der Propellerachse hatte. Bei beiden Belastungen lagen die Geschwindigkeiten auf der Backbordseite deutlich über denen auf der Steuerbordseite. Die Abweichungen lagen etwa bei 5 % der Anströmgeschwindigkeit. Vermutlich entstehen diese Abweichungen durch einen geringen Drall in der Anströmung, der durch den Antrieb des Kanals verursacht wird. Die Rechnung mit dem Programm von O. Grim ergab für die Tangentialgeschwindigkeit Werte, die zwischen den Meßwerten lagen (Abb. 24). Größere Abweichungen ergaben sich nur im Bereich hinter der Propellernabe.

Der Analog-Ausgang des Frequenz-Folgers liefert eine zur momentanen Geschwindigkeit proportionale Spannung, deren zeitlicher Verlauf auf einem Oszillographen verfolgt werden konnte. Der Propeller wurde stroboskopisch beleuchtet und der Oszillograph mit dem Impuls von der Propellerwelle getriggert, der gleichzeitig die Stroboskoplampen steuert. Dadurch entstand auf dem Schirm ein stationäres Bild vom Verlauf der Geschwindigkeit. Es zeigte sich näherungsweise eine Periodizität der Geschwindigkeit mit der 4fachen Umdrehungsfrequenz des Propellers, d.h. mit der Frequenz der Flügeldurchläufe vor dem Meßvolumen. Die Unterschiede des Geschwindigkeitsverlaufs hinter den einzelnen Flügeln waren gering. Abbildung 15 zeigt ein Foto, das während der Messung 0.6 D hinter der Propeller-Ebene aufgenommen wurde. Auf dem Schirm des Oszillographen (rechts unten) ist der Verlauf der Ausgangsspannung des Frequenz-Folgers in Bildmitte während einer halben Umdrehung des Propellers zu erkennen. Durch Verwendung eines Speicheroszillographen konnten dabei mehrere Durchläufe übereinander geschrieben werden. Die endliche Breite

der Linie auf dem Schirm entsteht durch den Einfluß von Geschwindigkeitsschwankungen, deren Frequenz groß gegen die Drehzahl des Propellers ist. Die Amplitude der Geschwindigkeitsschwankungen, die durch die Bewegung der Propellerflügel entstehen, wurde gemessen. Für den Bereich hinter dem Propeller wurden diese Messungen bisher noch nicht ausgewertet.

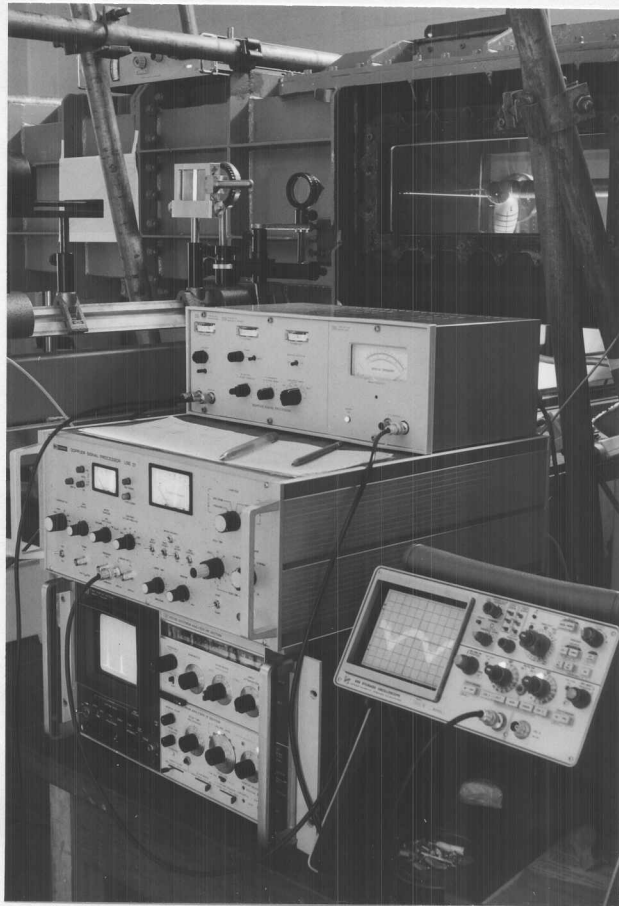


Abb. 15 Messung $0,6D$ hinter der Prop.-Ebene
(Beobachtungsseite)

D 4 Messungen an der Saugseite des Propellers

Zur Messung des zeitlichen Verlaufs der Geschwindigkeit vor der Propellerebene wurde wie in Abschnitt D 3 der Frequenzfolger für die Signalverarbeitung verwendet. Die Spannung des Analogausgangs wurde ebenfalls mit einem Speicheroszillographen

gemessen. Durch Triggerung mit dem Impuls der Stroboskoplampen konnte die Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Lage der Propellerflügel bestimmt werden, da die Stellung des Propellers zum Zeitpunkt der Beleuchtung und damit zu Beginn des Durchlaufs des Oszillographen bekannt war. Im Gegensatz zu den Messungen im Propellerstrahl konnten an der Saugseite keine Unterschiede im Verlauf der Geschwindigkeit beim Durchlauf der verschiedenen Flügel des Propellers beobachtet werden. Die Amplitude der Geschwindigkeitsschwankungen lag in der Ebene $0.15 D$ vor dem Propeller maximal bei 10% der Gesamtgeschwindigkeit. Um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen, wurde die Vertikalablenkung des Oszillographen so eingestellt, daß der Abstand zwischen Maximum und Minimum $3 - 5$ cm betrug, das ist etwa die halbe Höhe des Oszillographenschirms. Deshalb konnte der Mittelwert der Geschwindigkeit hiermit nicht bestimmt werden. Dieser wurde auf dem Zeigerinstrument des Frequenz-Folgers abgelesen.

Die Einstellung des Nullpunkts des Koordinatensystems (Abb. 6) sowie die Festlegung der Meßebeene erfolgten wie in Abschnitt D 3 beschrieben. Die Drehzahl des Propellers betrug ebenfalls 25 s^{-1} , jedoch wurde vor dem Propeller nur bei einer Belastung gemessen, und zwar mit einem Schub $T = 23.66 \text{ kp}$, d.h. $k_T = 0.205$. Die Messung der Anströmgeschwindigkeit ergab Werte zwischen 2.94 m/s und 3.04 m/s , der Strahlwinkel betrug 9.98° .

Zunächst wurde im Abstand $0.15 D$ vor der Propellerebene an 105 Punkten der Mittelwert der Geschwindigkeit und der zeitliche Verlauf der Schwankungen gemessen. Der Impulsgeber für die Stroboskoplampen wurde so eingestellt, daß der Propeller immer dann beleuchtet wurde, wenn der Flügel Nr. 1 senkrecht stand. Der kleinste Abstand eines Meßpunkts vom Mittelpunkt der Propellerwelle betrug 20 mm . Die zeitabhängige Messung wurde durch das Auftreten zusätzlicher niederfrequenter Schwankungen gestört, die vermutlich durch Unregelmäßigkeiten im Antrieb des Kanals entstanden. In der Ebene $0.15 D$ vor dem Propeller betrug die Amplitude dieser Schwankungen etwa 10% der Geschwindigkeitsänderungen, die durch den Einfluß der Propellerflügel entstanden. Da die Störungen unregelmäßig auftraten, wurden auf dem Speicher-oszillographen für jeden Meßpunkt etwa 100 Durchläufe überein-

andergeschrieben. Dadurch führt der niederfrequente Anteil der Geschwindigkeitsschwankungen zu einer Verbreiterung der Linie auf dem Schirm des Oszillographen. Der obere und untere Rand der Linie hatten jedoch gut erkennbare Grenzen, die auf transparentes Millimeterpapier übertragen wurden. Für die Auswertung wurde der Mittelwert beider Linien verwendet. Da die Geschwindigkeit periodisch mit der 4fachen Umdrehungsfrequenz des Propellers war, wurde an jedem Meßpunkt der Verlauf der Schwankungen des Analog-Ausgangs während etwa $1/2$ Umdrehung des Propellers gemessen. Dabei wurde die Ablenkempfindlichkeit des Oszillographen notiert, ebenso die mittlere Frequenz und die Koordinaten des Meßpunktes. Damit konnte der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Stellung des Propellers bestimmt werden.

Nach diesem Verfahren wurden auch die Geschwindigkeiten an je 18 Meßpunkten in den Ebenen $0.2 D$ und $0.3 D$ vor der Propeller-ebene gemessen. Hier waren die Schwankungen der Geschwindigkeit bereits erheblich kleiner. Dadurch verringerte sich die Ablesegenauigkeit auf dem Schirm des Oszillographen. Anschließend wurde das aus Abschnitt D 2 bekannte Nachstromsieb (Abb. 13) in die Meßstrecke eingesetzt und der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit $0.15 D$ vor der Propeller-Ebene gemessen. Dabei wurde wie bei der Messung mit gleichförmiger Anströmung die Drehzahl $n = 25 \text{ s}^{-1}$ und der Schub $T = 23.66 \text{ kp}$ eingestellt. Die Geschwindigkeit v_0 der Anströmung betrug bei dieser Messung 3.74 m/s . Gemessen wurde an 152 Punkten, die mit Meßpunkten des in Abschnitt D 2 beschriebenen Rasters identisch waren. Im Unterschied dazu wurde jedoch hier wegen der Störung durch die Propellerwelle auf die Messungen mit $y = 0$ und $y = \pm 15 \text{ mm}$ verzichtet. An denselben Punkten wurden später noch einmal die mittleren Geschwindigkeiten im Nachstrom gemessen, diesmal ohne Propeller und mit einer Anströmgeschwindigkeit $v_0 = 3.74 \text{ m/s}$.

Zur Darstellung einer periodisch veränderlichen Größe bietet sich die Fourier-Analyse an. Zur Berechnung der Fourier-Koeffizienten einer tabellierten Funktion $v(t)$ ist die IBM-Routine

FORIT geeignet. Dieses Programm benötigt den Wert der Funktion an einer ungeraden Zahl $2N+1$ von Punkten innerhalb der Periode 2π , die den Abstand $2\pi / (2N+1)$ voneinander haben. Die Rechnung ergibt die Fourier-Koeffizienten für maximal N Harmonische. Dabei wird ein von A. Ralston und H. Wilf (R1) beschriebenes Verfahren angewandt. Für die Beschreibung der Meßergebnisse wird $v(t)$ folgendermaßen dargestellt:

$$v(t) = C_0 + \sum_{k=1}^N (C_k \sin(kt + \varphi_k)) \quad (20)$$

Bei der Auswertung wurde die Periode von 10 ms, die 1/4 Propellerumdrehung entspricht, in 11 gleiche Abschnitte aufgeteilt. Damit wird $N = 5$. An den hierdurch festgelegten äquidistanten Zeitpunkten wurde die Höhe der vom Oszillographen übertragenen Kurve abgelesen. Dabei wurde der Nullpunkt für die Höhe zunächst willkürlich festgelegt. Der Nullpunkt der Zeitablenkung wurde so gewählt, daß für $t = 0$ die Mittellinie eines beliebigen Propellerflügels durch die Projektion des Meßpunktes auf die Propellerebene lief. Da die Koordinaten des Meßpunktes bekannt waren und der gemessene Verlauf der Schwankungen annähernd 2 Perioden umfaßte, war dies in jedem Fall möglich. Die Höhe des Momentanwertes wurde zunächst in die entsprechende Frequenz umgerechnet, aus der sich die Geschwindigkeit v_a^* berechnen läßt. Da mit dem Oszillographen der Mittelwert der Frequenz nicht gemessen werden konnte, ist v_a^* nur bis auf eine additive Konstante g^* gleich der Geschwindigkeit v_a . g^* hat jedoch für alle gemessenen Momentanwerte die gleiche Größe. Bei der Fourieranalyse ergeben sich daher für die Koeffizienten C_1 bis C_5 sowie φ_1 bis φ_5 die richtigen Werte. Das Ergebnis für den Mittelwert C_0 ist bedeutungslos und hängt von der Wahl des Nullpunkts bei der Bestimmung von v_a^* ab. Den Verlauf der Geschwindigkeit v_a erhält man durch Einsetzen des separat gemessenen Mittelwertes der Geschwindigkeit für C_0 in Gleichung 20. Abbildung 25 zeigt v_a/v_0 in Abhängigkeit von der Winkelstellung des Propellers für verschiedene Punkte 0.15 D vor der

Propellerebene des im Nachstrom rotierenden Propellers. Dabei ist $v_0 = 3.74$ m/s, die Lage des Meßpunkts ist in Polarkoordinaten angegeben. Die 11 Symbole in jeder Abbildung geben die vom Speicheroszillographen übernommenen und umgerechneten Werte an, die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Fourieranalyse aus diesen Werten bis zur 4. Harmonischen.

Die durch den Anstellwinkel der Propellerflügel induzierten Geschwindigkeiten werden theoretisch durch den Einfluß einer Wirbelbelegung beschrieben. In der Traglinientheorie wird für jeden Radius des Flügelprofils die Zirkulation $\Gamma(r)$ am 1/4-Punkt der Profiltiefe lokalisiert. $\Gamma(r)$ wird so berechnet, daß die Strömungsrandbedingung am 3/4-Punkt erfüllt ist. Für den verwendeten Propeller wurde die Zirkulationsverteilung über den Radius mit Hilfe eines Programms von B. Zimmermann berechnet (Z1).

Bei bekannter Zirkulation ergibt sich (I1) für die induzierte Axialgeschwindigkeit w_a eines gleichförmig angeströmten Propellers der Flügelzahl M

$$w_a = \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^M \int_{R_i}^{R_o} \frac{\Gamma(s) r \sin\left(\varphi - \varphi_0 - \frac{2\pi m}{M}\right) ds}{\sqrt{x^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos\left(\varphi - \varphi_0 - \frac{2\pi m}{M}\right)}}^3$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^M \int_{R_i}^{R_o} \int_0^\varphi \frac{d\Gamma(s)}{ds} \frac{\left[r \cos\left(\varphi - \varphi_0 - \frac{2\pi m}{M} - \psi\right) - s \right] s d\psi ds}{\sqrt{(x - \lambda_i \psi)^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos\left(\varphi - \varphi_0 - \frac{2\pi m}{M} - \psi\right)}}^3$$

(21)

Dabei sind R_o und R_i der Außen- und Nabenradius des Propellers, r und φ geben die Lage des Meßpunktes in Polarkoordinaten an, φ_0 die Stellung des 1. Propellerflügels, $\lambda_i = \frac{v_0}{\pi n D \eta_i}$

ist die hydrodynamische Steigung. Für den Abstand x der Meßebene von der Propellerebene ist zu beachten, daß die 1/4-Linie durch den Anstellwinkel des Flügelprofils einen geringeren Abstand von den Meßpunkten hatte als die Mittellinie. Daher mußte eine Korrektur eingeführt werden, so daß x für jeden Radius gleich dem negativen Abstand der Meßebene von der Linie der Wirbelbelegung war. Die Integrale in Gleichung 21 wurden numerisch nach der Trapezregel für 12 verschiedene Radien bei je 11 Winkelstellungen des Propellers berechnet. Dabei wurden die Winkel gewählt, für die auch bei der Auswertung der Messungen die Amplitude der Schwankungen bestimmt worden war. Für die berechneten Werte $v_a/v_0 = 1 + w_a/v_0$ wurde ebenfalls eine Fourieranalyse durchgeführt.

Der zusätzliche Einfluß der Dicke d der Propellerflügel wird durch eine Quellen-Senken-Verteilung q in der Propellerebene beschrieben (I2). Hierfür werden für Punkte auf dem Propellerblatt die Polarkoordinaten s und χ eingeführt. Dabei liegt s zwischen R_0 und R_1 , und für jeden Radius s liegt χ zwischen den Winkeln der vorderen und hinteren Berandung des Propellerblattes, $\chi_v(s)$ und $\chi_H(s)$.

Die Quellen-Senken-Verteilung q ist nach (I2)

$$q(s, \chi) = \frac{\sqrt{v_0^2 + \omega^2 s^2}}{\sqrt{s^2 + k_1^2}} \frac{\partial d(s, \chi)}{\partial \chi} \quad (22)$$

wobei k_1 die geometrische Steigung und ω die Winkelgeschwindigkeit ist. Für die Dicke $d(s, \chi)$ wurde die in (I2) angegebene Entwicklung nach dem 2. Glied abgebrochen:

$$d(s, \chi) = \frac{s \cdot \omega \cdot R_0}{\sqrt{v_0^2 + \omega^2 s^2}} \left[B_0 \left(\sin \tau + \frac{1}{2} \sin 2\tau \right) + B_1 \left(-\sin \tau + \frac{1}{2} \sin 2\tau \right) \right] \cdot \left(\chi_H(s) - \chi_v(s) \right) \left[\frac{2d_i}{d_i + d_a} - \frac{d_i - d_a}{d_i + d_a} (1 - \cos \sigma) \right] \quad (23)$$

Die Werte für B_0 , B_1 , d_i und d_a wurden aus dem Formplan bestimmt, σ und τ hängen dabei folgendermaßen mit S und χ zusammen:

$$S = \frac{1}{2} (R_0 + R_i) - \frac{1}{2} (R_0 - R_i) \cos \sigma \quad (24)$$

$$\chi = \frac{1}{2} (\chi_H + \chi_V) - \frac{1}{2} (\chi_H - \chi_V) \cos \tau \quad (25)$$

Damit ergibt sich für die von der Dicke induzierte Axialgeschwindigkeit w_a :

$$w_a = \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^M \int_{R_i}^{R_0} \int_{\chi_V(s)}^{\chi_H(s)} \frac{s \cdot q(s, \chi) \sqrt{1 + k_1^2/s^2} (x - k_1 \chi) d\chi ds}{\sqrt{(x - k_1 \chi)^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos(\varphi - \varphi_0 - \frac{2\pi m}{M} - \chi)}} \quad (26)$$

Die Berechnung des Integrals wurde ebenfalls numerisch durchgeführt. Dabei wurde die Integration über χ durch Substitution nach Gleichung 25 durch eine Integration über τ ersetzt. Dadurch entfallen die Singularitäten von $q(s, \chi)$ an den Grenzen des Integrals. Für die Berechnung von $\chi_V(s)$ und $\chi_H(s)$ durch quadratische Interpolation zwischen einigen aus dem Formplan bestimmten Werten wurde ein Teil eines Programms von W. Bauschke und L. Lederer (B1) übernommen.

Der Einfluß der Dicke wurde für dieselben Radien und Winkelstellungen berechnet wie der Einfluß der Zirkulation.

Abbildung 26 zeigt als Ergebnisse der Fourieranalyse die Amplitude C_1 der ersten Harmonischen der Geschwindigkeitsschwankungen in Abhängigkeit vom Radius r im Abstand $0.15 D$ vor der Propellerebene. Dabei sind die Werte der Messung bei homogener Anströmung mit \circ bezeichnet. Die unterbrochene Linie zeigt das Ergebnis der Rechnung für den Einfluß der Zirkulation. Bei zusätzlicher Berücksichtigung der Dicke ergeben sich die Werte der durchgezogenen Linie. Zum Vergleich sind die Meßwerte für die 2. Harmonische (mit \times bezeichnet) angegeben. Da diese sowie die höheren Harmonischen klein gegenüber C_1 waren, werden sie in den folgenden Abbildungen z.T. weggelassen. Die Übereinstimmung der Messungen mit der Potentialtheorie ist in großen Bereichen gut. Die berechneten Spitzenwerte der Schwankungen bei mittleren Radien werden nach der Messung nicht erreicht, was vermutlich ein Einfluß der Reibung ist. Die entsprechende Darstellung der gemessenen Werte von $C_1(r)$ zeigt Abbildung 27 für den Propeller im Nachstrom. Obwohl die theoretischen Werte aus Abb. 26 für homogene Anströmung berechnet und in diesem Fall nicht zutreffend sind, wurden sie zum Vergleich übernommen. Abbildung 28 zeigt den Phasenwinkel φ_1 der 1. Harmonischen im Vergleich mit der Theorie für homogene Anströmung. Dabei ist in Abb. 28 a die Messung bei gleichförmiger Anströmung, in Abb. 28 b die Messung im Nachstrom angegeben. Auch in diesem Fall dient die Darstellung der theoretischen Werte bei der Nachstrommessung nur als Anhaltspunkt, da für die Verhältnisse im Nachstrom keine theoretischen Werte vorliegen. Für die Messungen bei homogener Anströmung in den Ebenen $0.2 D$ und $0.3 D$ vor der Propellerebene ist die Amplitude C_1 der 1. Harmonischen in Abbildung 29 angegeben. Auch für diese Ebenen wurden die induzierten Geschwindigkeiten nach den Gleichungen 21 und 26 berechnet.

Die gemessenen Mittelwerte der induzierten Geschwindigkeiten sind schwer mit den Ergebnissen der Rechnung zu vergleichen. Da v_a/v_o nur mit einem Fehler von 4 % angegeben werden kann (s. Abschn. D 3), liegt der relative Fehler für die induzierte Geschwindigkeit $w_a/v_o = v_a/v_o - 1$ wegen $v_a/v_o \approx 1.1$ erheblich höher. Recht gute Übereinstimmung mit der Theorie ergibt

sich, wenn man $v_0 = 2.9$ m/s annimmt, was innerhalb der Fehlergrenzen möglich ist. Für diesen Fall zeigt Abbildung 30 die Meßergebnisse im Vergleich mit der Theorie in der Ebene $0.15 D$ vor dem Propeller bei homogener Anströmung. Die gleiche Darstellung für die Messungen in 3 verschiedenen Abständen von der Propellerebene zeigt Abbildung 31. Ebenso wie in Abbildung 30 sind hier die Messungen für die Backbord- und die Steuerbordseite getrennt aufgetragen.

Der Einfluß des Propellers auf das Feld der mittleren Geschwindigkeiten im Nachstrom ist in den Abbildungen 32 und 33 dargestellt. Bei beiden Messungen war die Geschwindigkeit der Anströmung $v_0 = 3.74$ m/s. Die Form der Darstellung ist identisch mit der in den Abbildungen 16 und 18 (siehe Abschnitt D 2).

