

380 | März 1979

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

H. Stöhrmann

Verfahren zur instationären
Geschwindigkeitsmessung mit einem
Laser-Doppler-Velocimeter

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Verfahren zur instationären Geschwindigkeitsmessung mit einem Laser-Doppler-Velocimeter

H. Stöhrmann, 1. Auflage, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1979

© Technische Universität Hamburg-Harburg

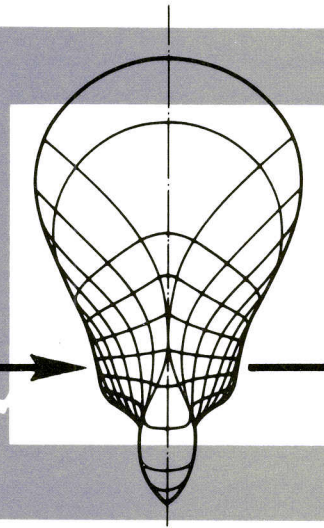
Schriftenreihe Schiffbau

Schwarzenbergstraße 95c

D-21073 Hamburg

<http://www.tuhh.de/vss>

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU
DER UNIVERSITÄT HAMBURG



Verfahren zur instationären Geschwindigkeits-
messung mit einem Laser-Doppler-Velocimeter

H. Stöhrmann

März 1979

Bericht Nr. 380

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 380

VERFAHREN ZUR INSTATIONÄREN MESSUNG
MIT EINEM LASER-DOPPLER-VELOCIMETER

von

Hanno Stöhrmann

Hamburg 1979

I n h a l t

	Seite
1. Einleitung	1
2. Messprinzip des Laser-Velocimeters	2
2.1 Doppler-Velocimetrie	2
2.2 Differential-Doppler-Verfahren	3
2.3 Frequenzmessung	7
3. Beschreibung der Optik	8
3.1 Optischer Aufbau	8
3.2 Messgeometrie	10
4. Signalverarbeitung	14
4.1 Digitaler Correlator	15
4.2 LDA-Counter	20
4.3 Sampling-Frequenz-Demodulator	21
5. Geschwindigkeitsmessung einer periodisch instationären Strömung	23
5.1 Darstellung des Geschwindigkeitsverlaufs mit einem Sampling-Frequenz-Demodulator	24
5.2 Stützstellen des Geschwindigkeitsverlaufs durch Countermessungen	26
5.3 Erweitertes Sampling-Verfahren mit einem LDA-Counter	29
5.3.1 Messwerterfassung und Auswertung	30
5.3.2 Berechnung von Mittelwert und Standardabweichung	31
5.3.3 Testmessungen	35
5.3.4 Erweiterung auf eine Zweikomponentenmessung	41
6. Messfehler bei Countermessungen	43
6.1 Endliche Übernahmezeit bei der Messwerterfassung	43
6.2 Winkelabhängigkeit	49
6.3 Vorzeichenunbestimmtheit	51
6.4 Weitere Fehlerquellen	52
7. Zusammenfassung	54
Anhang	
1. Kurzbeschreibung des Computersystems	55
2. Schnittstelle zwischen Counter und Computer	56
3. Konfidenzintervalle für Mittelwert und Standardabweichung	61
Literatur	64

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschreibt Verfahren zur Geschwindigkeitsmessung periodisch instationärer Strömungen mit einem Laser-Doppler-Velocimeter, das speziell für Nachstrommessungen an Schiffen in der Grossausführung entwickelt wurde /K2 /. Es wurde Ende 1976 ausgeliefert und konnte von T. Niemeier bei zwei Messfahrten eingesetzt werden, von denen die erste mehr einer Erprobung des Velocimeters diente /K3 /. Die Laborerprobung ist heute weitgehend abgeschlossen, und an der optischen Konzeption werden voraussichtlich nur noch geringe Änderungen erfolgen. Die Wahl der Signalverarbeitung fiel letztlich zugunsten eines LDA-Counters.

In dieser Arbeit wird die Eignung des Counters für instationäre Geschwindigkeitsmessungen aufgezeigt. Eine Beschreibung der Optik und der sich damit ergebenden Messgeometrie weist auf die Eignung der verschiedenen Signalverarbeitungen hin, die fast alle im Institut für Schiffbau verfügbar sind. Eine letztlich verkürzte Beschreibung der Signalverarbeitung soll zum Verständnis der entwickelten Messverfahren beitragen.

Besondere optische Probleme, die sich aus dem Brechungsindexsprung zwischen Luft und Wasser oder aus dem schrägen Einfall von Laserstrahlen auf ein Glasfenster ergeben, bleiben hier unberücksichtigt; die eigentlichen Testmessungen erfolgten in Luft.