E Zusammenfassung

Für die vorliegende Arbeit wurden Messungen von Geschwindigkeitsfeldern in einem Kavitationskanal durchgeführt. Das hierfür konstruierte Laser-Doppler-Anemometer, das mit vorwärts gestreutem Licht arbeitet, erwies sich prinzipiell als gut geeignet. Erleichterungen bei der Bedienung und damit eine Verkürzung der Meßzeiten sind bei einer veränderten Konzeption denkbar, die rückwärts gestreutes Licht für die Messung verwendet.

Die Axialkomponente des Geschwindigkeitsfeldes hinter einem Nachstromsieb wurde in 3 Ebenen bei 2 Geschwindigkeiten gemessen. Die Messungen im Propellerstrahl zeigen eine gute Übereinstimmung mit Ergebnissen der Traglinientheorie für die axiale sowie die tangentielle Komponente der Geschwindigkeit. Durch Messungen in verschiedenen Ebenen können Rückschlüsse auf die Struktur des Propellerstrahls gezogen werden. An der Saugseite des Propellers wurde der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit gemessen, der außerdem numerisch nach der Potentialtheorie berechnet wurde. Die berechneten Werte stimmen weitgehend mit den Meßwerten überein.

F Literaturverzeichnis

- B1 W. Bauschke, L. Lederer:
Zur numerischen Berechnung der Druckverteilung
und der Kräfte an Propellern im Schiffsnachstrom
IfS-Bericht Nr. 309, 1974
- D1 F. Durst:
Optical Beam Methods for Velocity Measurements
Imperial College, London, 1973
- D2 F. Durst und F.K. Heiber:
Signal-Rausch-Verhältnisse von Laser-Doppler-
Signalen
Karlsruhe, 1975
- G1 O. Grim:
Propeller und Leitrad
Jahrbuch Nr. 60 der Schiffbautechnischen
Gesellschaft, 1966
- I1 W.-H. Isay:
Propellertheorie
Springer-Verlag, 1964
- I2 W.-H. Isay:
Moderne Probleme der Propellertheorie
Springer-Verlag, 1970
- K1 A. Keller:
Experimentelle und theoretische Untersuchungen
zum Problem der modellmäßigen Behandlung von
Strömungskavitation
Bericht Nr. 26 der Versuchsanstalt für Wasserbau
der T.U. München, 1973
- L1 H. Lerbs:
Ergebnisse der angewandten Theorie des Schiffs-
propellers
Jahrbuch Nr. 49 der Schiffbautechnischen Gesell-
schaft, 1955
- P1 R.W. Pohl:
Optik und Atomphysik
12. Auflage, Springer-Verlag, 1967
- P2 L. Prandtl, K. Oswatitsch, K. Wieghardt:
Führer durch die Strömungslehre
7. Auflage

- R1 A. Ralston, H. Wilf:
Mathematical Methods for Digital Computers
Wiley + Sons, New York 1960
- S1 M. Scheinpflug:
Nachlaufuntersuchung an einem Schiffs-
doppelmodell im Windkanal mit Hilfe eines
Laser-Doppler-Anemometers unter Verwendung
eines Photonencorrelators
IfS-Bericht Nr. 336
- W1 K. Wieghardt:
Theoretische Strömungslehre, 2. Auflage
Stuttgart, 1974
- Y1 Y. Yeh, H. Cummins:
Localized Fluid Flow Measurement with a Laser
Appl. Phys. Letters 4, 1976, 1964
- Z1 B. Zimmermann:
Berechnung der Kräfte und Momente an Verstell-
propellern bei Stoppmanövern
IfS-Bericht Nr. 308, 1974

G Liste der Geräte

Laser: CW Radiation S-106 R
mit stromstabilisiertem Netzteil

Photomultiplier: EMI 9658 B
S-20 Kathode, 11 Dynoden,
Kapazität der Anode gegen alle Dynoden 8 pF

Photodiode: SGD 100-A
Anodenkapazität 7 pF

Frequenz-Folger: DISA Dopplersignal-Processor 55L20
und BBC-Goerz Dopplersignal-Processor
LSE 01

Speicheroszillograph: Tektronix 434

Frequenz-Analysator: Hewlett-Packard 141 T
RF-Section 8553 B
IF-Section 8552 B

Sinus-Generator: Exact Multigenerator 124

Zähler: Eldorado Electrodata 1607

Nachwort

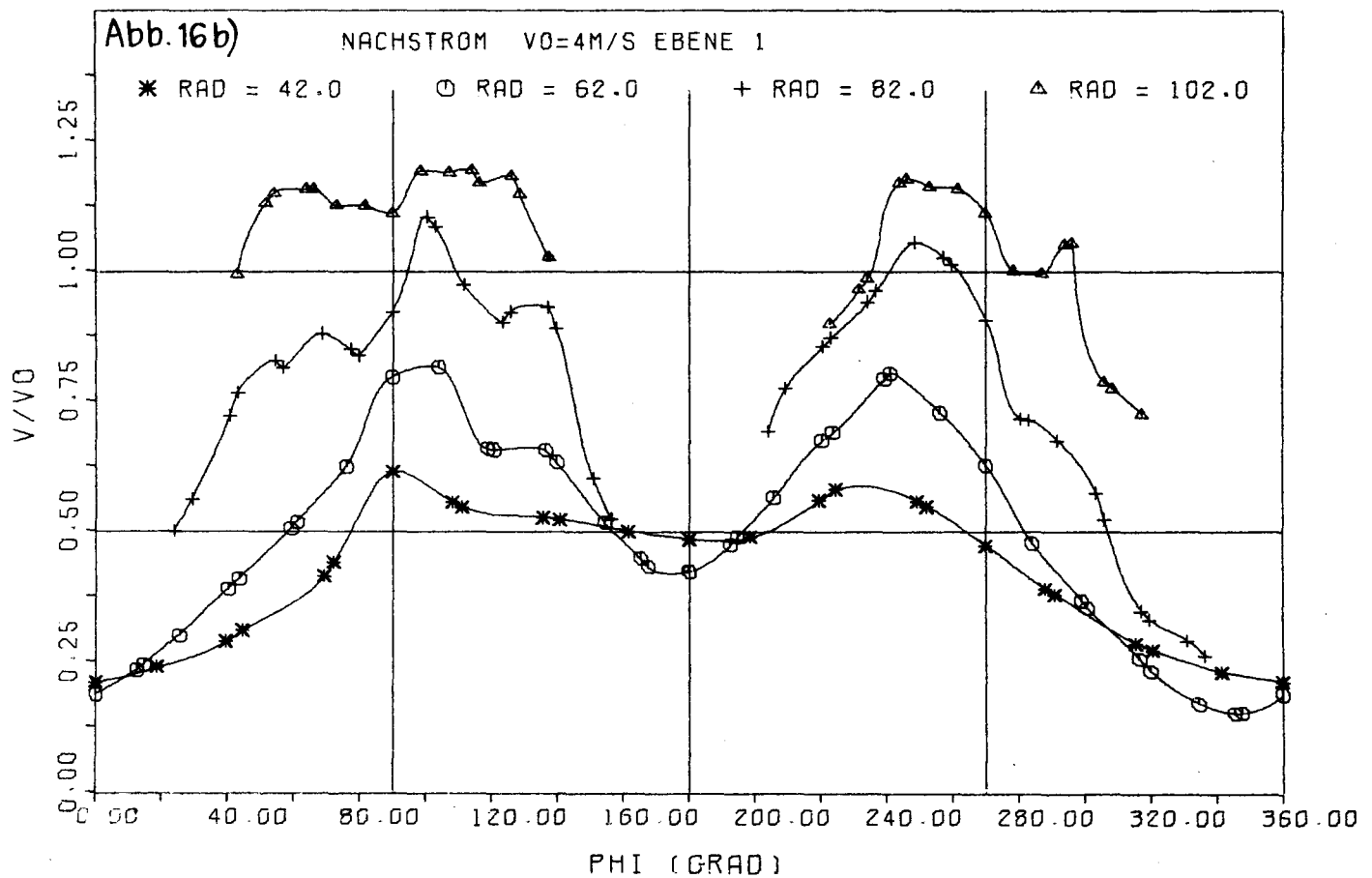
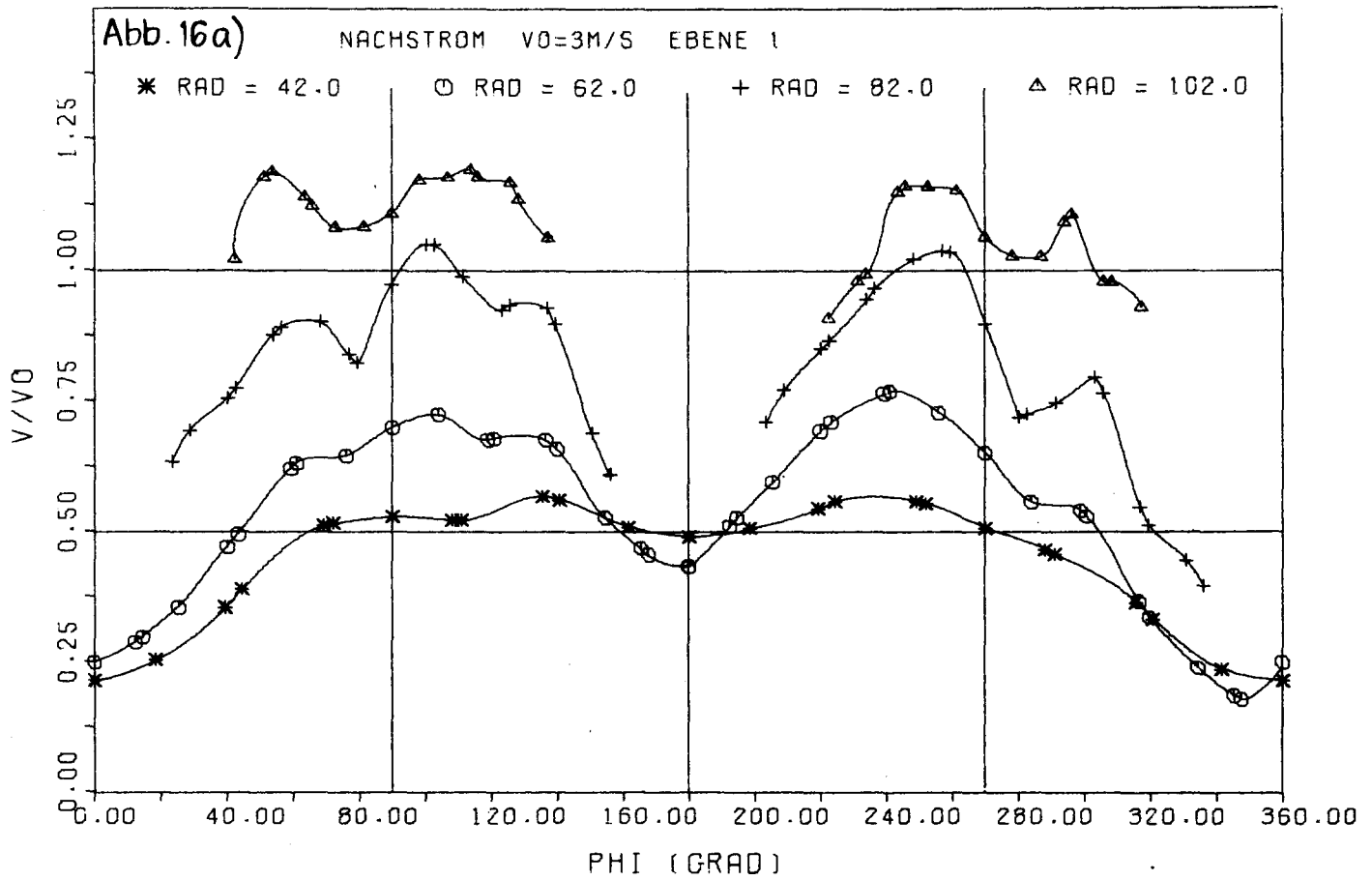
Die vorliegende Arbeit konnte aufbauen auf einer bereits weitgehend fortgeschrittenen Entwicklung der Laser-Doppler-Anemometrie im Institut für Schiffbau.

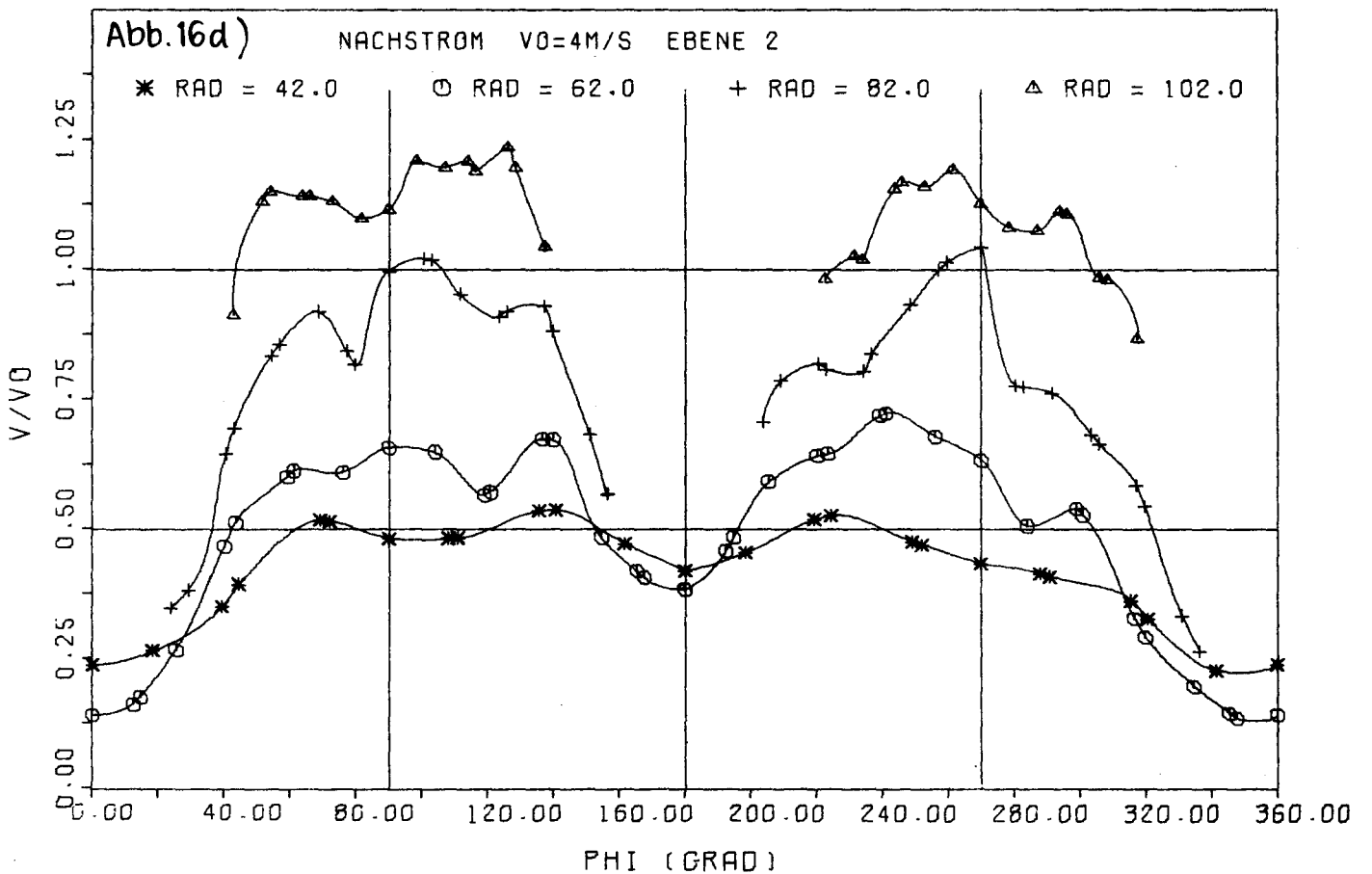
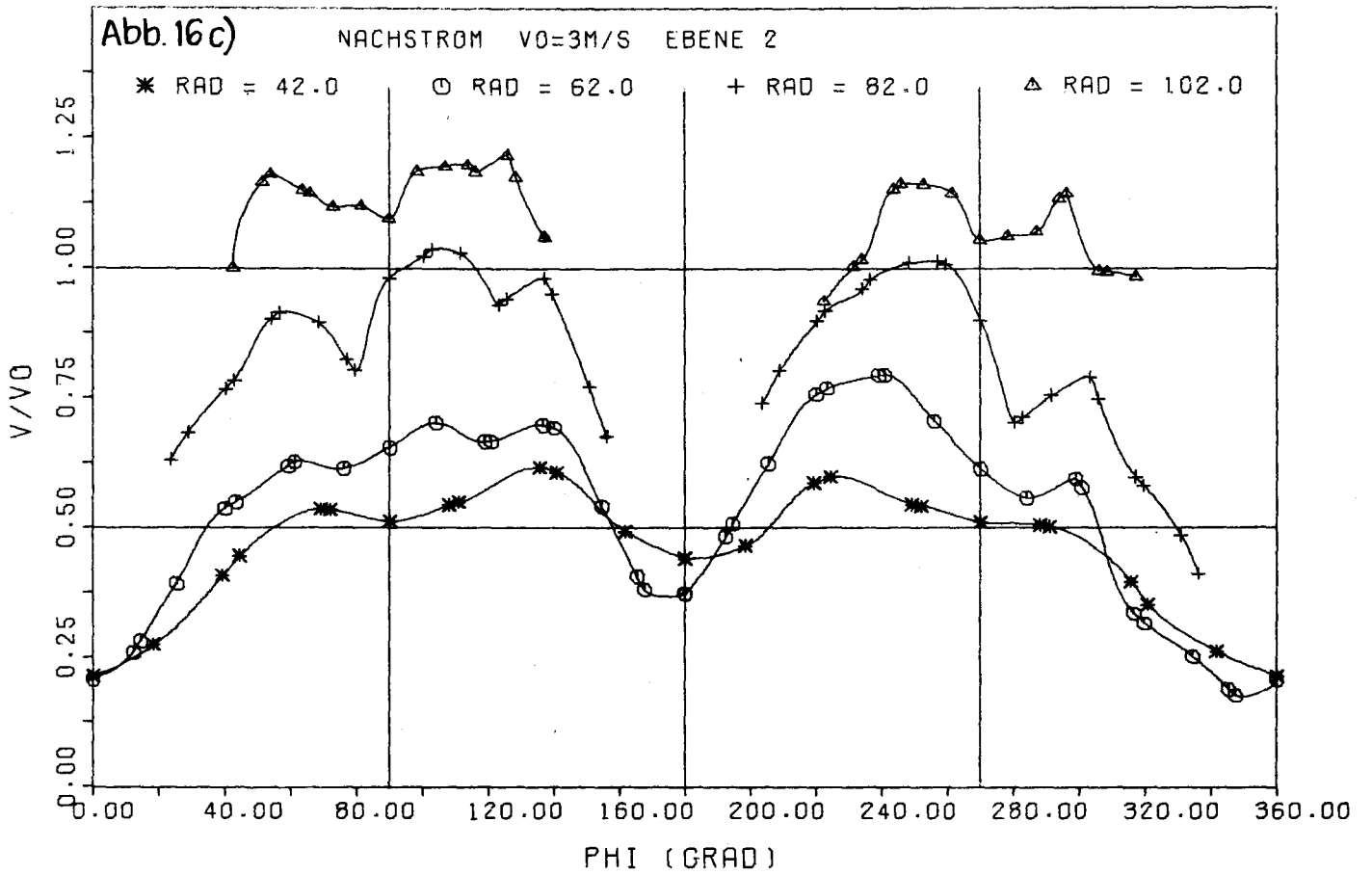
Ich danke besonders Herrn Professor Wieghardt für die Gelegenheit zu dieser Arbeit sowie Herrn Dipl.-Phys. Scheinpflug für die gründliche Einführung in die Grundlagen dieses Gebietes. Wertvolle Anregungen während der Messungen und bei meinen Bemühungen, die Theorie des Propellers zu verstehen, verdanke ich Herrn Ing. Rader, Herrn Dipl.-Ing. Blaurock und Herrn Ing. Heinzel von der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt sowie Herrn Professor Grim, Herrn Professor Isay, Herrn Dr. Kux und Herrn Dipl.-Phys. Lederer vom Institut für Schiffbau.

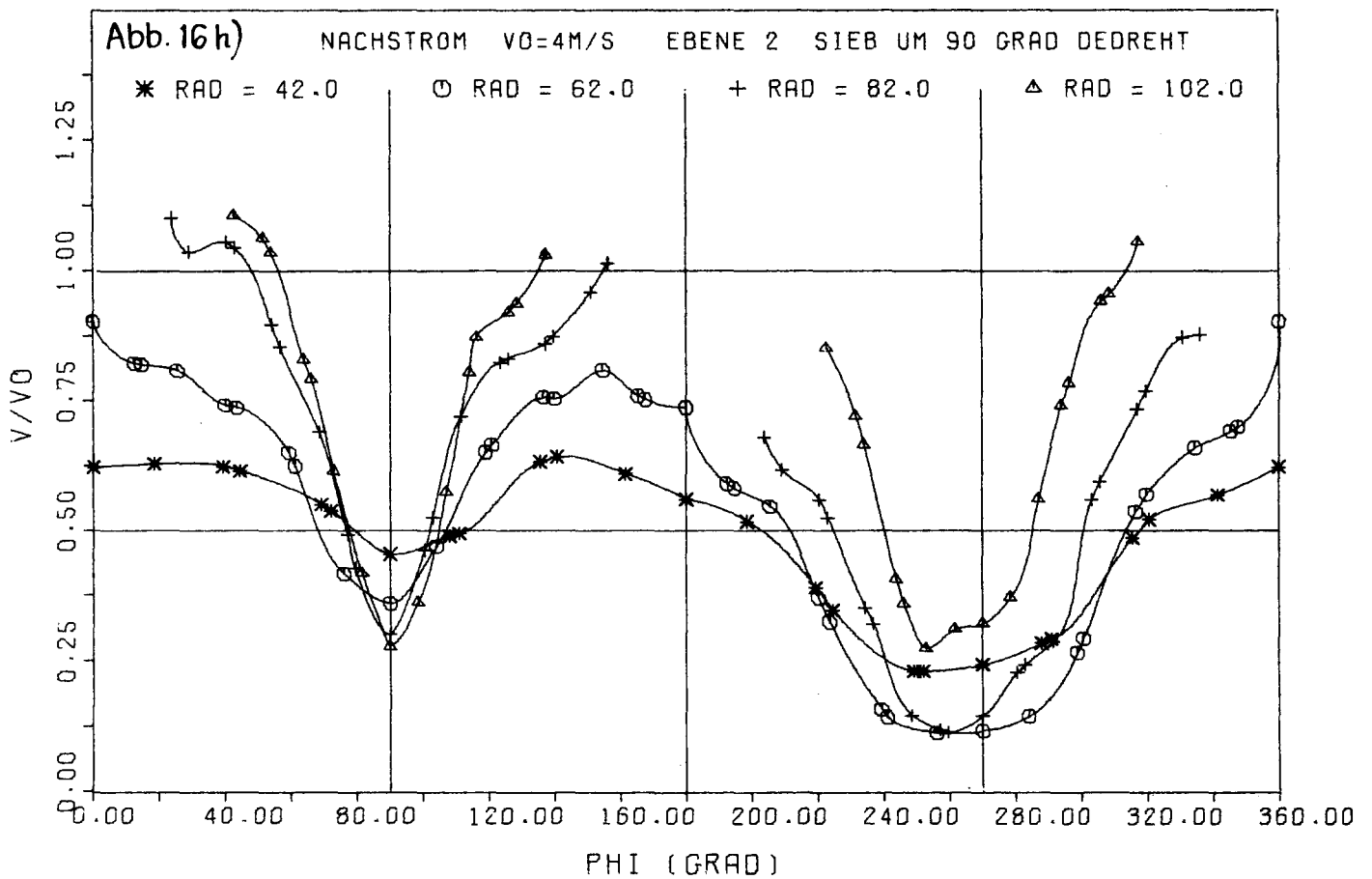
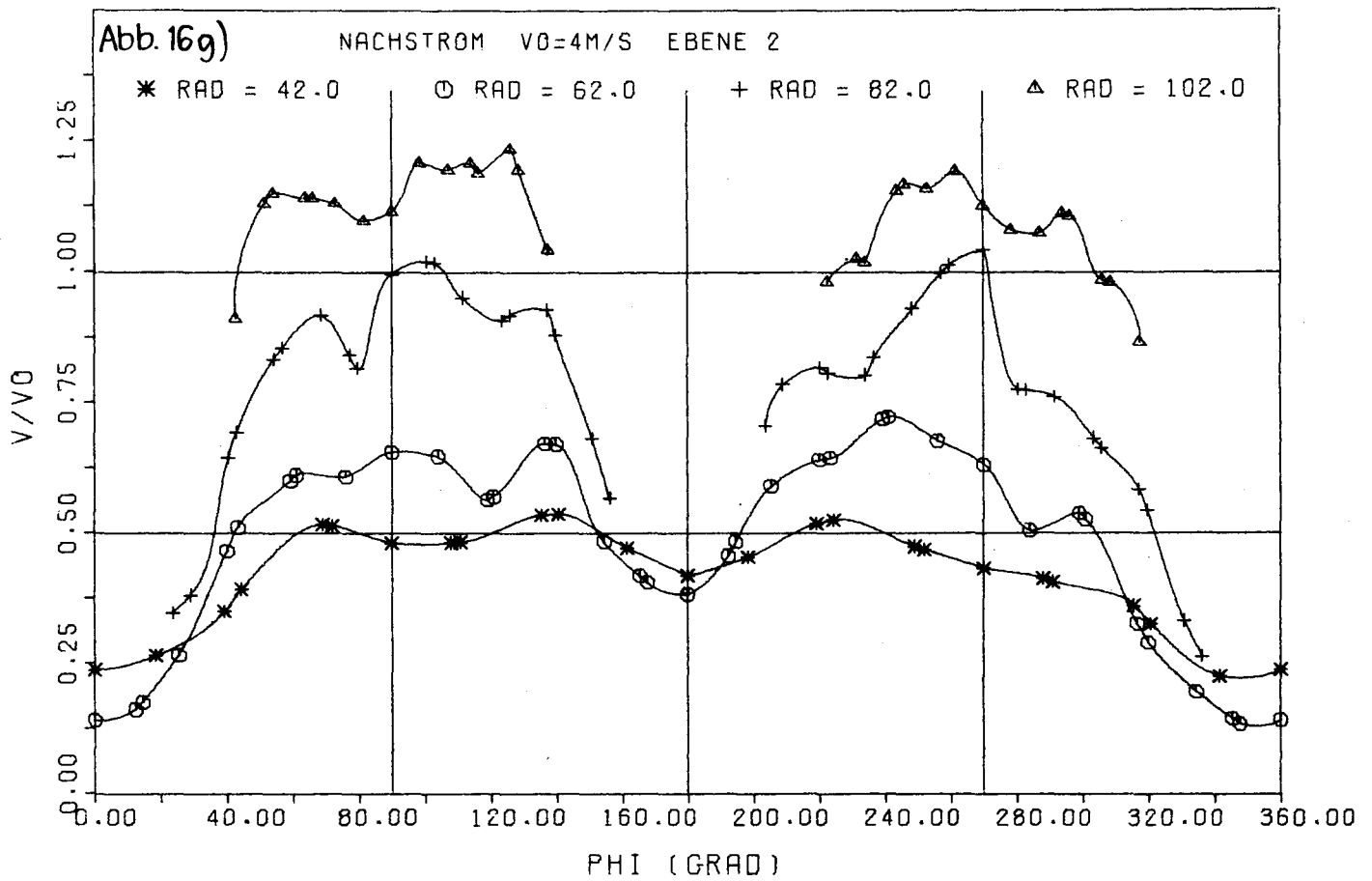
Die Messungen wurden ermöglicht durch die Stiftung des Lasers vom Forschungszentrum des deutschen Schiffbaus und durch die Bereitschaft der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt, den kleinen Kavitationskanal zur Verfügung zu stellen.

Nicht zuletzt möchte ich der Werkstatt und dem technischen Büro des Instituts für Schiffbau danken für die ständige Hilfsbereitschaft bei der Vorbereitung und Durchführung der Messungen, die einen relativ schnellen Abschluß dieser Arbeit ermöglicht hat.

Abb. 16 Axialgeschwindigkeit im Nachstrom in 3 Ebenen bei 2 Anströmgeschwindigkeiten







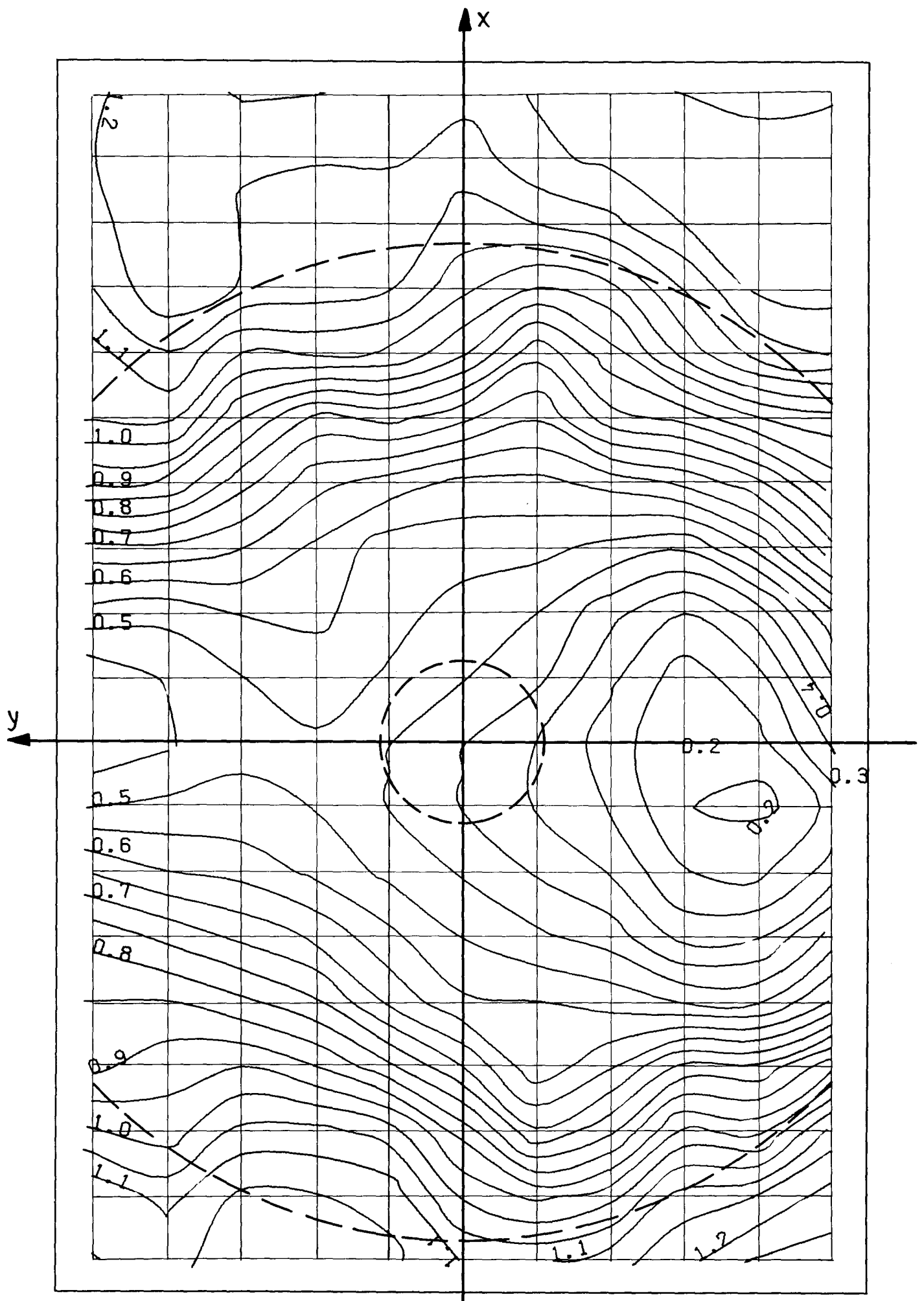


Abb.17a) Isotachen für die Axialgeschwindigkeit im Nachstrom $v_0 = 3\text{ m/s}$, Ebene 1

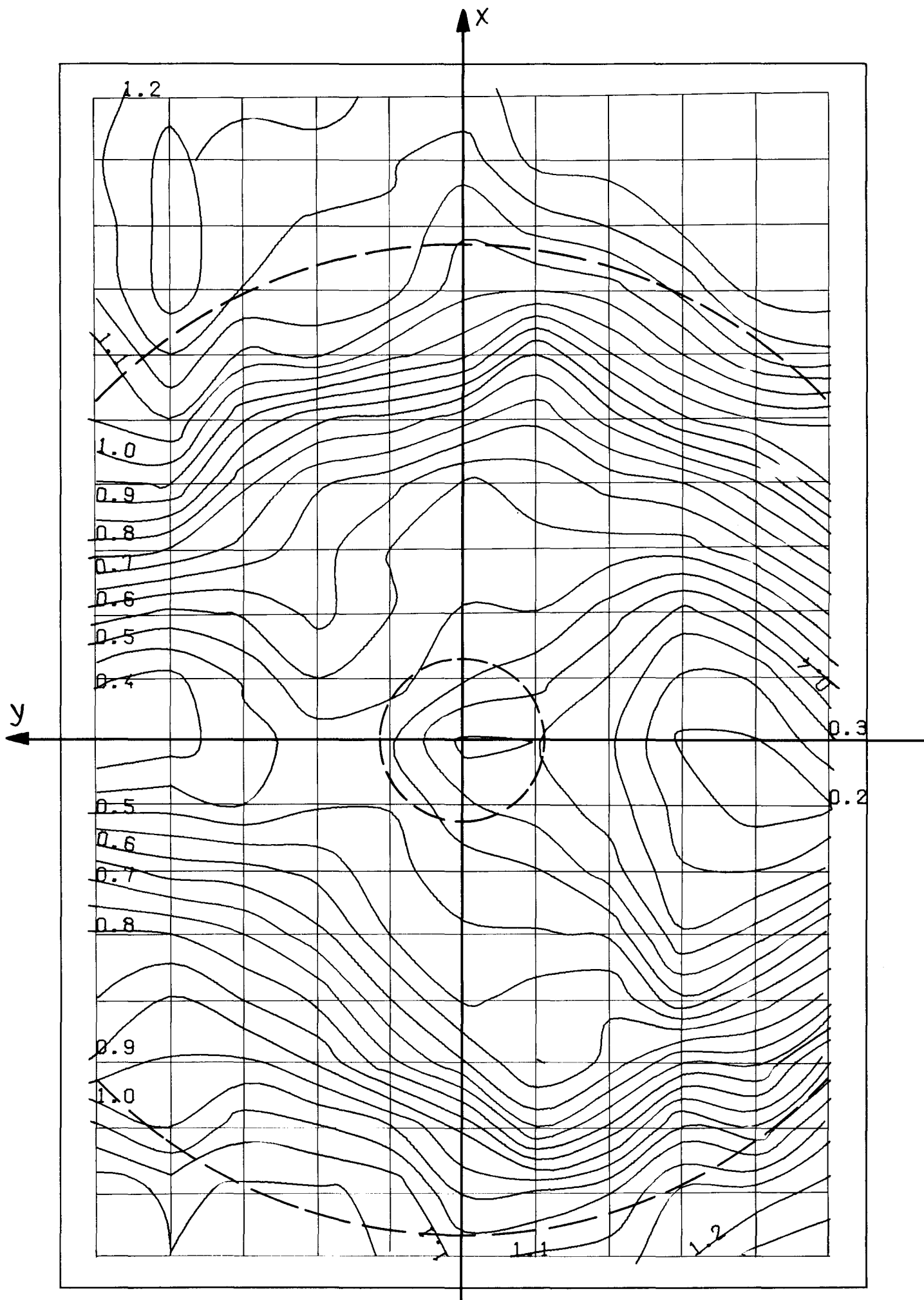


Abb. 17b) Isotachen für die Axialgeschwindigkeit im Nachstrom $v_0 = 3 \text{ m/s}$, Ebene 2

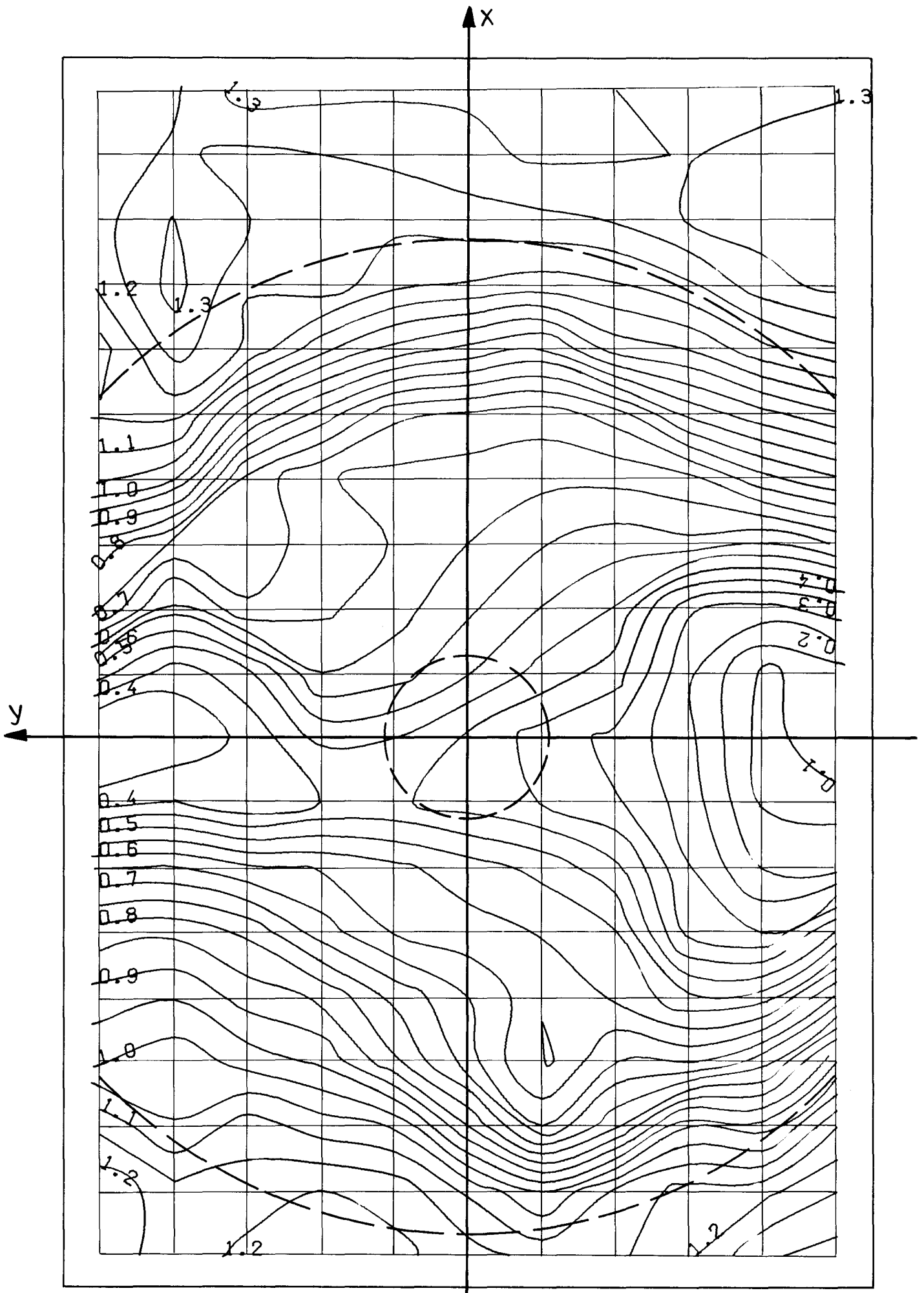


Abb. 17c) Isotachen für die Axialgeschwindigkeit im Nachstrom $v_0 = 3 \text{ m/s}$, Ebene 3