Auf einige Fehlerquellen, die bei Anwendung eines LDA-Counters entstehen, wird näher eingegangen und die Grössenordnung der entstehenden Fehler abgeschätzt.

2. Messprinzip des Laser-Velocimeters

Die Messaufgabe des hier behandelten Velocimeters, Nachstrommessung eines Schiffes in der Grossausführung, legt die Konzeption des Gerätes in den Grundzügen fest. So führt eine geforderte Verschiebbarkeit des Messpunktes über einige Meter bei der am Einsatzort zu erwartenden Enge dazu, eine Optik mit variabler Brennweite (Zoomoptik) zu verwenden. Vorrichtungen, die an der Schiffsaussenhaut ins Wasser führen, können vermieden werden, wenn rückwärtsgestreutes Licht genutzt wird. Das Gerät soll weitgehend unempfindlich gegen Vibration sein und mit nur einem Fenster in der Schiffshaut auskommen.

Diese Forderungen lassen sich bei Verwendung des Differential-Doppler-Verfahrens in Rückstreuung erfüllen. Die folgende Erläuterung des Messprinzips bezieht sich nur auf dieses Verfahren, andere sind zum Beispiel bei /G1 / beschrieben.

2.1 Doppler-Velocimetrie

Bei der Laser-Doppler-Velocimetrie (oder Laser-Doppler-Anemometrie, LDA) wird die Frequenzverschiebung der von bewegten Teilchen gestreuten Strahlung gegenüber der einfallenden Laserstrahlung zur Messung der Teilchengeschwindigkeit benutzt. Diese Teilchen sind entweder als natürliche Verunreinigung im Strömungsmedium vorhanden oder werden zugesetzt. Folgen sie der Strömung verzögerungsfrei, ist ihre Geschwindigkeit gleich der Strömungsgeschwindigkeit. Für eine genaue Interpretation der Messergebnisse, besonders bei Turbulenzuntersuchungen, muss das Verhalten der Teilchen in der Strömung bekannt sein.

Als Strahlungsquelle dient der Strahl eines in der Grundmode TEM₀₀ schwingenden Lasers. Ein solcher Laserstrahl (Abb. 1) hat eine Gaußförmige Intensitätsverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. In seinem engsten Strahlquerschnitt (Strahltaile) sind die Phasenfronten eben. Nur aus diesem Bereich kommende Streustrahlung wird untersucht.

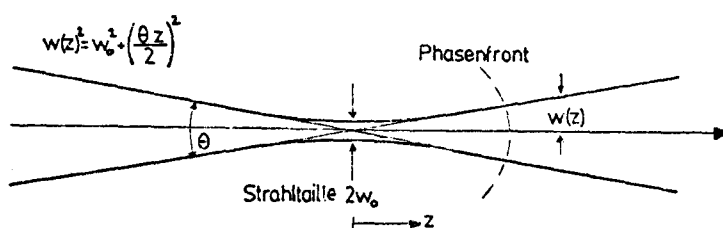


Abb. 1 Strahlkontur eines Laserstrahls

Ein Teilchen mit der konstanten Geschwindigkeit \vec{v} streut Licht, dessen Frequenz im Ortssystem des Teilchens doppler-verschoben ist. Beobachtet man dieses Licht im Ruhesystem des Detektors, erfährt auch das Streulicht eine Frequenzverschiebung. Sie lässt sich mit Hilfe der Galileitransformation berechnen, wenn die Teilchengeschwindigkeit klein gegen die Lichtgeschwindigkeit c ist. Eine relativistische Ableitung wurde von Temes / T1 / angegeben. Wenn \vec{s}_i der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls ist und \vec{s}_b der in Beobachtungsrichtung, F die Frequenz des Laserlichts, erhält man für diese Dopplerverschiebung

$$(1) \quad \Delta F = \frac{F}{c} (\vec{s}_i - \vec{s}_b, \vec{v})$$

2.2 Differential-Doppler-Verfahren

Durch Messung der Streulichtfrequenz lässt sich die Dopplerverschiebung praktisch nicht bestimmen, da sie bei den vorkommenden Geschwindigkeiten etwa 9 Zehnerpotenzen kleiner als die Frequenz der einfallenden Laserstrahlung ist. Man wendet daher Überlagerungstechniken an und misst die entstehende Schwebungsfrequenz.