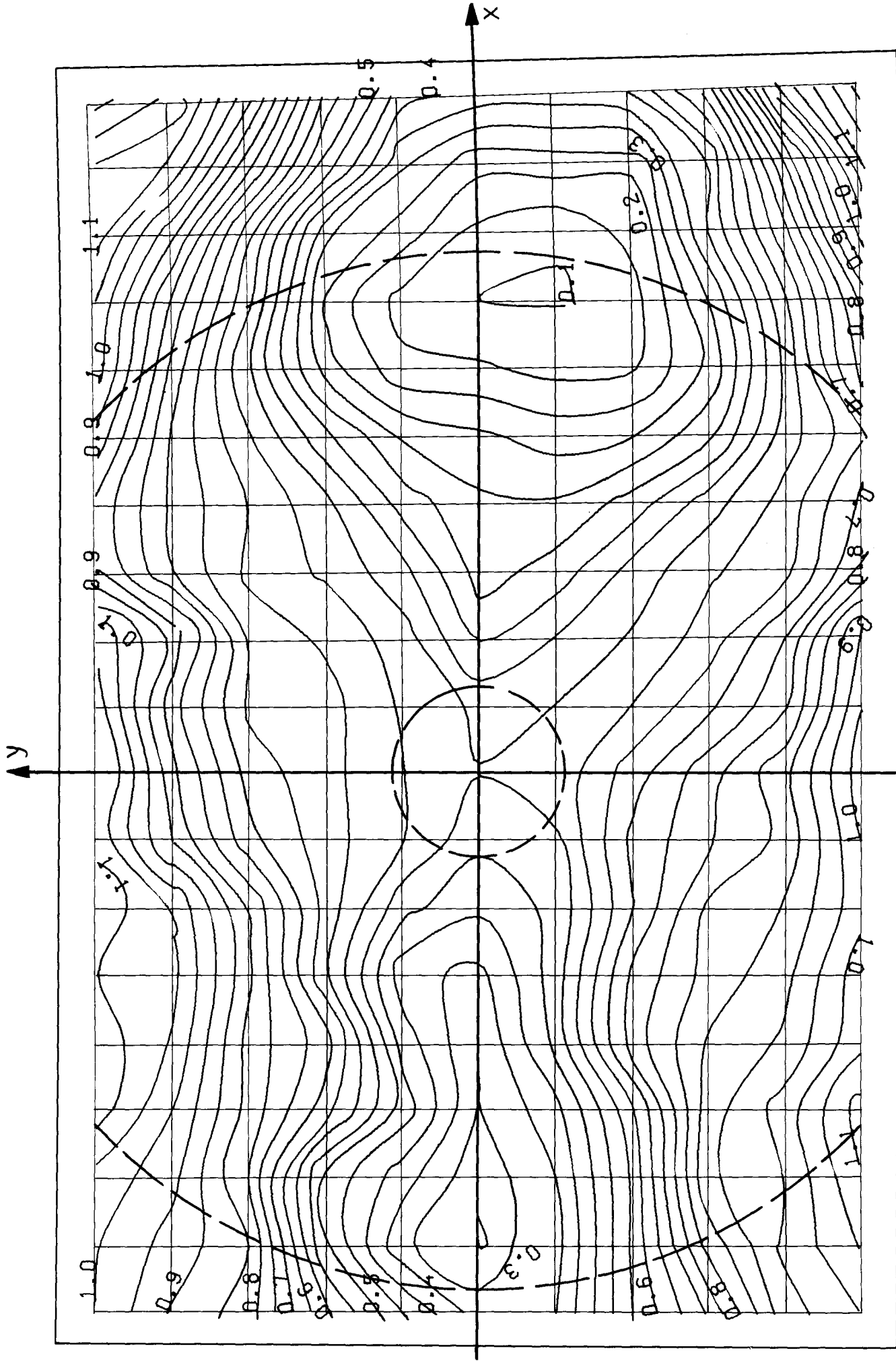
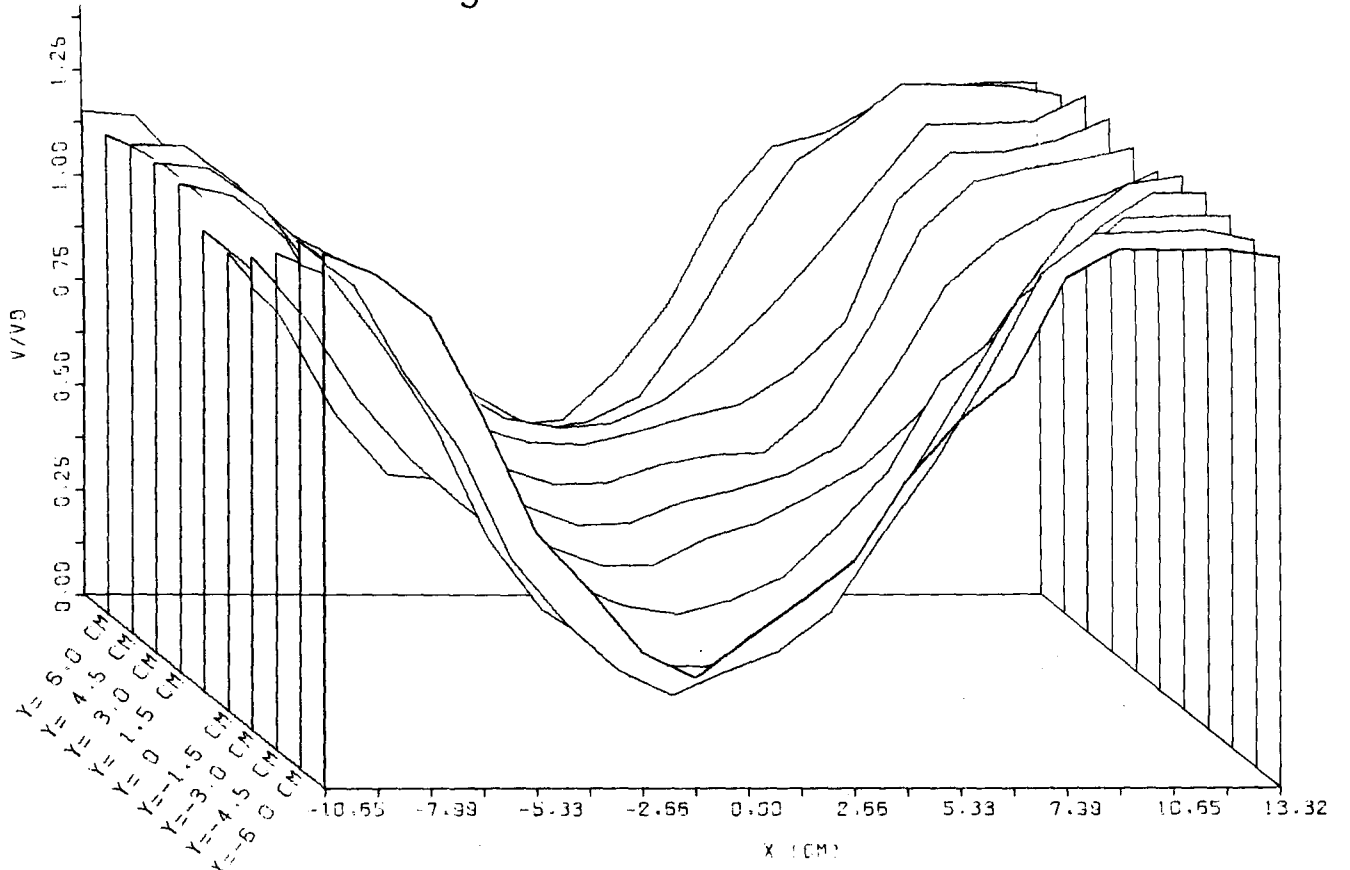


Abb.17d) Isotachen für die Axialgeschwindigkeit im Nachstrom
 $v_0 = 4 \text{ m/s}$, Ebene 2, Sieb um 90° gedreht

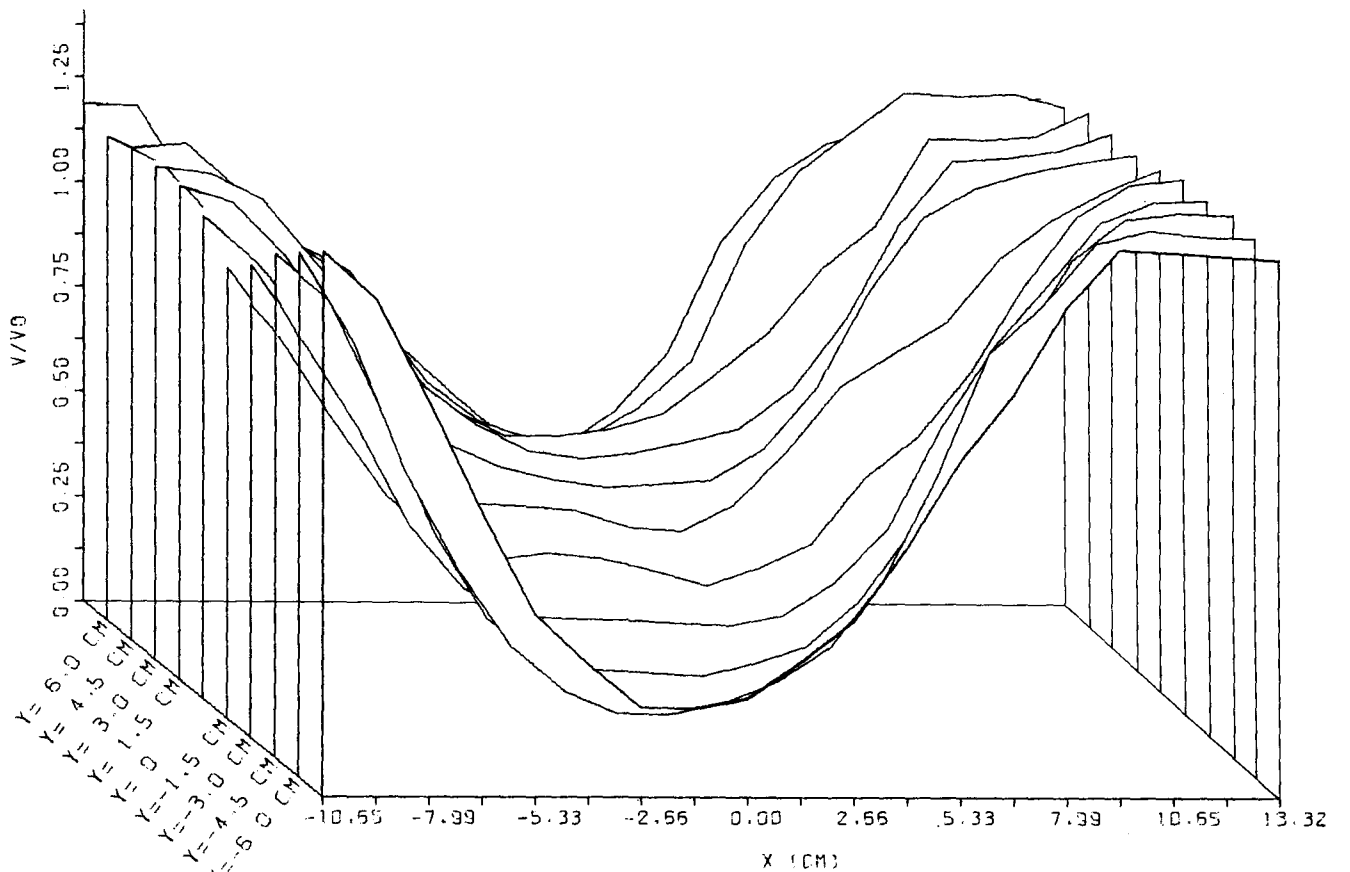
Abb. 18 Perspektivische Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes

a)



NACHSTROM $V_0=3\text{M/S}$ EBENE 1

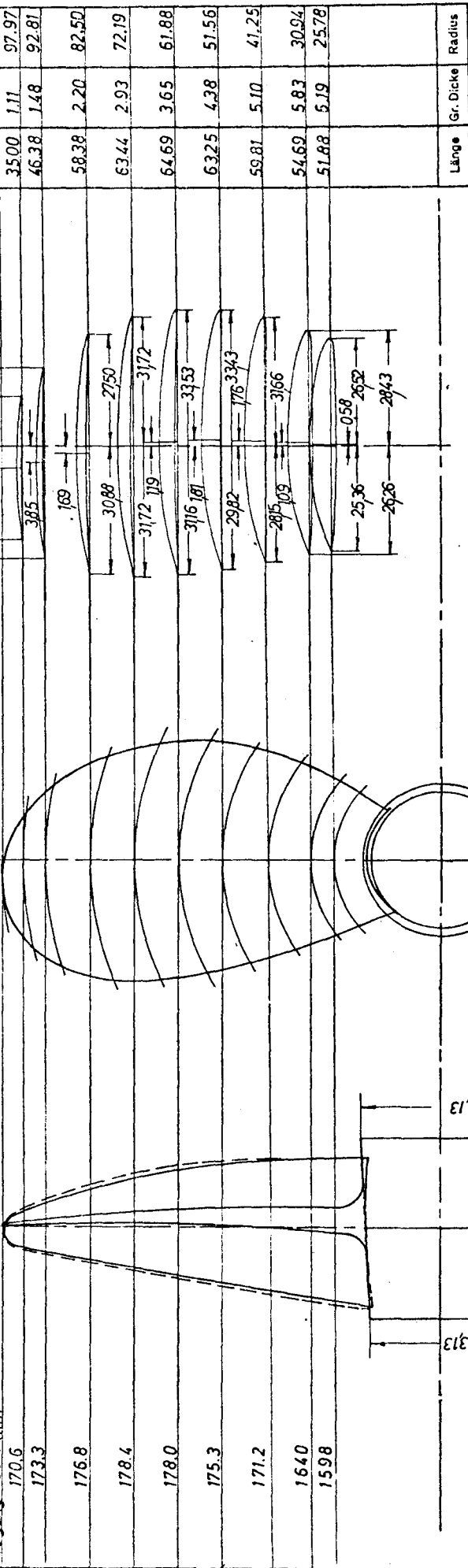
b)



NACHSTROM $V_0=4\text{M/S}$ EBENE 1

EK

Steigung = 168.1 mm



	Länge	Gr. Dicke	Radius
	3500	0.75	103.13
	46.38	1.11	97.97
	58.38	1.48	92.81
	63.44	2.20	82.50
	63.44	2.93	72.19
	64.69	3.65	61.88
	63.25	4.38	51.56
	59.81	5.10	41.25
	54.69	5.83	30.94
	51.88	6.19	25.78

Propellerdaten

Schiff	Modell
Durchmesser D - 3300 mm	Durchmesser d - 206.26 mm
Flügelzahl z - 4	Stg-Nabe h _n - 159.8 mm
Stg-Nabe H _n - 25.575 mm	Stg-Umfang h _u - 168.1 mm
Stg-Umfang H _u - 26.895 mm	Stg-0,7 R h _{0,7 R} - 178.4 mm
Stg-0,7 R H _{0,7 R} - 28.545 mm	Stg-im Mittel h _m - 174.7 mm
Stg-im Mittel H _m - 27.951 mm	Fa/F - 0.545
Diskfläche F - 8.54 m ²	l _{0,7 R} - 6.3.44 mm
abgew. Fläche Fa - 4.66 m ²	

n. Zeich. Nr. HSVA Entwurf	PS =	n/min =	Vs =
Modell Nr.	Zeichnungs-Nr.		
Modellmaßstab: 1:16		Formplan für Propeller Nr. 18 27	

Abb. 19

Hamburg, den 13.8.73 Ma.

Abb. 20

Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt G. m. b. H.

Freifahrversuchsergebnis

Versuch-Nr.: P 1471	Propellerm.-Nr.: 18 27
Versuchsdatum: 16.8.73	Schiffsmodell-Nr.:
Reynolds-Zahl $Re_{0,7}$ = 3,9 · 10 ⁵	Durchmesser D = 3300 mm
Wassertemperatur = 18,80 °C	Nabdurchmesser d = 610 mm
Versuchsdrehzahl = 13,47 sec ⁻¹	Steigungsverhältnis P/D = 0,865
Modellmaßstab λ = 16	Flächenverhältnis A_1/A_0 = 0,545
	Flügelzahl Z = 4

Schubbeiwert:

$$K_T = \frac{T}{\rho n^3 D^5}$$

Drehmomentbeiwert:

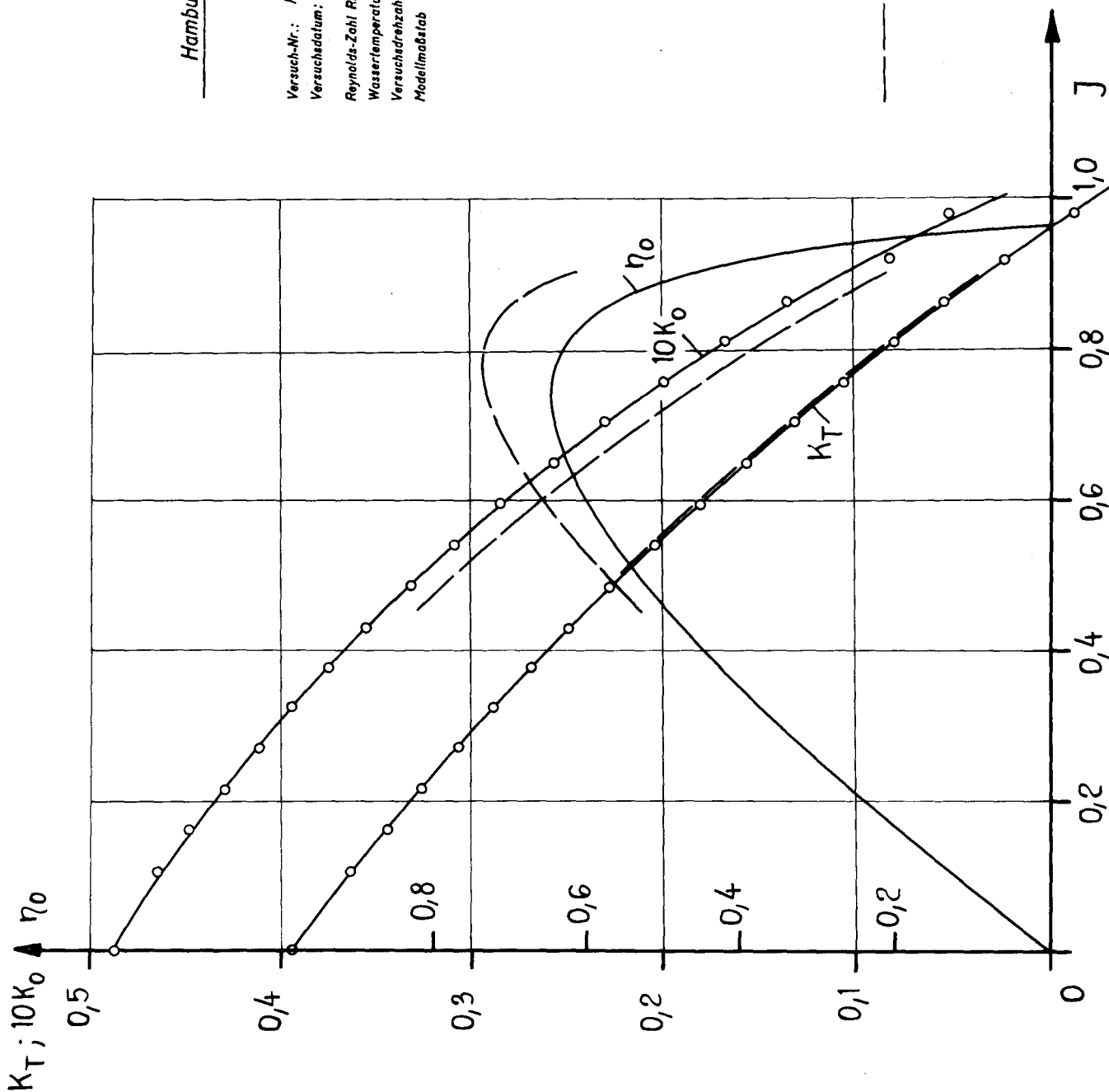
$$K_Q = \frac{Q}{\rho n^3 D^5}$$

Fortschrittsgrad:

$$J = \frac{V_A}{n \cdot D}$$

Wirkungsgrad:

$$\eta_0 = \frac{J}{2\pi} \cdot \frac{K_T}{K_Q}$$



--- Berechnung des Maßstabeffektes
(Werte für Großausführung)

Abb. 21 Mittelwert der Geschwindigkeit im Propellerstrahl im Vergleich mit der Traglinientheorie

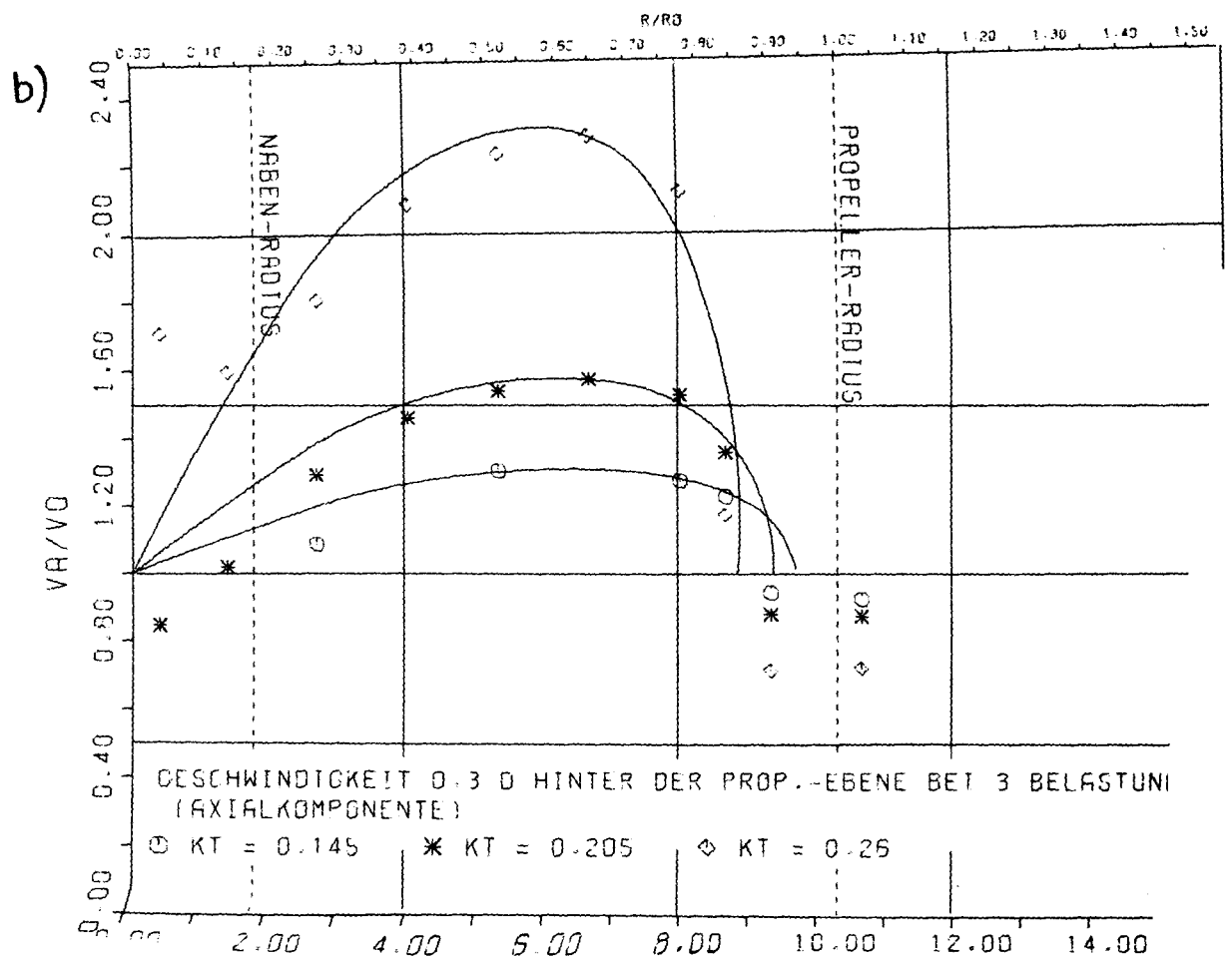
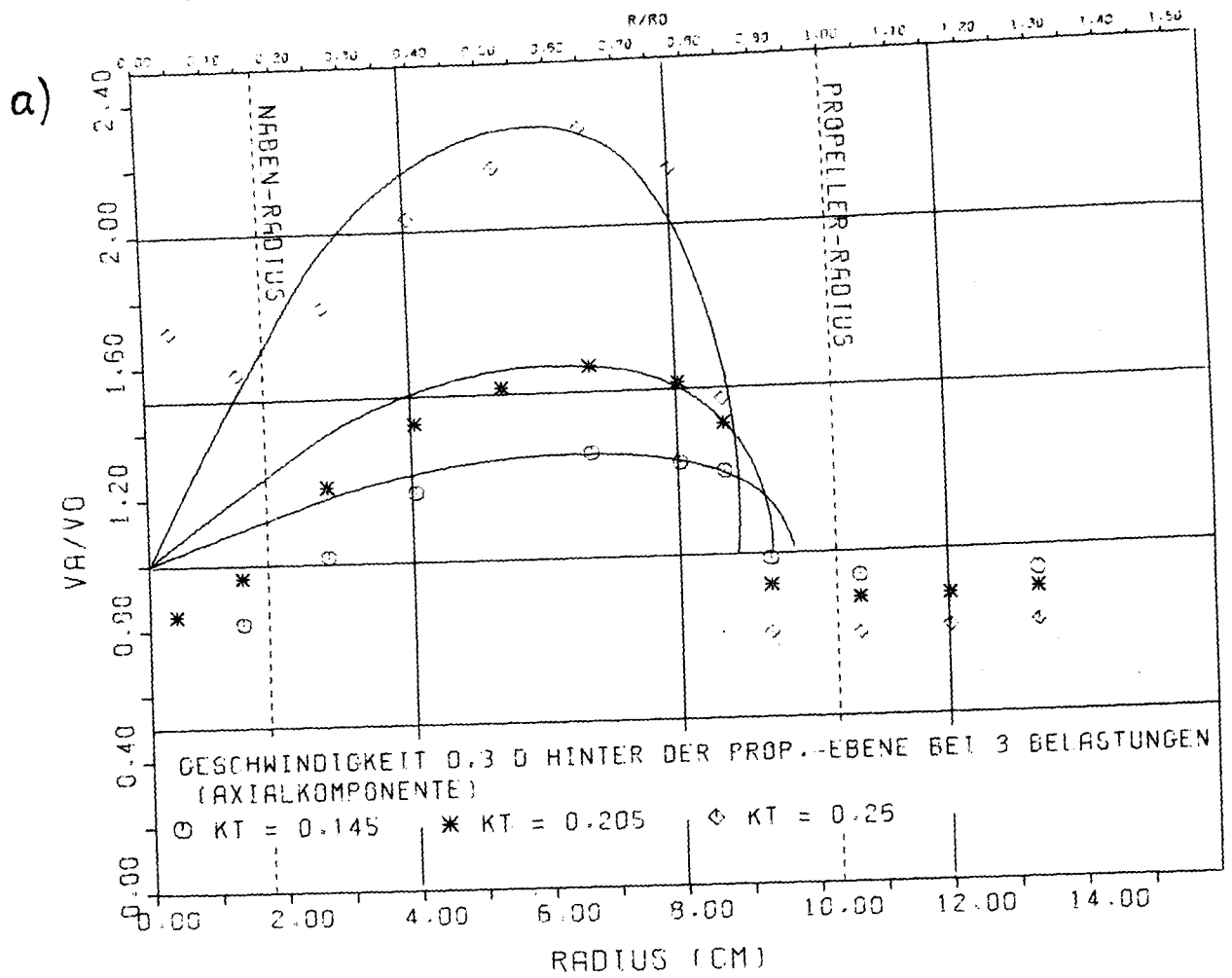


Abb. 22 Mittelwert der Geschwindigkeit im Propellerstrahl im Vergleich mit der Traglinientheorie

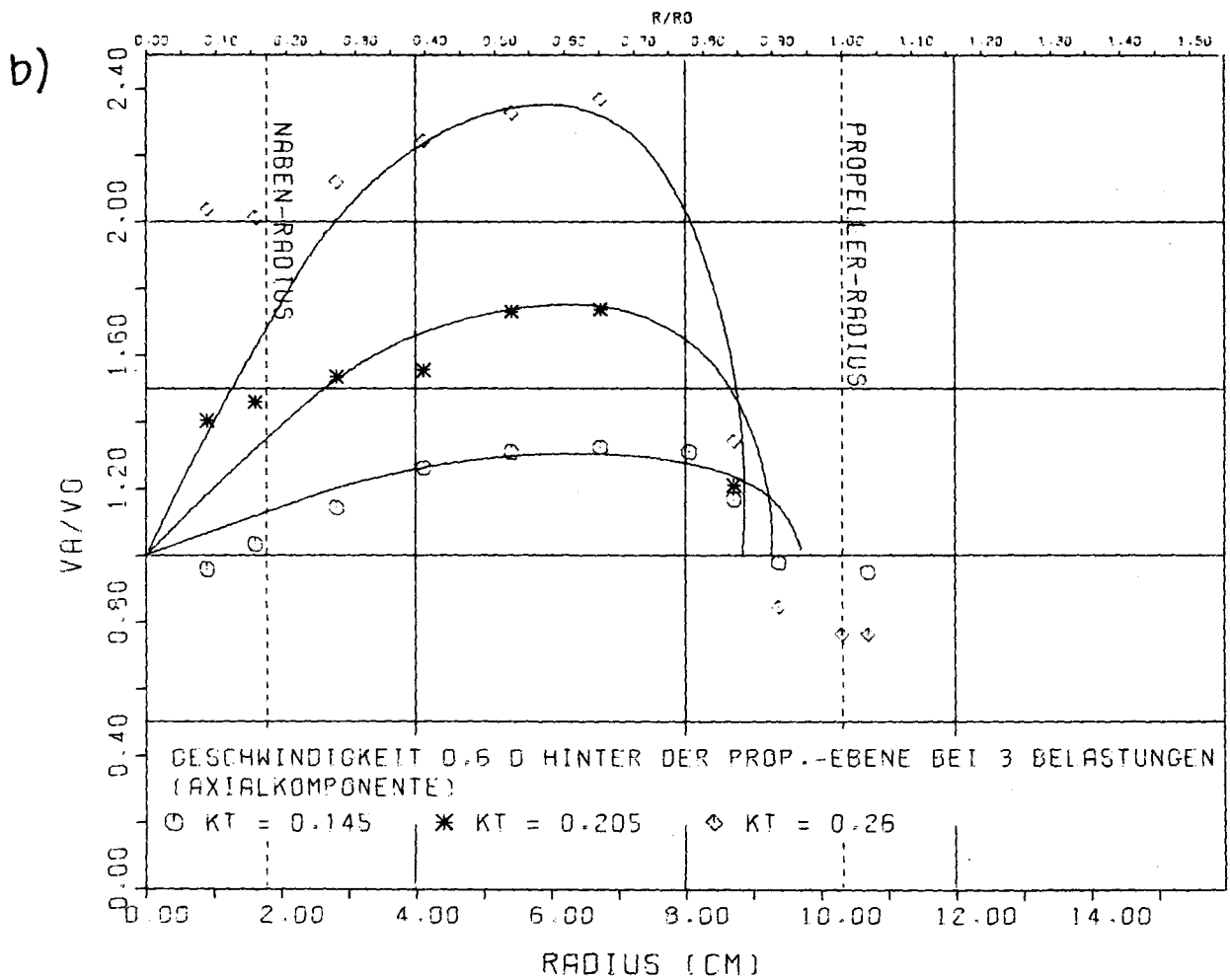
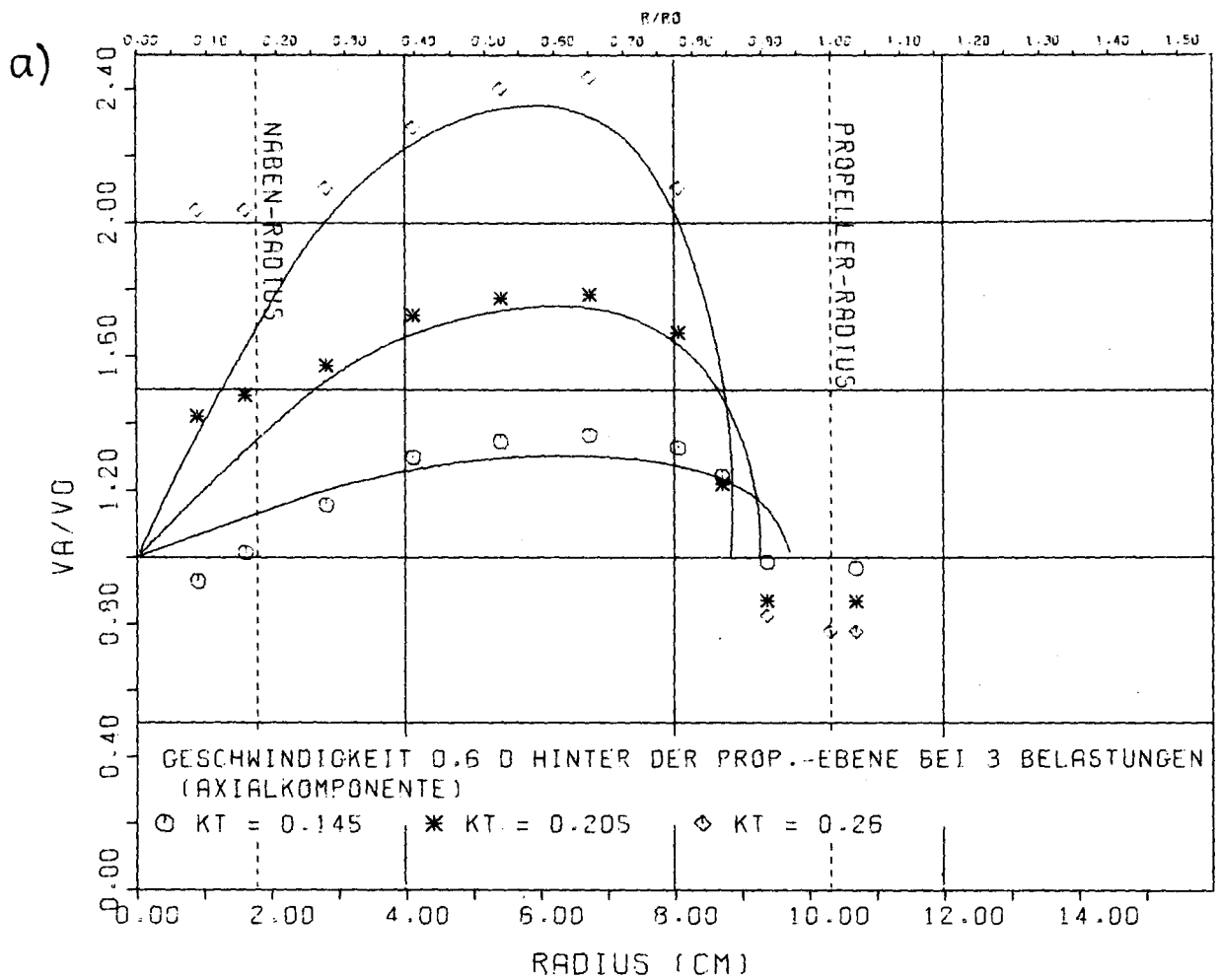
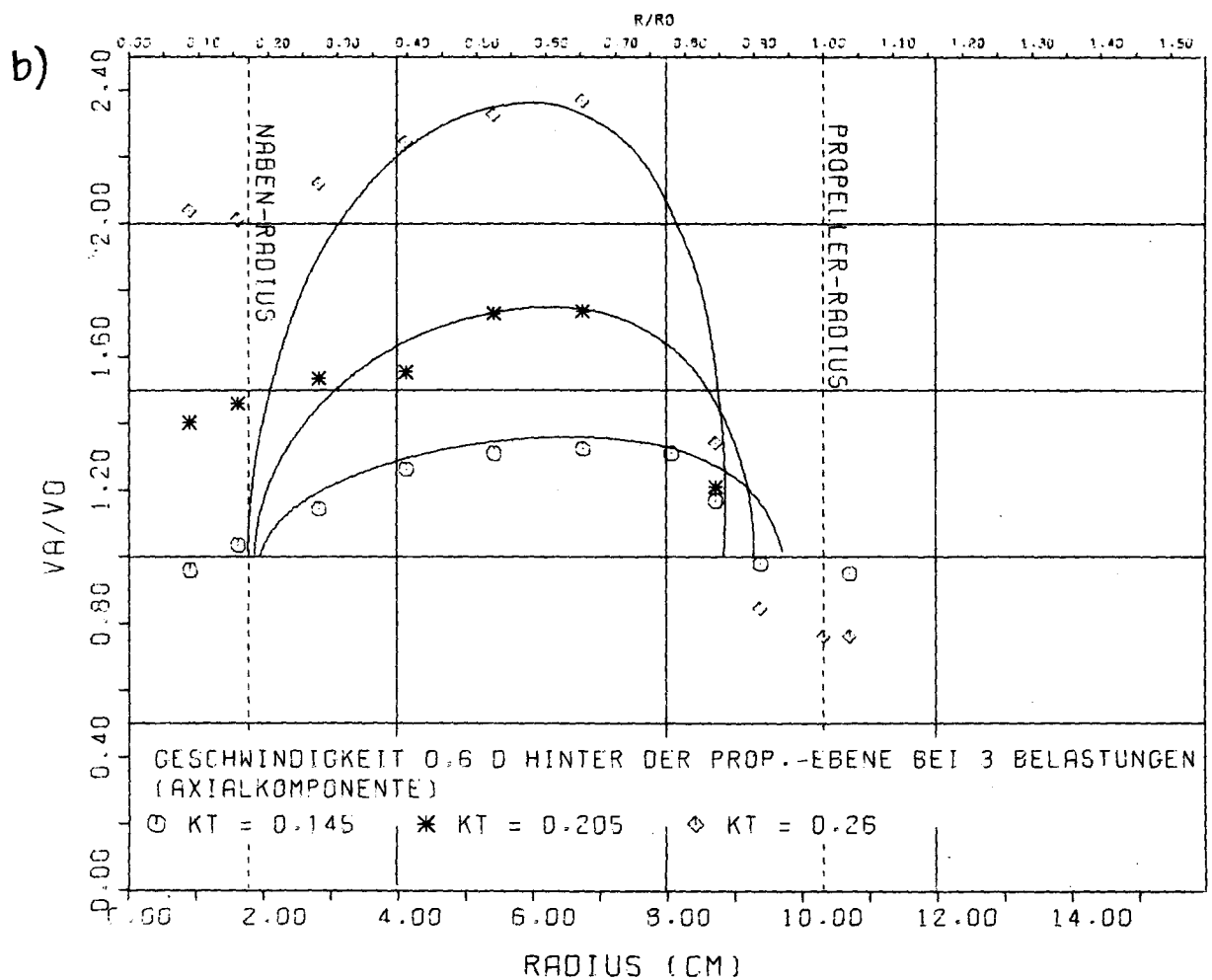
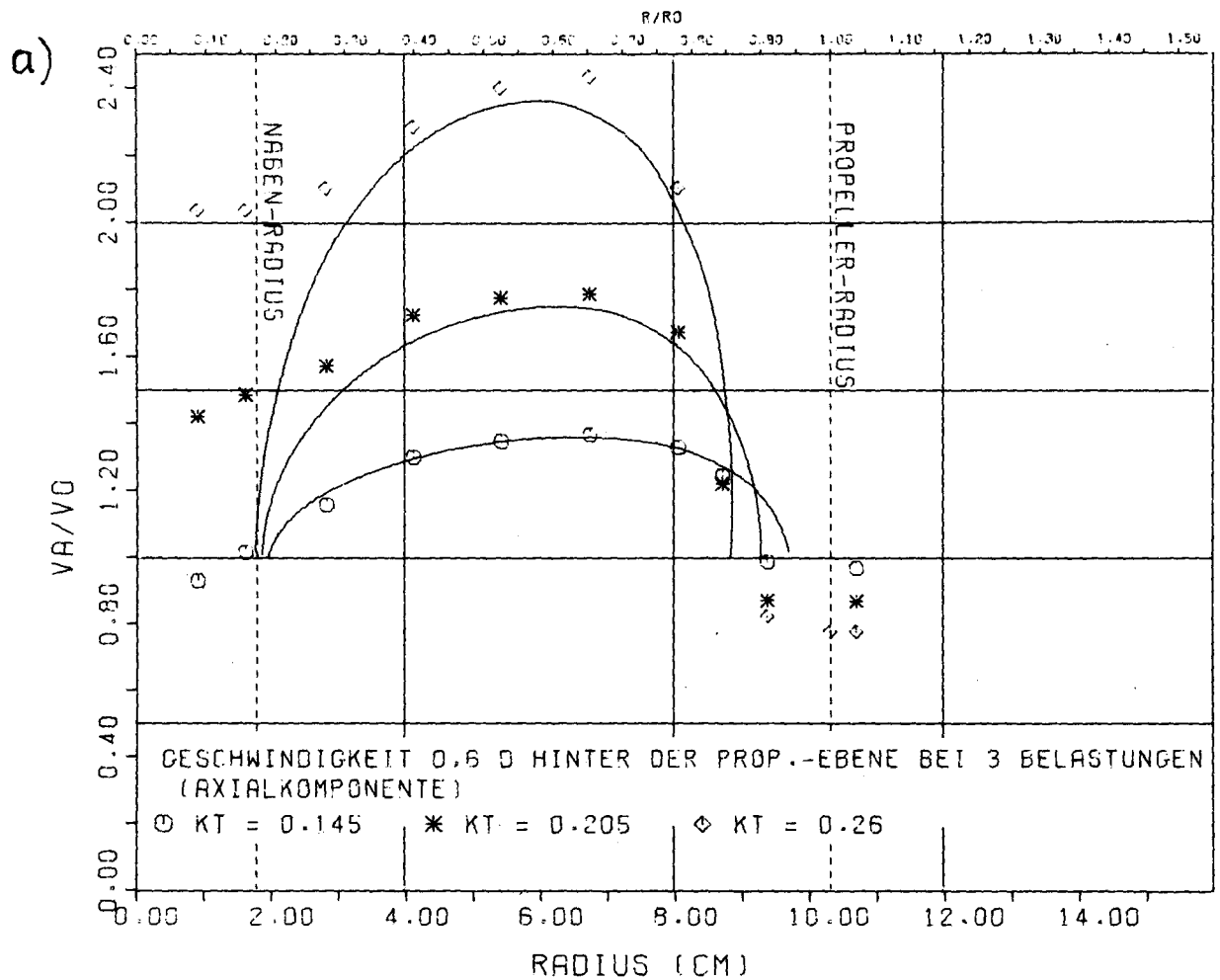


Abb. 23 Mittelwert der Geschwindigkeit im Propellerstrahl im Vergleich mit der Traglinientheorie



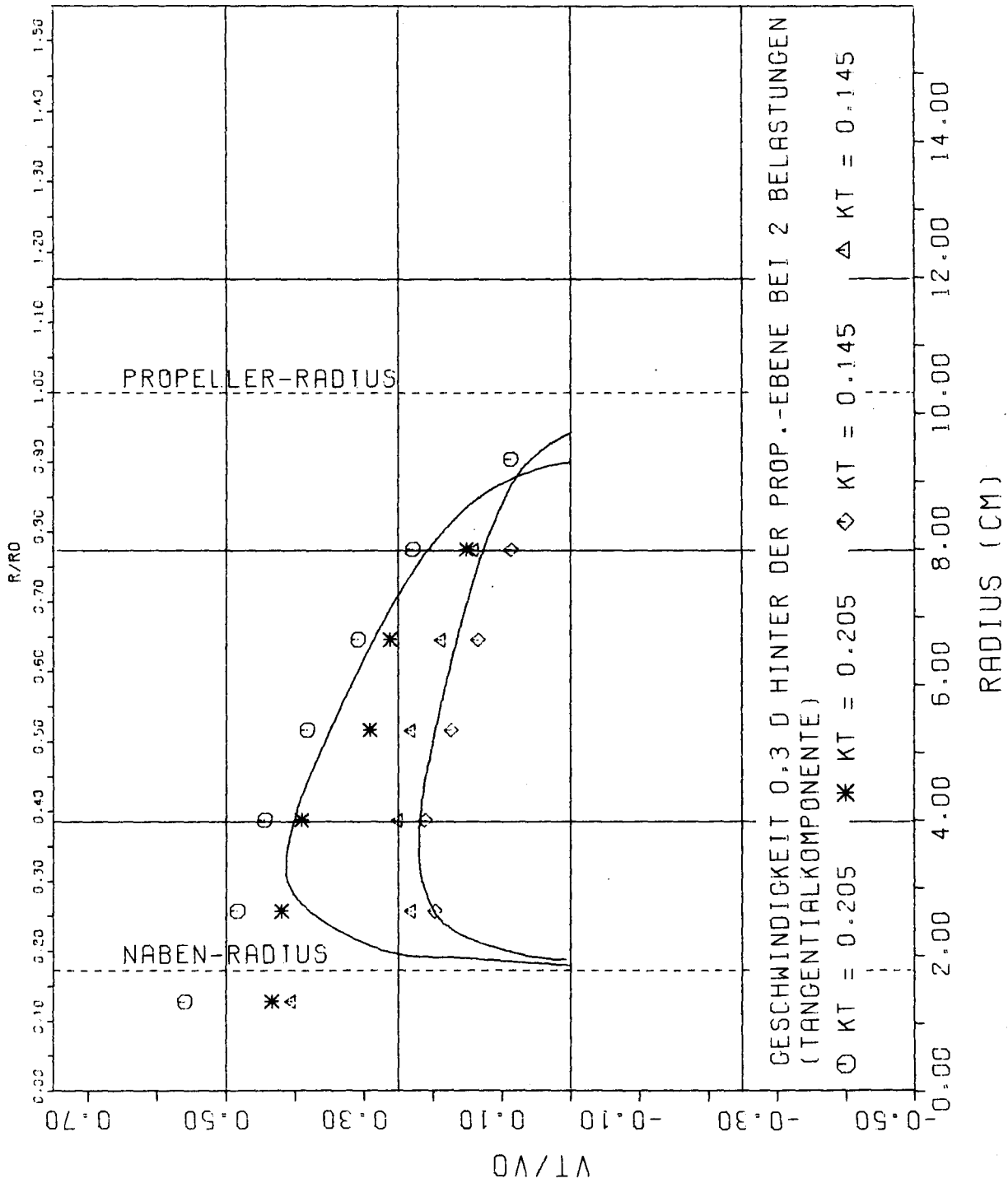


Abb.24 Mittelwert der Tangentialgeschwindigkeit im Propellerstrahl im Vergleich mit der Traglinientheorie

Abb. 25 a-d) Momentangeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Winkelstellung des Propellers im Nachstrom 0,15D vor der Propeller - Ebene