Beim Differential-Doppler-Verfahren (Kreuzstrahlverfahren) schneiden sich zwei kohärente Laserstrahlen im Bereich ihrer Strahltaillen. Am Beobachtungsort überlagern sich die Streulichtanteile beider Strahlen.

Als Mischfrequenz, die man als Dopplerfrequenz F_d bezeichnet, erhält man aus (1)

$$(2) \quad F_d = \left| \frac{F}{c} (\vec{s}_1 - \vec{s}_2, \vec{v}) \right|$$

Die Dopplerfrequenz ist von der Beobachtungsrichtung unabhängig. Der Betrag der Projektion des Geschwindigkeitsvektors auf die Messrichtung $\vec{s}_1 - \vec{s}_2$ ist bestimmbar, das Vorzeichen dieser Komponente jedoch nicht (Abb. 2).

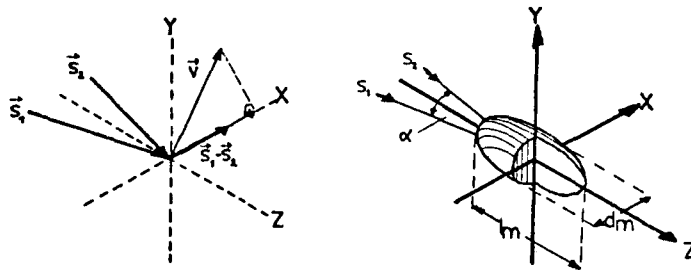


Abb. 2 Messrichtung und Schnittvolumen beim Differential-Doppler-Verfahren

Ist einer der einfallenden Laserstrahlen um F_s frequenzverschoben, erhält man als Dopplerfrequenz

$$F_d = \left| \frac{F}{c} (\vec{s}_1 - \vec{s}_2, \vec{v}) + F_s \right|$$

Eine Richtungsbestimmung ist jetzt möglich. Diese Methode ist beim verwendeten Velocimeter vorgesehen, arbeitete aber nicht zufriedenstellend; auf die Bestimmung des Vorzeichens musste verzichtet werden.

Die Streustrahlung wird von einem Photodetektor in ein elektrisches Signal umgewandelt. Bei Verwendung von rückwärts gestreutem Licht werden vorzugsweise Sekundärelektronenvervielfacher mit Photokathode (Photomultiplier) als Detektoren benutzt. Das Streuverhalten der Teilchen wird stark von ihren Eigenschaften und der Streurichtung bestimmt; dies wird von der Mie-Theorie für kugelförmige Teilchen berücksichtigt / B1 /.

Nimmt man vereinfachend an, dass die Streulichtamplitude nur von der Intensität der einfallenden Strahlung abhängt, so lässt sich die Signalform angeben, und man erhält eine Abschätzung für die Grösse der "Meßsonde". Die Intensitätsverteilung im Schnittbereich der beiden Laserstrahlen mit der Wellenlänge λ kann bei gleicher Strahlintensität I_0 und gleichem Strahlradius r_0 mit der Geometrie von Abbildung 2 geschrieben werden /A1/ als

$$(3) \quad I(x, y, z) = 2I_0 \left[\cosh\left(\frac{2}{r_0} z x \sin \alpha\right) + \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} x \sin \frac{\alpha}{2}\right) \right] \cdot \exp\left[-\frac{2}{r_0^2} \left(z^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + x^2 \cos^2 \frac{\alpha}{2} + y^2\right)\right]$$

Deutet man diese Verteilung als Interferenzerscheinung, findet man als Abstand s der parallel zur YZ-Ebene orientierten Ebenen gleicher Phase:

$$s = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha / 2}$$

Durchquert ein Teilchen das Schnittvolumen, gilt bei einem isotropen Streuverhalten, dass dessen Signalamplitude proportional zu $I(x(t), y(t), z(t))$ ist. Das Teilchen wird bei seinem Weg durch das Schnittvolumen also periodisch beleuchtet. Mit gleicher Periode empfängt der Detektor die Streustrahlung. Die Messrichtung liegt normal zu den Flächen hoher und niedriger Intensität. Man findet für die Dopplerfrequenz (2) den Ausdruck:

$$F_d = \frac{v_m}{s} = \frac{2v_m \sin \alpha / 2}{\lambda}$$

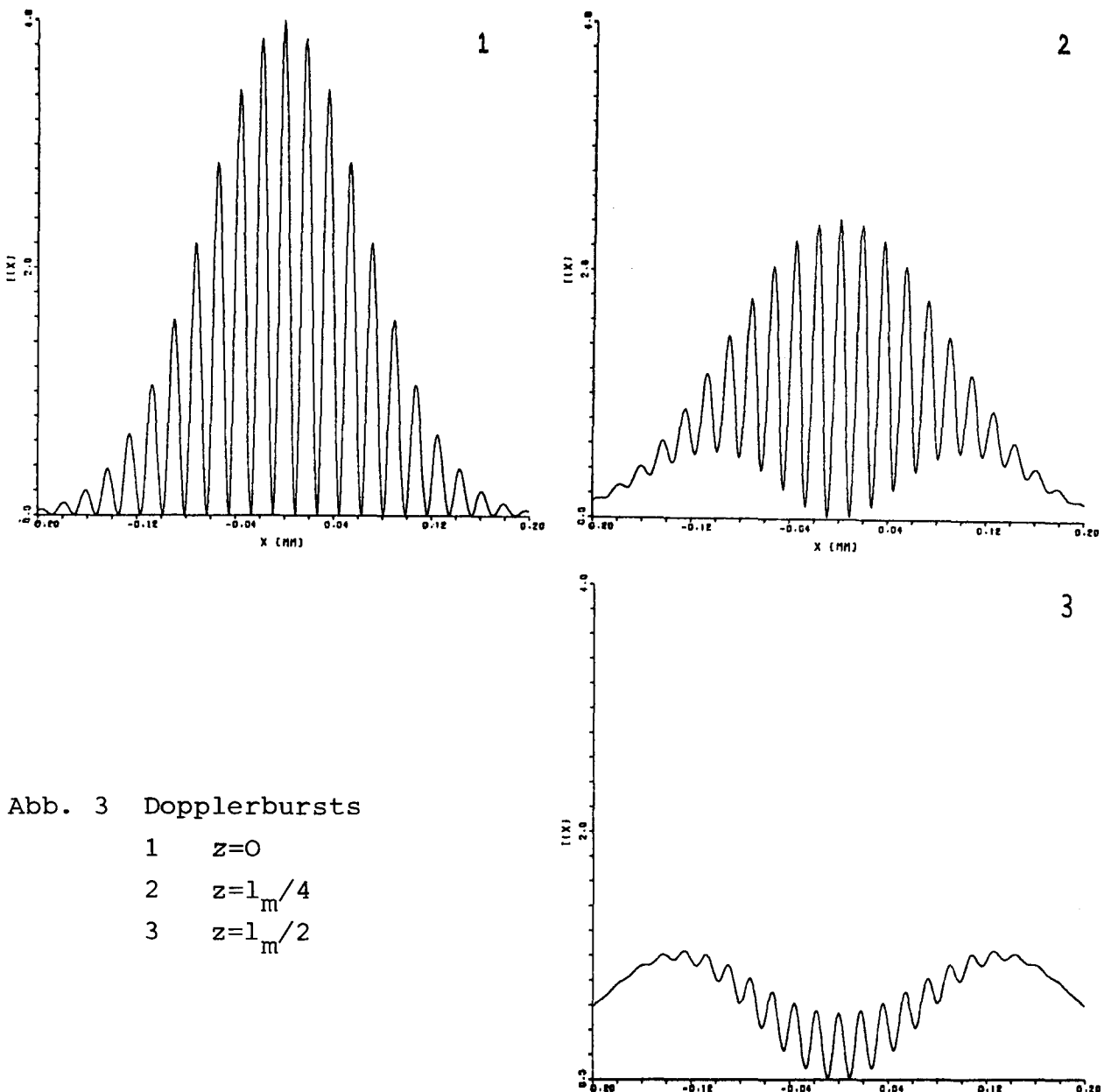
v_m ist der Betrag der Projektion des Geschwindigkeitsvektors auf die Messrichtung. Der Abstand der Punkte auf der Z-Achse, an denen die Intensität $I(x, y, z)$ auf e^{-2} des Maximums $4I_0$ abgefallen ist, wird als Länge l_m , entsprechend der Abstand auf der Y-Achse als Durchmesser d_m des Schnittvolumens bezeichnet.

$$l_m = \frac{2r_0}{\sin \alpha / 2}$$

$$d_m = \frac{2r_0}{\cos \alpha / 2}$$

Das Schnittvolumen wird durch ein Ellipsoid mit den Achsen l_m und d_m angenähert. Nur Streulicht aus dem Schnittvolumen soll durch die Rückstreuoptik auf den Photodetektor fokussiert werden. Die nachfolgende Elektronik bestimmt die momentane Dopplerfrequenz oder deren zeitlichen Mittelwert. Die Einhüllende des Dopplersignals eines einzelnen Teilchens ist von seinem Weg durch das Schnittvolumen abhängig. Die in ihr enthaltene Richtungsinformation über die Teilchenbahn bleibt bei der Auswertung unberücksichtigt.