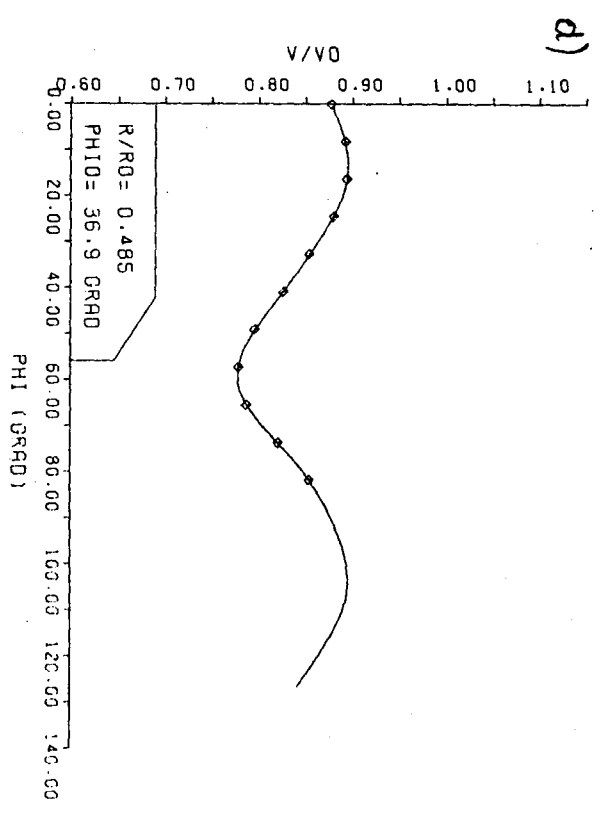
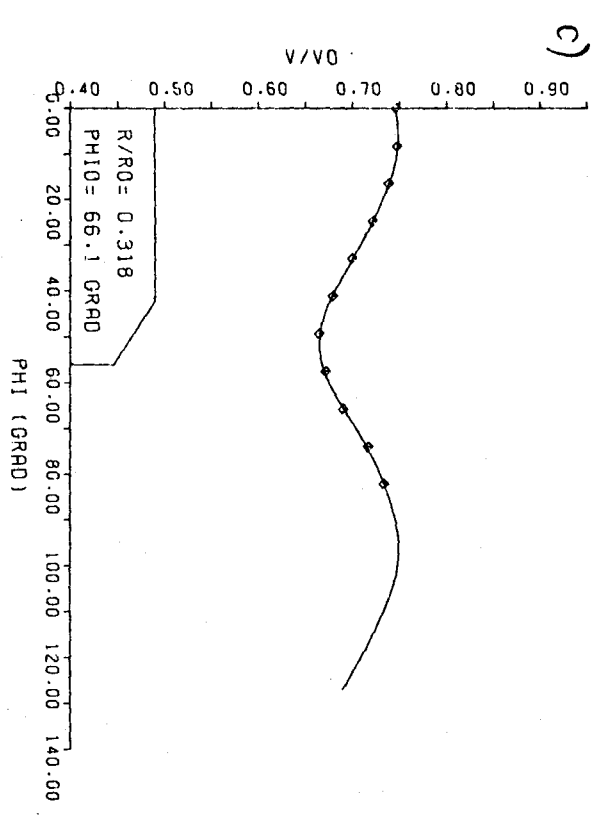
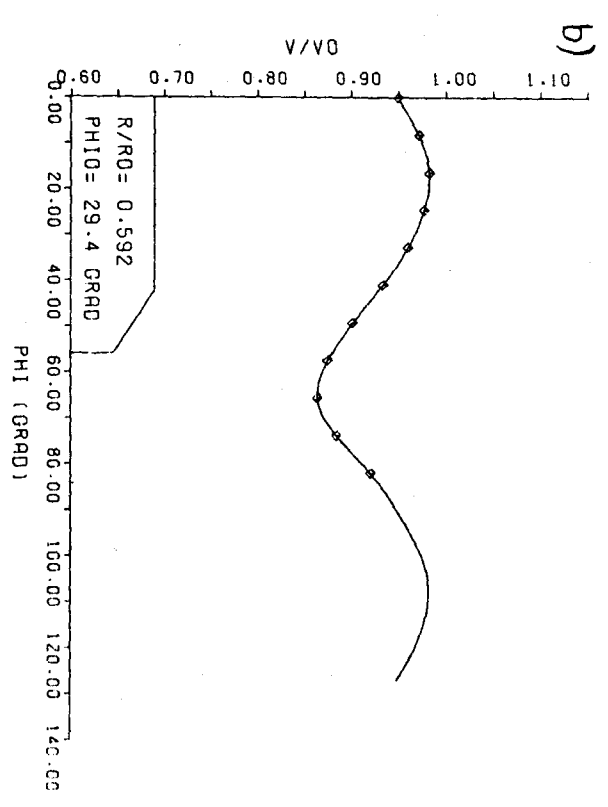
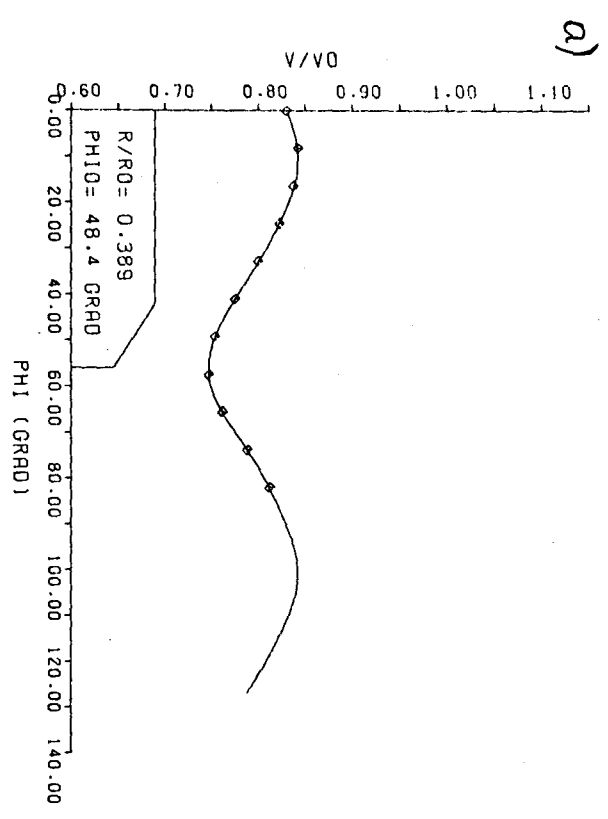


Abb. 25 e-h)
 Momentangeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Winkelstellung des Propellers
 im Nachstrom 0,15 D vor der Propeller - Ebene

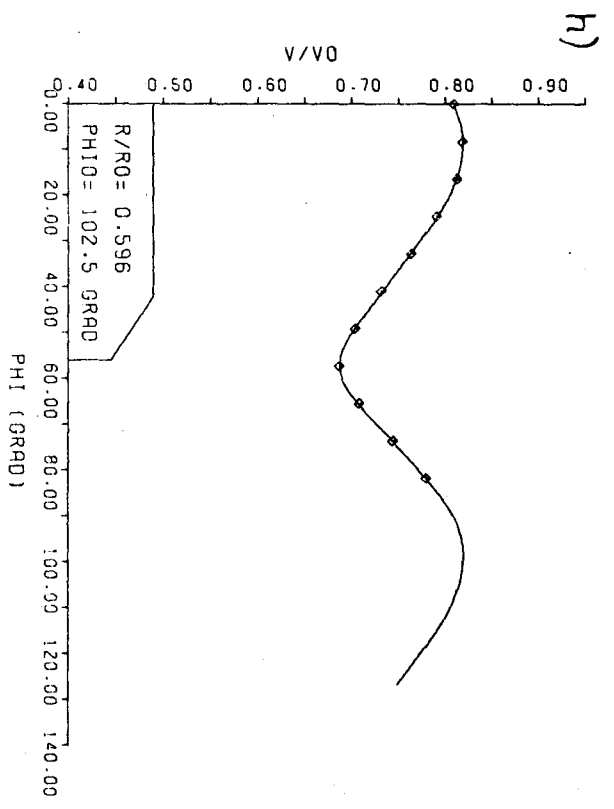
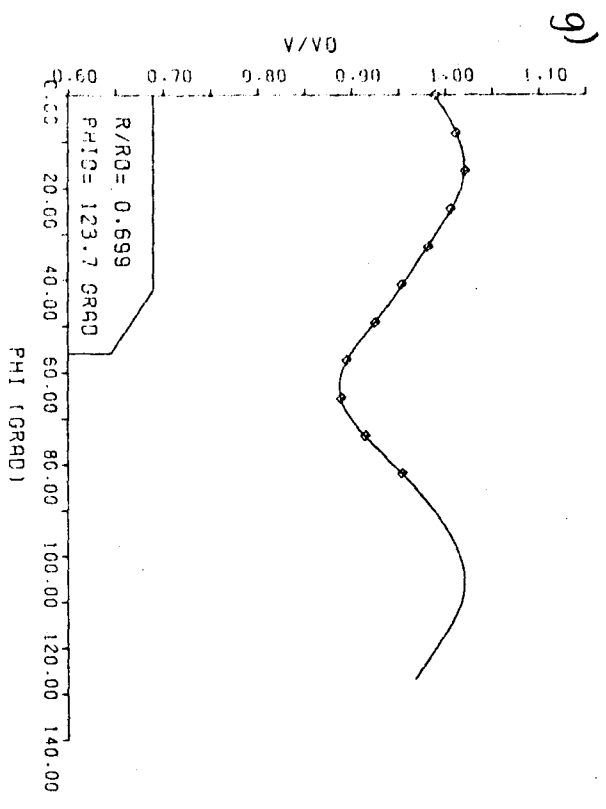
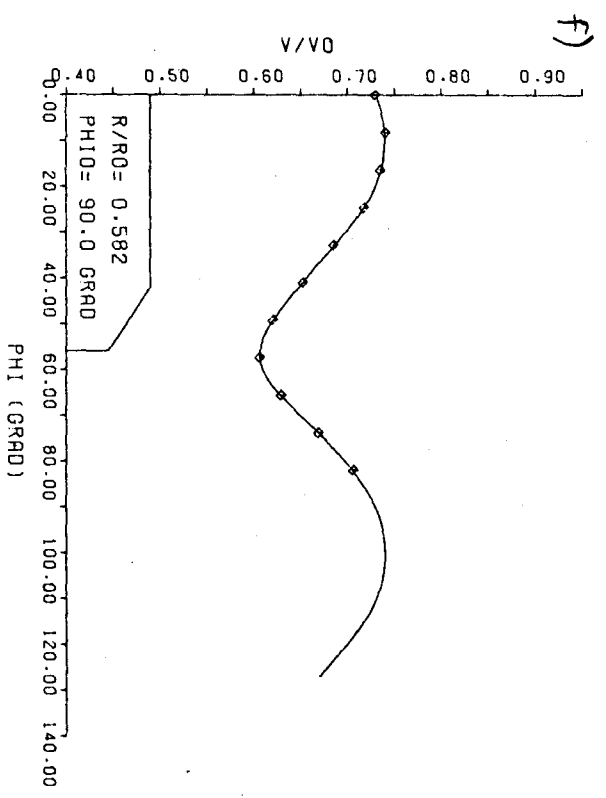
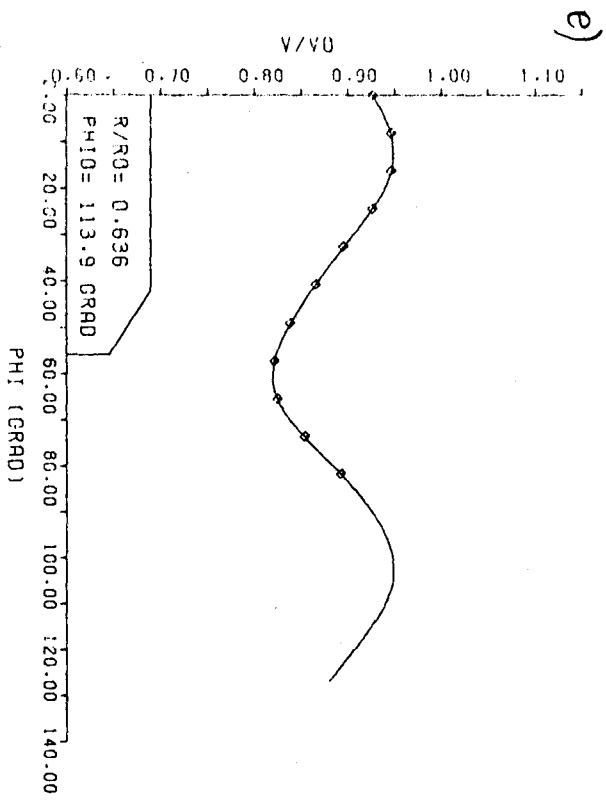


Abb. 26

Fourieranalyse der Geschwindigkeitsschwankungen
0,15 D von der Propeller-Ebene bei gleichförmiger
Anströmung

Gemessene Werte :

- Amplitude der 1. Harmonischen
- × Amplitude der 2. Harmonischen

Berechnete Werte der Amplitude der 1. Harmonischen :

- Einfluß der Zirkulation
- zusätzl. Berücksichtigung des Dickeneinflusses

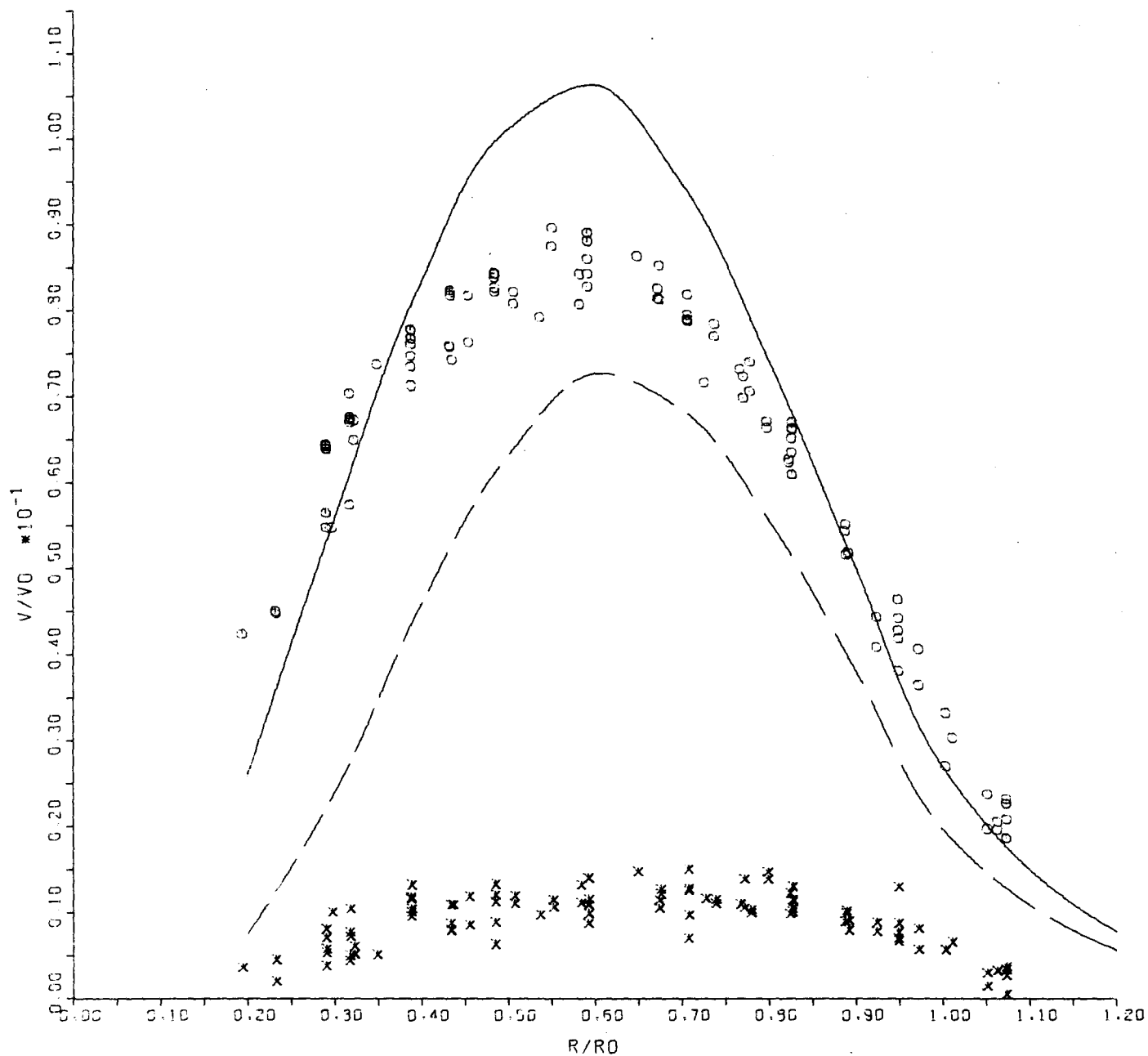


Abb. 27

Fourieranalyse der Geschwindigkeitsschwankungen
 0,15 D vor der Propeller-Ebene im Nachstrom

Gemessene Werte:

- o Amplitude der 1. Harmonischen
- x Amplitude der 2. Harmonischen

Für gleichförmige Anströmung berechnete Werte der 1. Harmonischen:

- Einfluß der Zirkulation
- zusätzl. Berücksichtigung des Dickeneinflusses

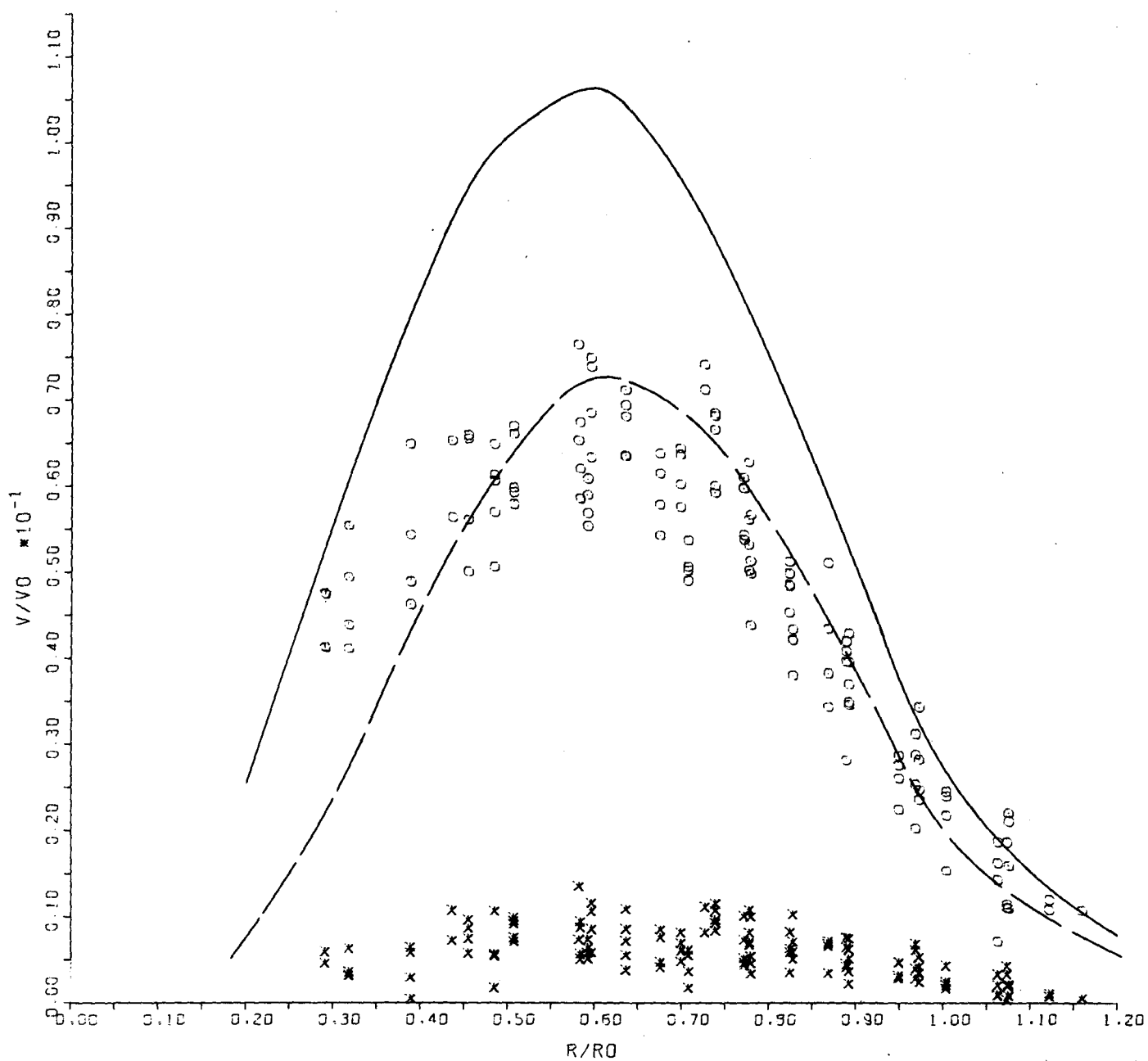


Abb. 28

Fourieranalyse der Geschwindigkeitsschwankungen
0,15 D vor der Propeller-Ebene (Phasenwinkel der
1. Harmonischen)

o gemessene Werte

— für gleichförmige Anströmung berechnete Werte unter Berücksichtigung
des Dickeneinflusses

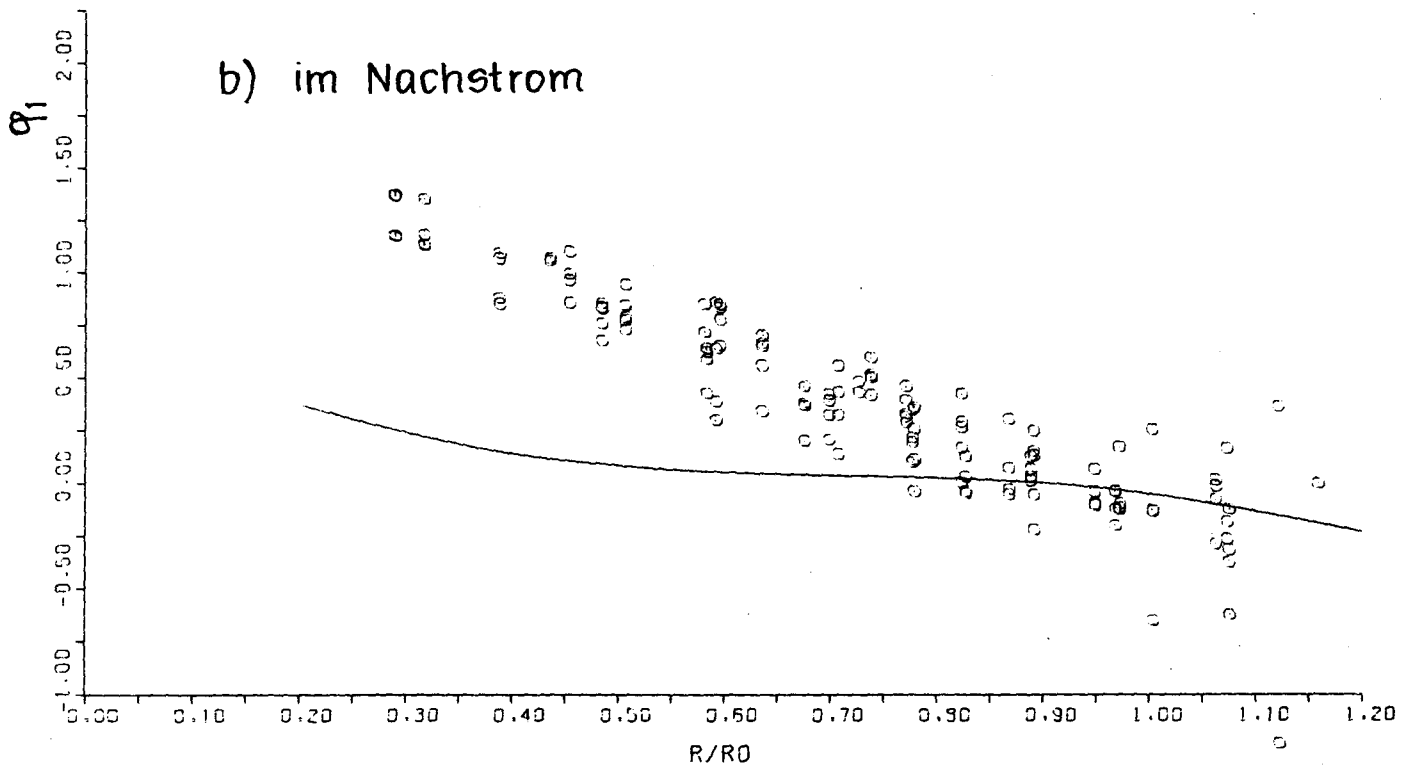
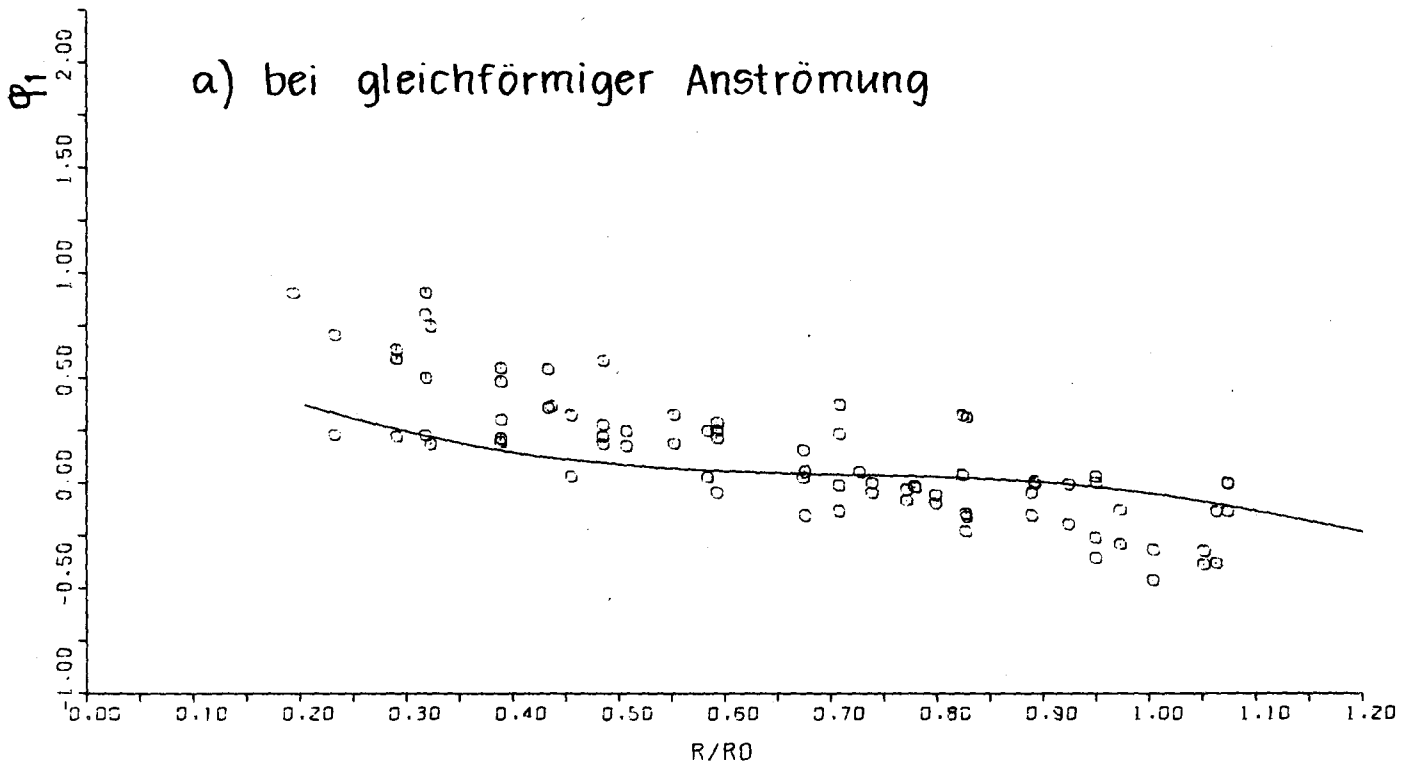


Abb. 29 Fourieranalyse der Geschwindigkeitsschwankungen bei gleichförmiger Anströmung (Amplitude der 1. Harmonischen)

- gemessene Werte
- Berechnung des Zirkulationseinflusses
- zusätzl. Berücksichtigung des Dickeneinflusses

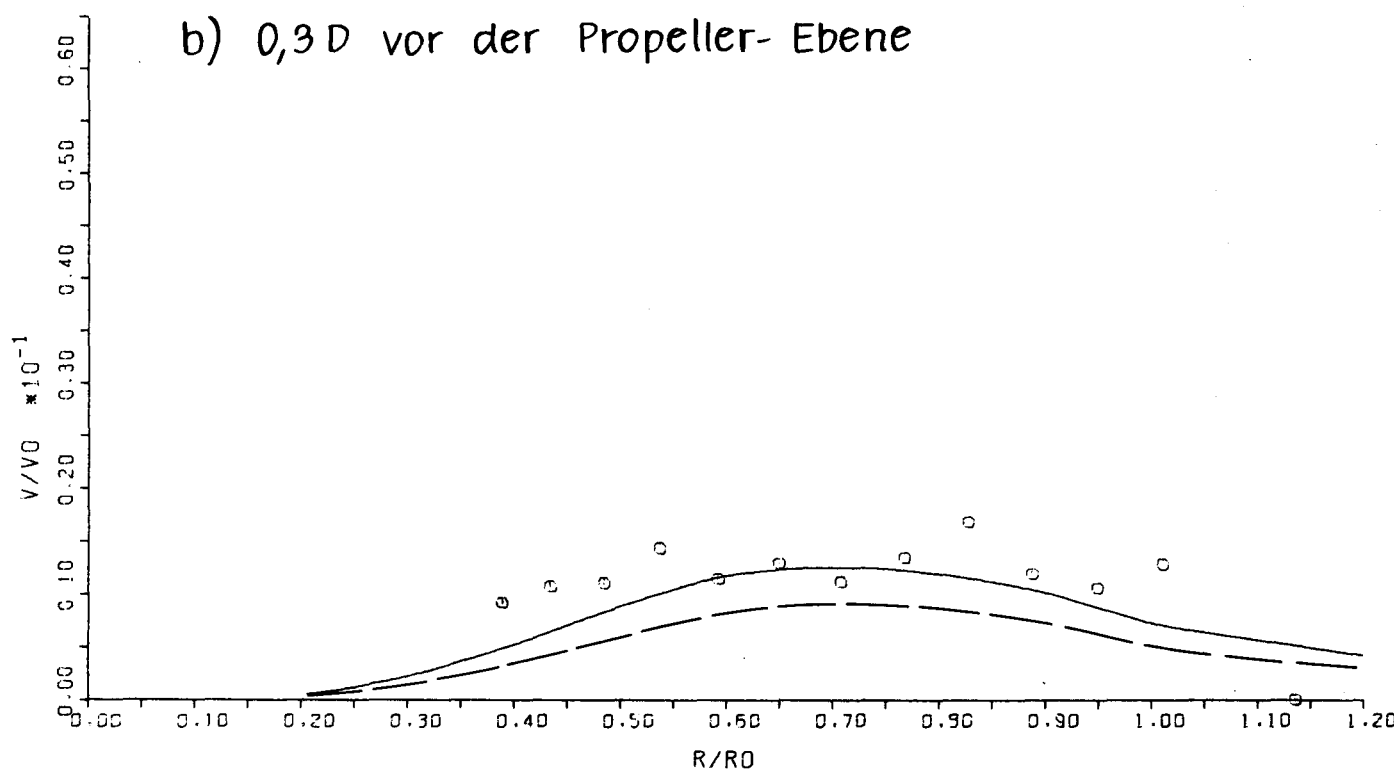
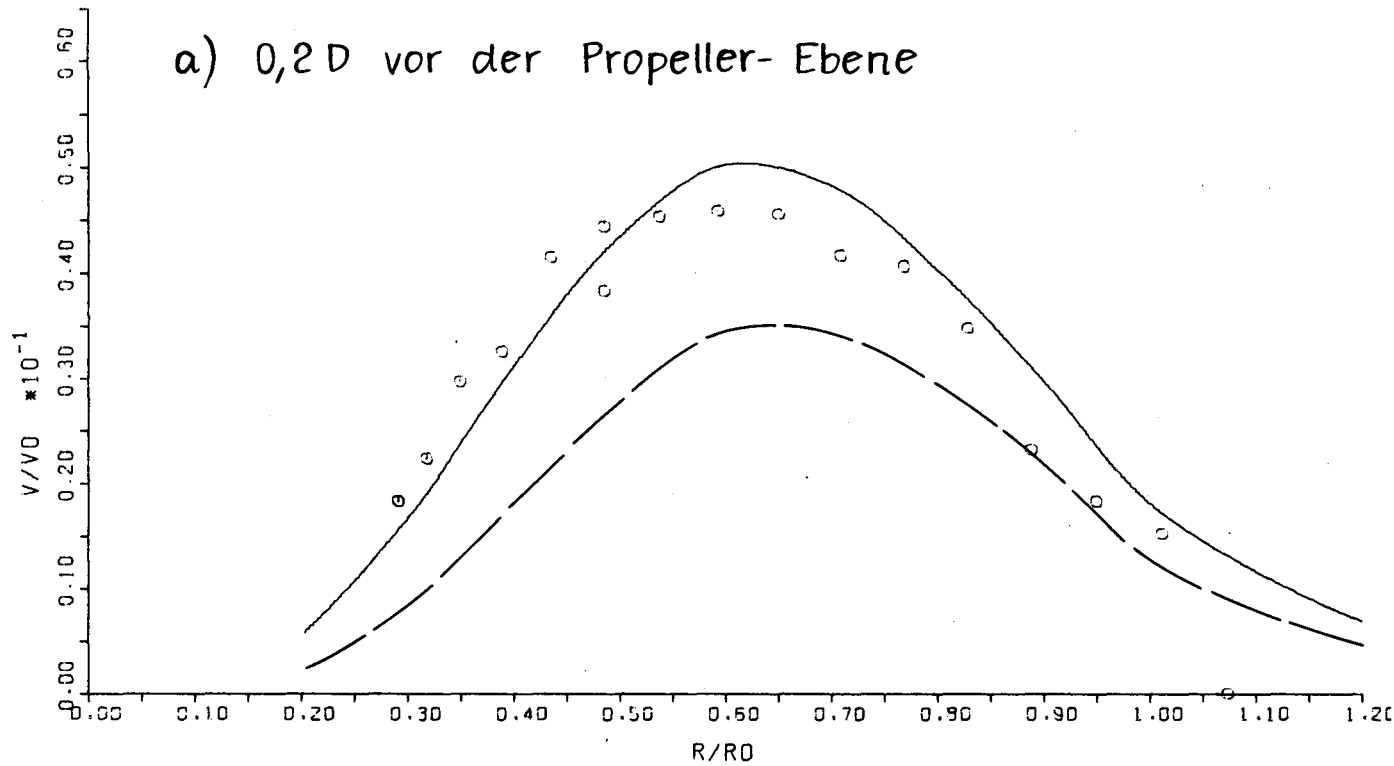


Abb. 30 Mittlere Geschwindigkeiten vor dem Propeller im Vergleich mit der Potentialtheorie

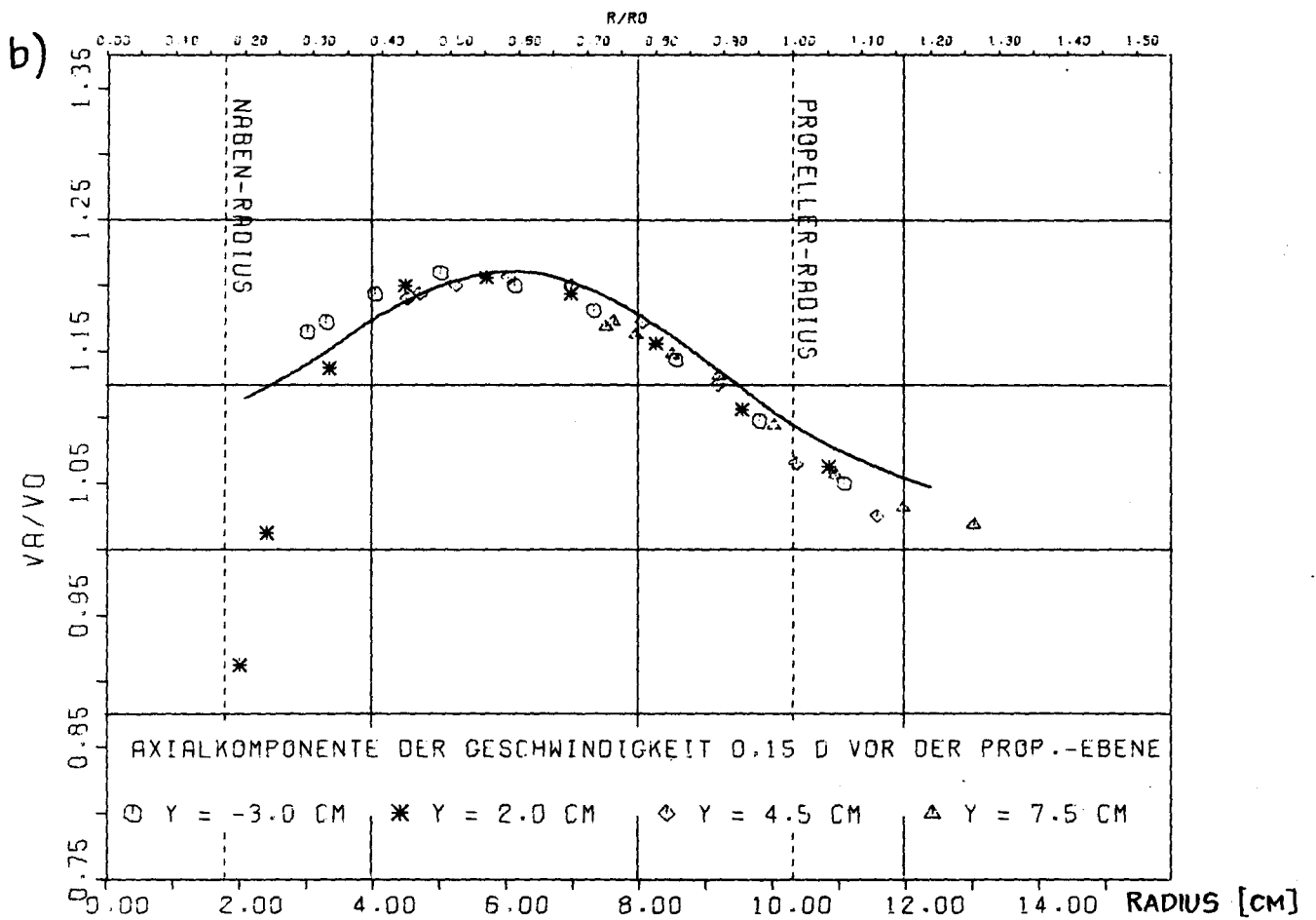
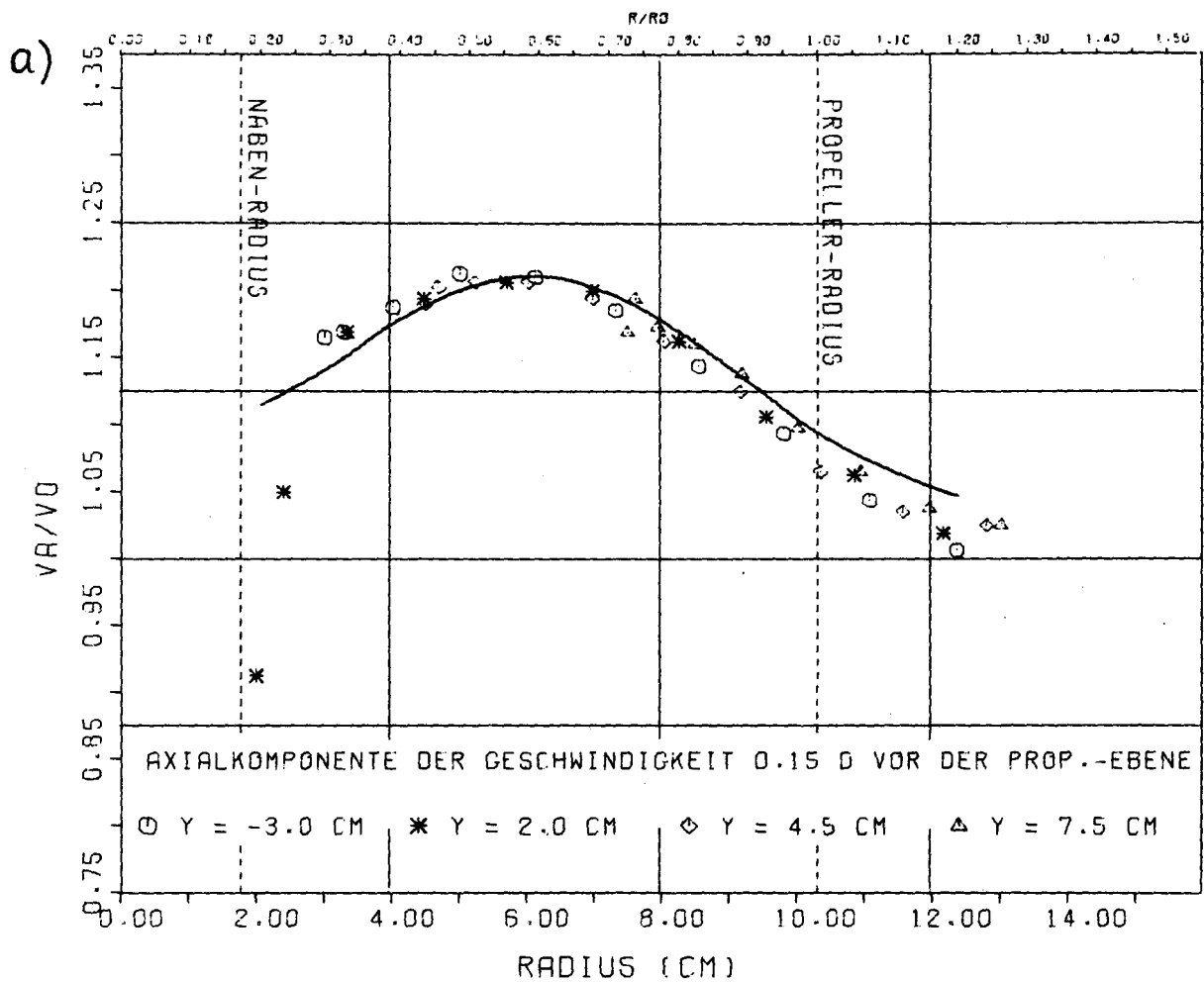


Abb. 31 Mittlere Geschwindigkeiten vor dem Propeller im Vergleich mit der Potentialtheorie