Abbildung 3 zeigt die Streulichtsignale einzelner Teilchen (Dopplerbursts), die man mit der Annahme einer isotropen Streuung und eines punktförmigen Streuzentrums erhält. Die Teilchen durchqueren das Schnittvolumen in Messrichtung in der ZX-Ebene. Die gewählten Parameter entsprechen den berechneten Werten für das Schnittvolumen der Zoomoptik mit einer 1.5-fachen Strahlaufweitung (siehe 3.2).



2.3 Frequenzmessung

Das hochfrequente Dopplersignal ist von einem niederfrequenten Signalanteil begleitet, der durch Amplitudenmodulation und Totalausfälle des Signals (Drop-Out) entsteht. Üblich ist die Abtrennung des niederfrequenten Anteils durch eine Hochpassfilterung. Die Frequenz des hochpassgefilterten Signals kann unter anderem mit einem Frequenznachlaufempfänger oder mit einem Digitalzähler (LDA-Counter) bestimmt werden.

Ein Frequenznachlaufempfänger nutzt ein schmalbandiges Filter mit einer speziellen Regelschaltung zur Demodulation des auf Grund turbulenter Geschwindigkeitsschwankungen frequenzmodulierten Signals. Bei grossen und schnellen Geschwindigkeitsänderungen sowie bei hoher Drop-Out-Rate kann die Regelschaltung der momentanen Signalfrequenz nicht folgen und eine Frequenzbestimmung ist nicht mehr möglich.

Ein LDA-Counter bestimmt die Frequenz durch Zeitmessung einer festen Zahl von Perioden des Dopplersignals. Er arbeitet nicht mehr sicher, wenn die Teilchenrate sehr hoch ist, da dann die vermehrt auftretenden Phasensprünge des Signals zu Fehlmessungen führen können. Da er keine Einschwingzeit benötigt, ist er in der Lage, grossen Geschwindigkeitsschwankungen zu folgen.

Eine weitere Möglichkeit, Mittelwert und Varianz der Dopplerfrequenz zu bestimmen, bietet der Correlator. Er bildet die Autokorrelationsfunktion des Signals. Bei der Laser-Velocimetrie werden digital arbeitende Correlatoren benutzt. Frequenzbestimmungen sind hier auch bei sehr geringen Streuleistungen und stark veräuschten Signalen möglich; der momentane Frequenzwert, der für die Bestimmung eines Turbulenzspektrums nötig ist, kann nicht angegeben werden.

3. Beschreibung der Optik

3.1 Optischer Aufbau

Das Laser-Velocimeter besteht aus der Kombination einer modifizierten Serienoptik der Firma DISA-Elektronik (Zweifarbentoptik 55 X 00) mit einem dreilinsigen Zoomsystem. Der Messpunkt, der durch zwei zueinander senkrechte Interferenzstreifensysteme gebildet wird, kann in Luft im Bereich von 1 bis 6 m in Richtung der optischen Achse des Zoomsystems verschoben werden. Die Orientierung der beiden Messrichtungen kann durch Drehung der Zweifarbenoptik geändert werden, sie bleiben dabei senkrecht zueinander.

Als Strahlungsquelle dient ein Argon-Ionen-Laser, dessen zwei stärkste Linien mit Wellenlängen von 514.5 nm (grün) und 488.0 nm (blau) benutzt werden.

Die räumliche Anordnung des Lasers, der Zweifarbenoptik und des Zoomsystems kann dem Einsatzort des Gerätes angepasst werden. In der Laborversion waren diese Elemente untereinander angeordnet (Abb. 4).

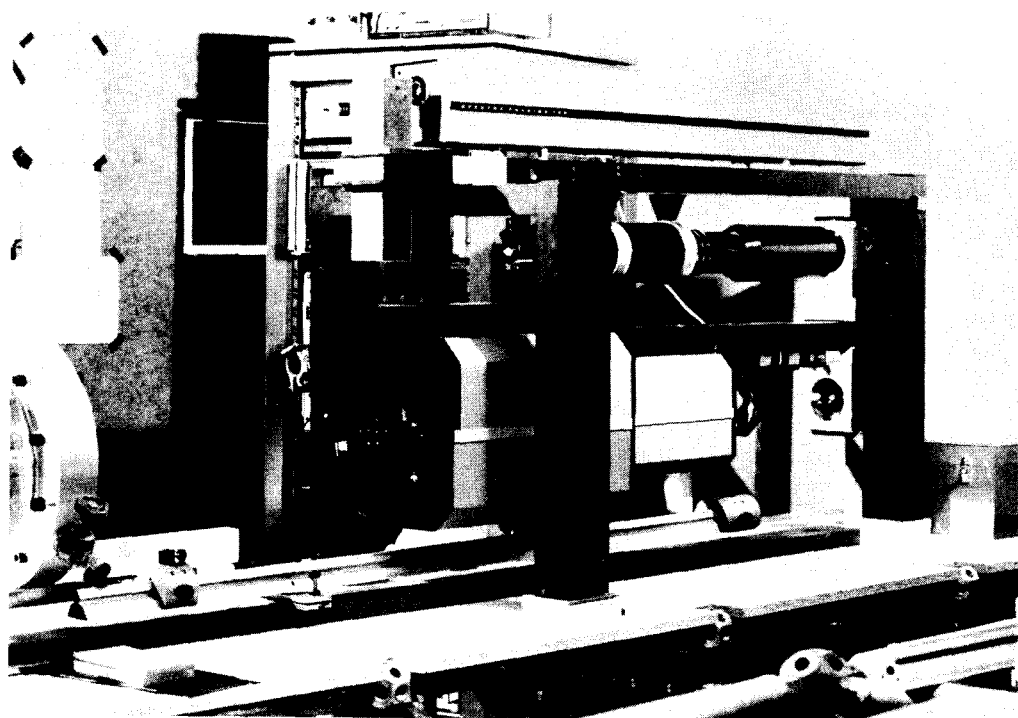


Abb. 4 Das Messgerät in der Laborversion

Der linear polarisierte Laserstrahl wird durch zwei Prismen in die Zweifarbenoptik (Abb. 5) gelenkt. Vorher durchläuft er ein Viertelwellenplättchen (L4), das den Strahl zirkular polarisiert und eine justierbare zweilinsige Strahlaufweitung (SA). Um bei Drehung der Zweifarbenoptik die Polarisationsrichtung des Laserstrahls zu den optischen Elementen konstant zu halten, ist ein weiteres Viertelwellenplättchen mit der Zweifarbenoptik fest verbunden, das den Strahl wieder linear polarisiert.

Durch einen farbneutralen Strahlteilerwürfel (BS1) und ein Prisma wird ein zur optischen Achse parallel versetzter Strahl (blau/grün) abgelenkt. Der andere Teilstrahl durchläuft eine entfernbare Braggzelle (BZ). Ein farbempfindlicher Strahlteiler (BS2) und zusätzliche Interferenzfilter (IF) trennen die beiden Farben. Durch Prismen werden diese beiden Teilstrahlen (blau und grün) parallel zur optischen Achse ausgerichtet. Die drei Strahlen haben den gleichen Abstand zur optischen Achse, der durch eine Prismenkonstruktion (BT) einstellbar verkleinert wird, bevor die Strahlen eine weitere Aufweitungsoptik (BE) durchlaufen. Zwei Spiegel lenken sie in das unterhalb der Zweifarbenoptik liegende Zoomobjektiv, dessen erste Linse mit einem Schrittmotor in Schritten von $16.5 \mu\text{m}$ axial verschiebbar ist. Die damit verbundene Verschiebung des Messpunktes beträgt 7 mm.