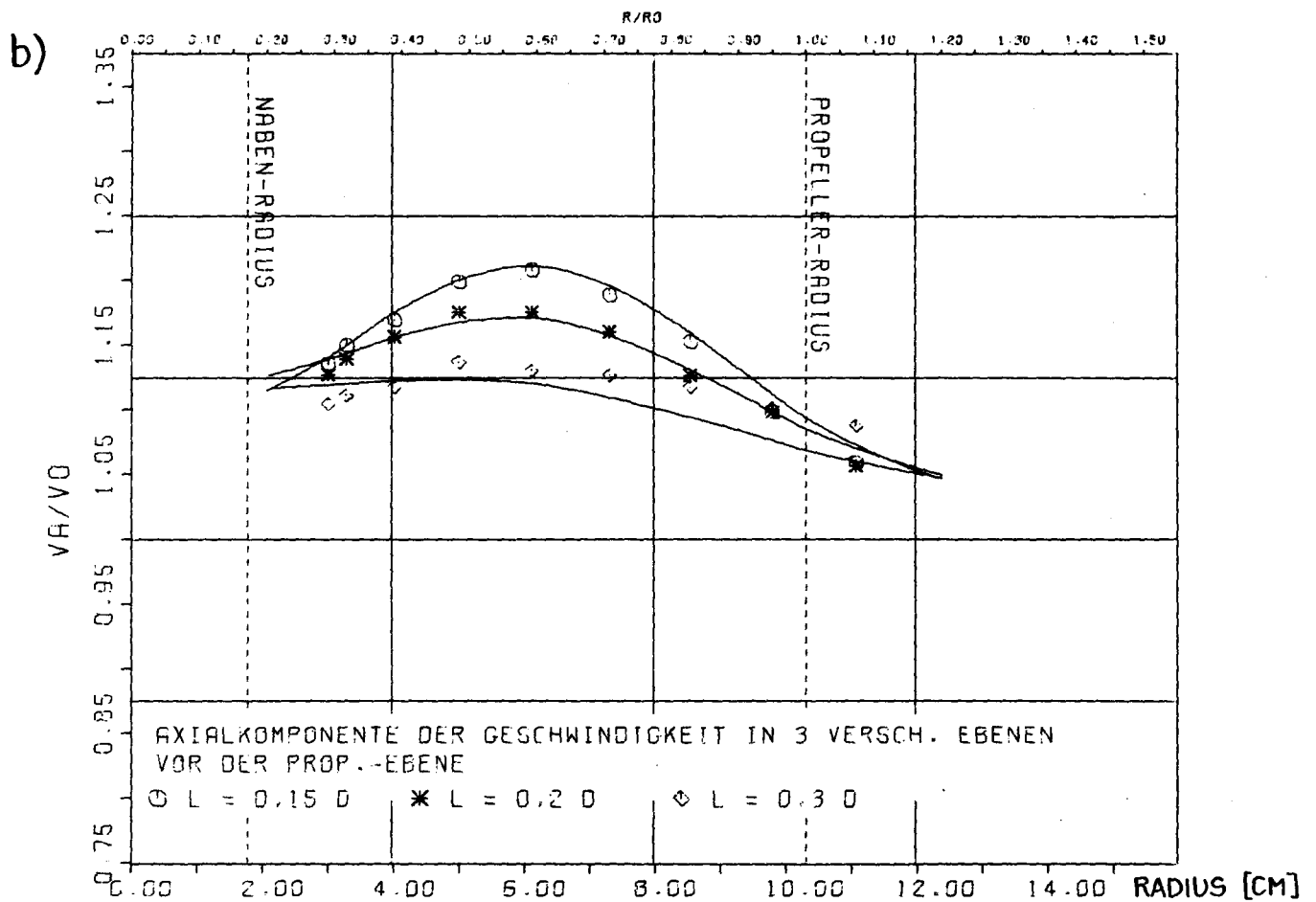
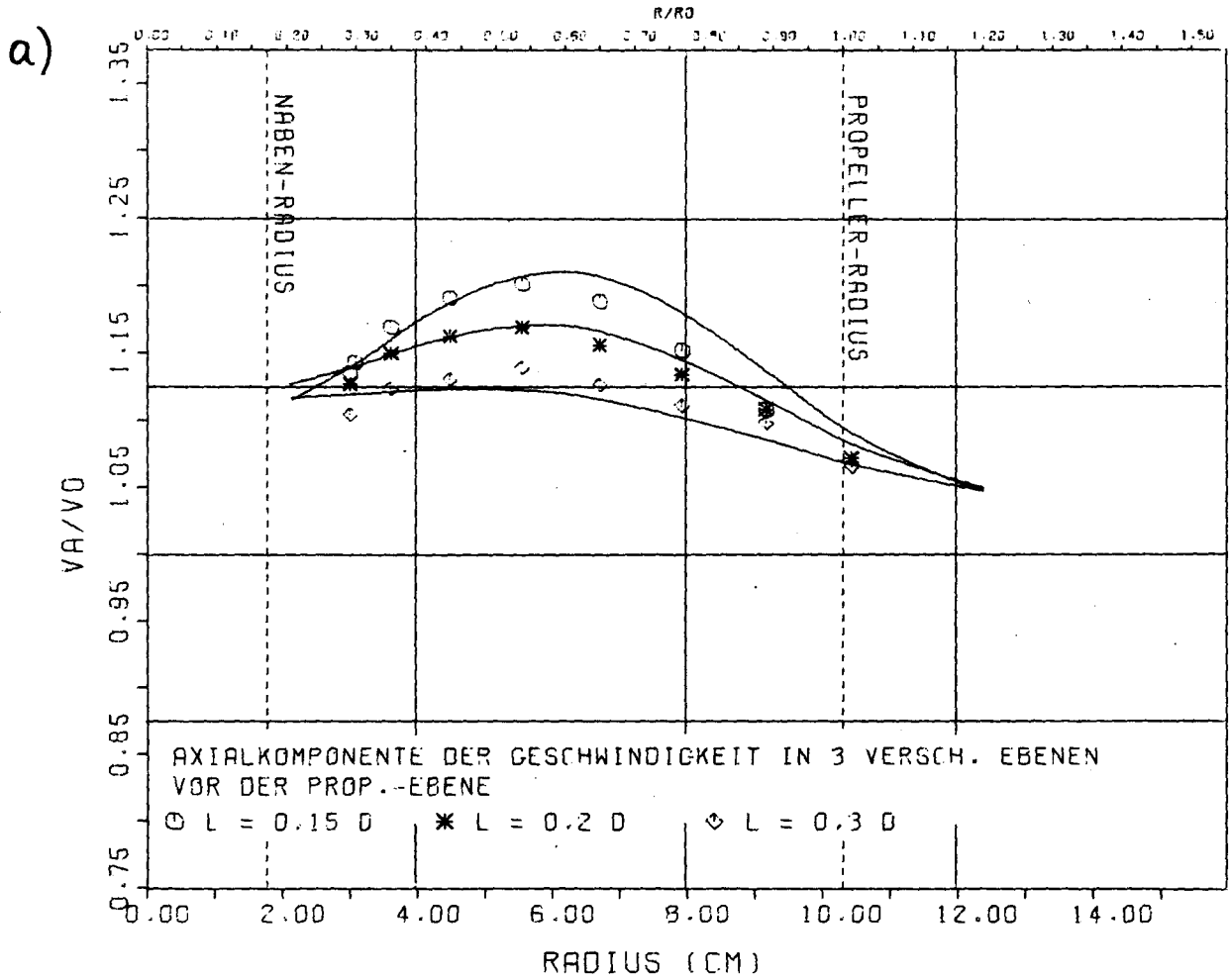
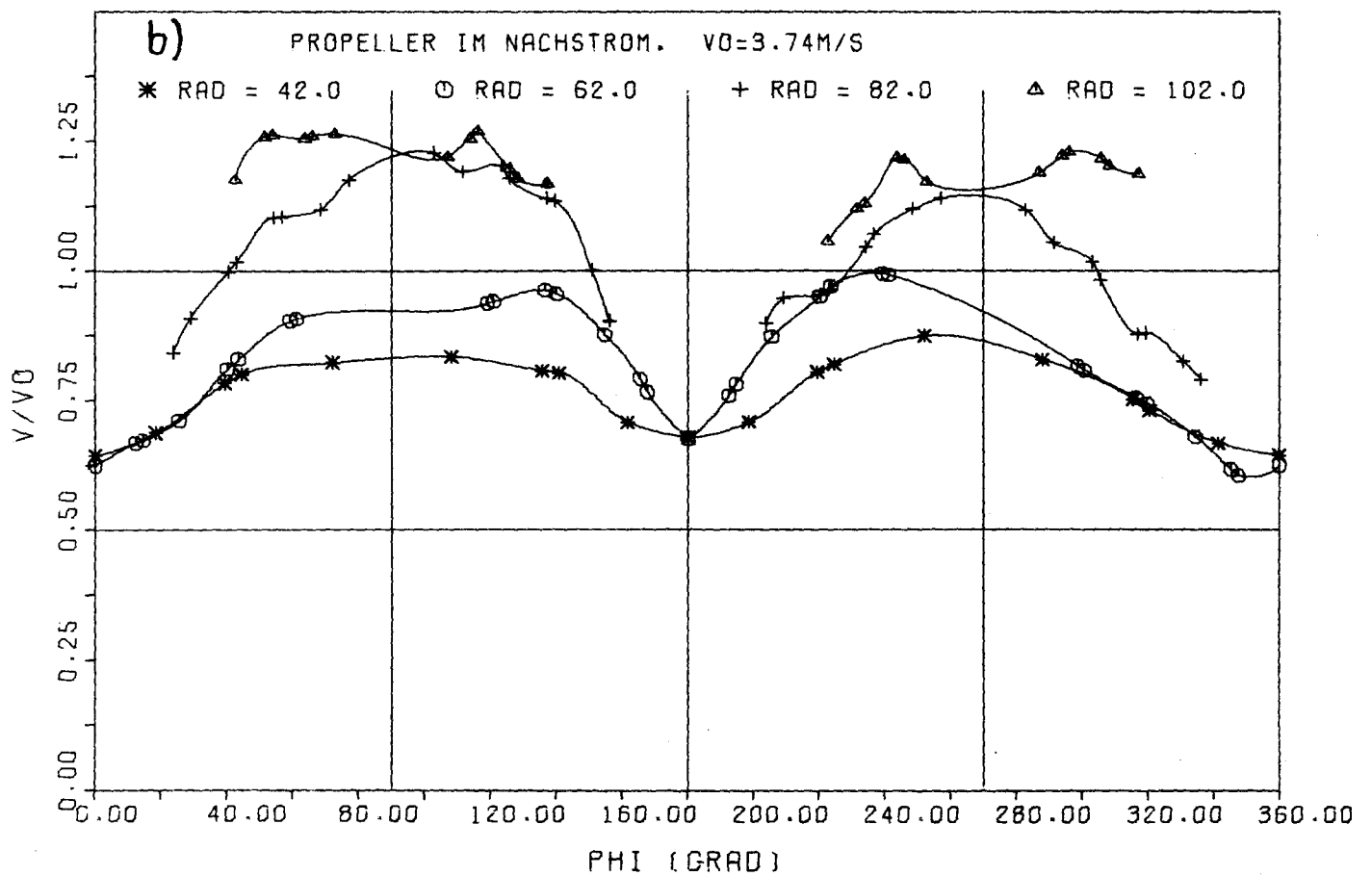
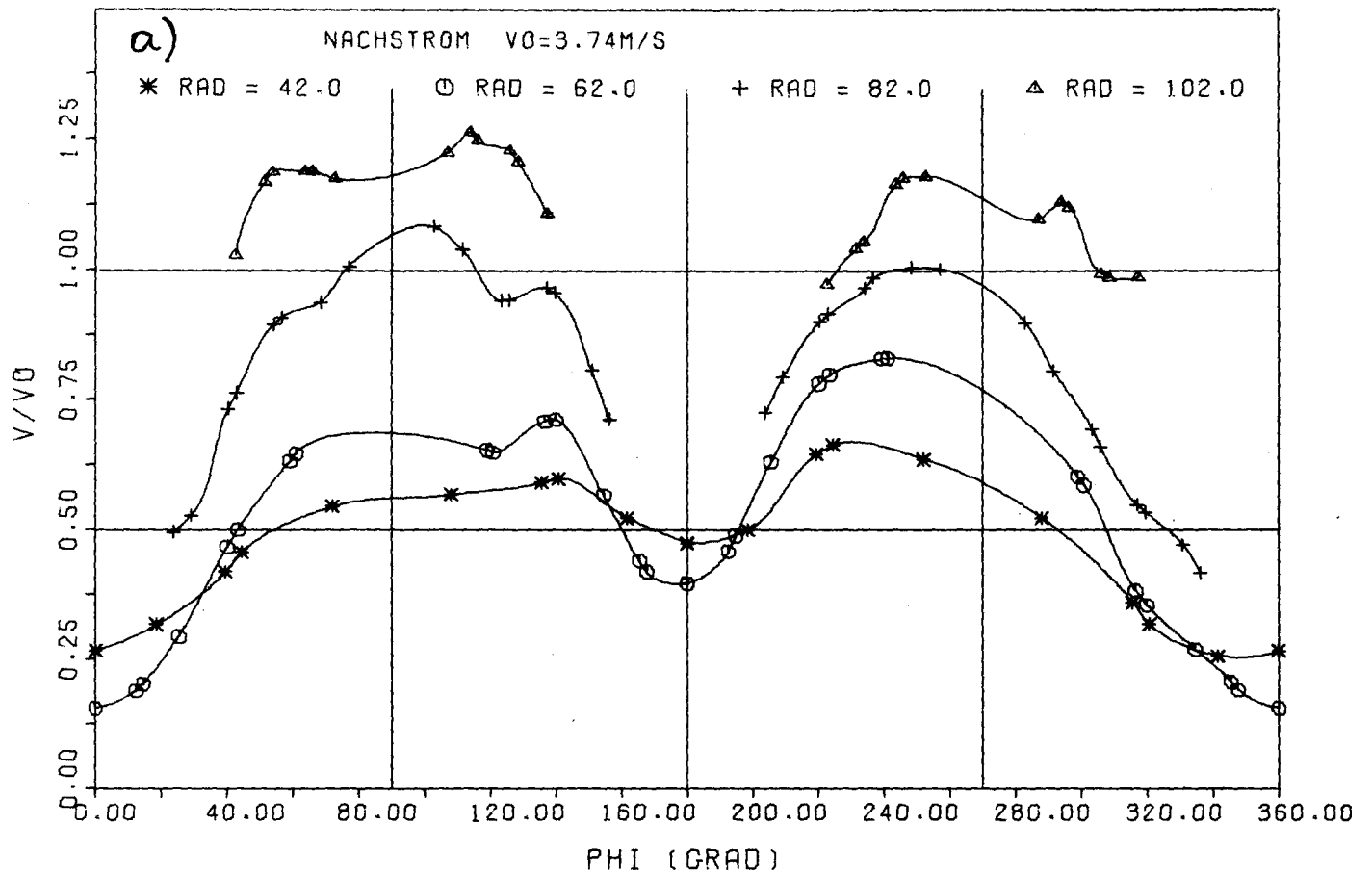
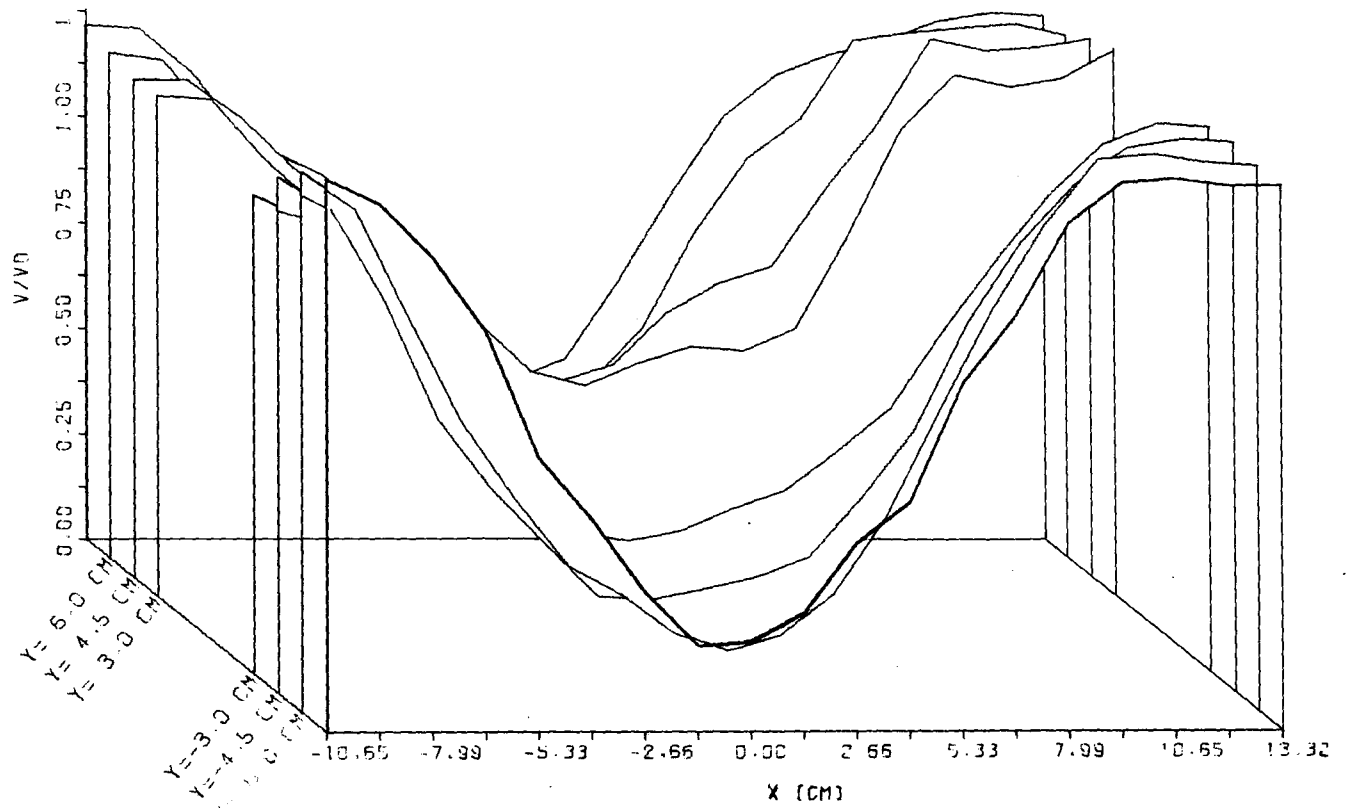
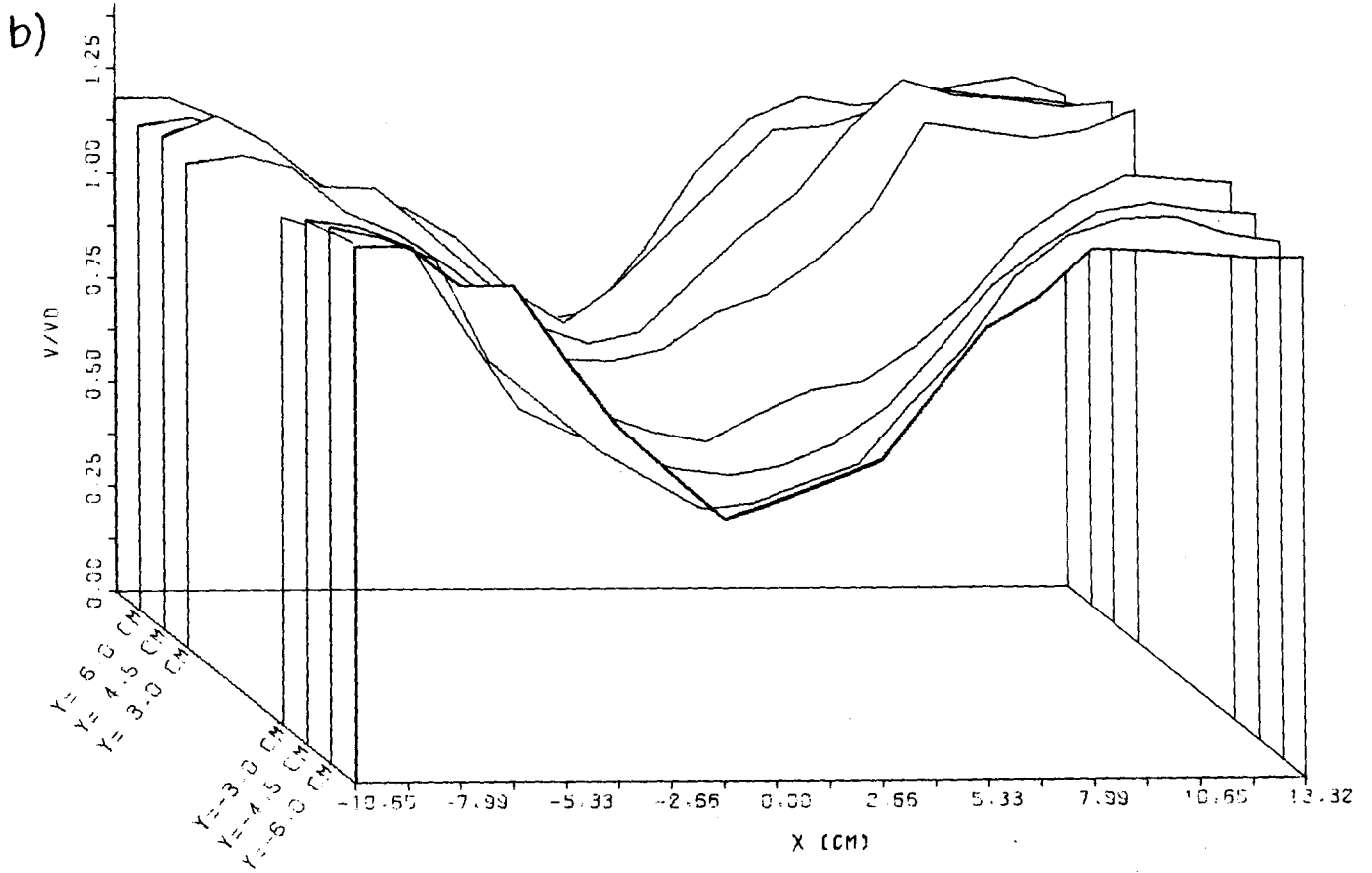


Abb. 32 Einfluß des Propellers auf die mittlere Geschwindigkeit im Nachstrom 0,15 D vor der Propeller-Ebene





NACHSTROM $V_0 = 3.74 \text{ M/S}$



PROPELLER IM NACHSTROM, $V_0 = 3.74 \text{ M/S}$