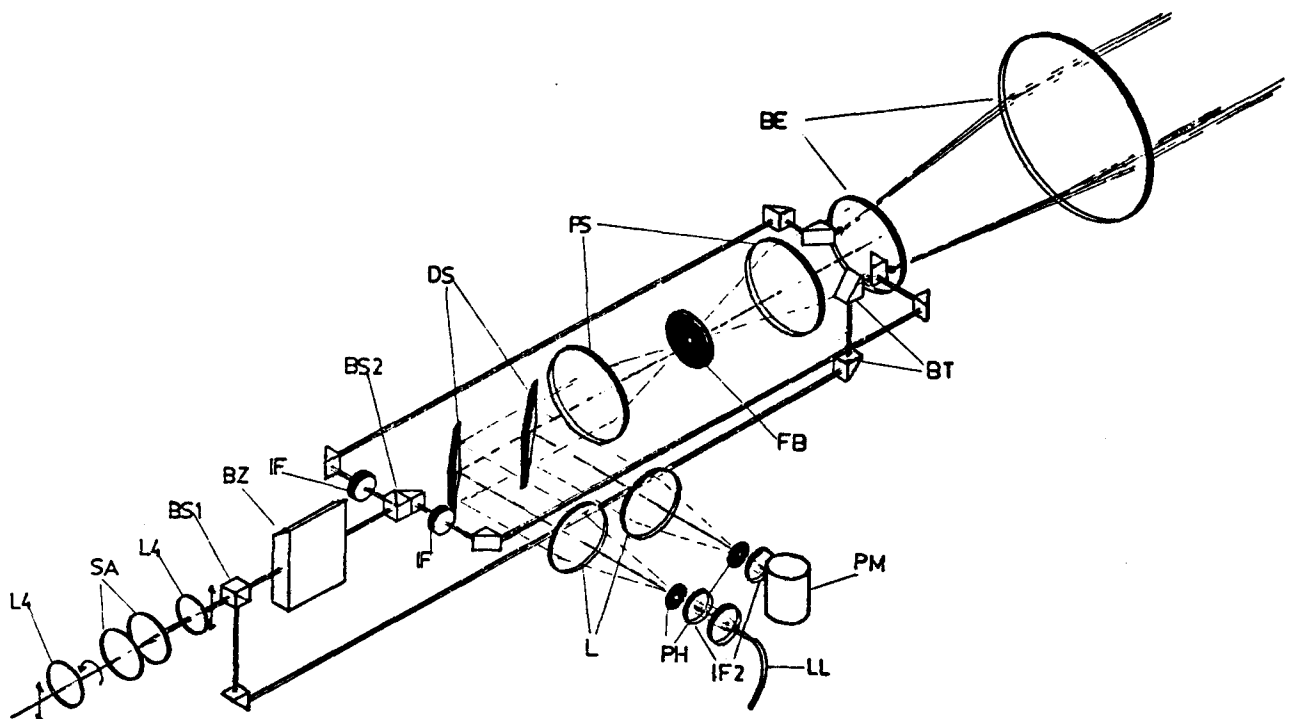


Abb. 5 Zweifarbenoptik

Die drei Strahlen schneiden sich auf der optischen Achse des Zoomobjektivs. Dessen chromatischer Fehler bewirkt aber bei einigen Schnittweiten, dass die Schwerpunkte der zwei Schnittvolumina bis zu 40 mm auseinanderliegen. Die Schnittwinkel der Strahlen bleiben bei Brennweitenänderung der Zoomoptik nahezu unverändert (siehe auch Abb. 7).

Das rückgestreute Licht durchläuft dieselben Linsen wie die drei Laserstrahlen. Es wird in der Zweifarbenoptik nach einer Raumfilterung (PS) mit einer Feldblende (FB) durch dielektrische Spiegel (DS) mit Achromaten (L) auf die radial verschiebbaren Lochblenden (Pinholes, PH) abgebildet. Vor jedem Photomultiplier (RCA 4526) befinden sich eine Kombination aus plankonvexer Linse und Interferenzfilter (IF2), die ein paralleles Streulichtbündel erzeugt.

Für die Photonenkorrelation wird ein besonderer Photomultiplier (EMI 9502 B) benutzt, der hier zweckmässigerweise durch einen Kunststofflichtleiter (LL) über einen kurzbrennweitigen Achromaten mit der Optik verbunden wurde.

3.2 Messgeometrie

Die Austrittspunkte der drei Strahlen auf der Frontlinse bilden die Eckpunkte eines rechtwinkligen Dreiecks. Die optische Achse (Z-Achse) liegt in der Mitte der Hypothense (Abb. 6). Der grüne Strahl (1) und der blaue (2) schneiden sich mit dem blau-grünen Strahl auf der optischen Achse.

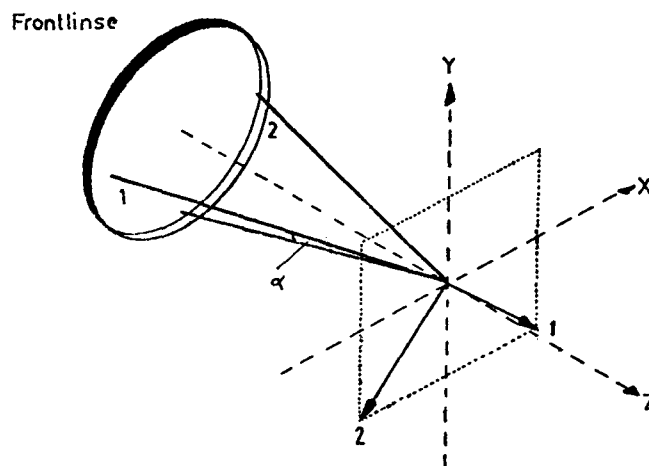


Abb. 6 Messrichtungen der Zoomoptik

Es bilden sich zwei Interferenzstreifensysteme aus, die bei genauer Justierung rechtwinklig zueinander stehen. Durch Drehung der Zweifarbenoptik lässt sich die Orientierung der beiden Interferenzstreifensysteme zusammen ändern, die Z-Achse bildet die Drehachse. Die Messebene, die von den beiden Messrichtungen aufgespannt wird, liegt normal zur optischen Achse, ändert sich bei Drehung der Messrichtungen daher nicht. Für eine genaue Zweikomponentenmessung, bei der zwei Geschwindigkeitskomponenten eines Teilchens gleichzeitig gemessen werden, ist eine vollständige Überlappung der beiden Schnittvolumina wünschenswert. Durch den chromatischen Fehler der Optik liegen aber ihre Schwerpunkte bis um die doppelte Schnittvolumenlänge auseinander; dass die Mittelachsen der Schnittvolumina, die in Richtung der Winkelhalbierenden verlaufen, nicht zusammenfallen, kann wegen der kleinen Schnittwinkel vernachlässigt werden. Zur Messung einer dreidimensionalen Strömung müssen drei nicht komplanare Komponenten des Geschwindigkeitsvektors bestimmt werden. Da sich die Messebene bei Drehung der Zweifarbenoptik nicht ändert, sind nur zwei linear unabhängige Komponenten des Strömungsvektors zu bestimmen. Die Schnittwinkel der Strahlen sind geringfügig von der Brennweite der Zoomoptik abhängig, die Variationen betragen, wie Rechnungen von T. Niemeier zeigen, etwa 2.5 Prozent. Einen grösseren Einfluss auf die Schnittwinkelkonstanz hat die Justierung der Optik. Nichteinhalten des vorgeschriebenen Strahlabstandes und Winkelfehler können zu Abweichungen vom theoretischen Wert führen. Abbildung 7 zeigt gemessene Schnittwinkel zwischen den grünen Strahlen bei zwei Justierungen der Optik in Abhängigkeit der Zoomlinsenposition (700 Skalenteile entsprechen einer Schnittweite von etwa 5.30 m). Zur Winkelmessung wurde ein bei /L1/ beschriebenes Verfahren benutzt.

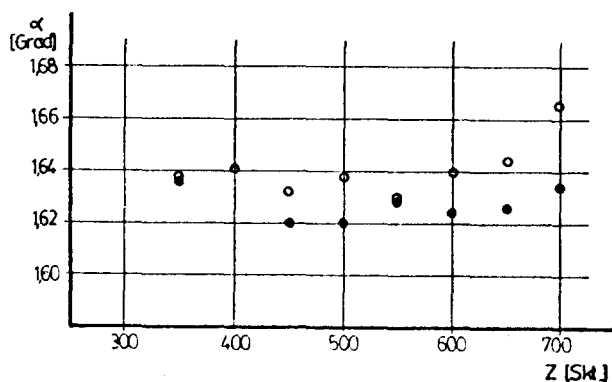


Abb. 7 Gemessene Schnittwinkel

Die Bestimmung der Schnittvolumengrösse erfolgte durch Berechnung des Strahldurchmessers im Schnittpunkt. Es wurde ein bei /K1/ angegebenes Matrizenverfahren benutzt, das für dicke Linsen erweitert wurde. Die Parameter des Laserstrahls (Radius der Taille und Strahldivergenz) wurden aus der Resonatorgeometrie berechnet. Der verwendete Laser (Spectra-Physics 165-06) hat einen hemisphärischen Resonator mit einem Spiegelabstand von 1 m. Der Krümmungsradius des Auskoppelspiegels beträgt 4 m, seine Linsenwirkung blieb bei den Rechnungen unberücksichtigt.

Bei einem Schnittwinkel von 1.64 Grad ergeben sich in Luft für das Schnittvolumen der grünen Strahlen folgende Werte:

Strahl- aufweitung	l mm	d mm	Zahl der Interferenzstreifen
1.5-fach	18.5	0.26	15
2.0-fach	13.9	0.20	11
3.0-fach	9.3	0.13	7

Die Werte für die blauen Strahlen unterscheiden sich nur gering von obigen Werten. Um die Abmessung des Schnittvolumens nicht noch zu erhöhen, wurde ausschliesslich der grösste Strahlabstand der Zweifarbenoptik benutzt. Aus Correlatormessungen ergaben sich für die Schnittvolumenabmessungen (siehe 4.2) um ein Drittel grössere Werte.

Die Lage der Strahltaile fällt bei einer derartigen Linsenkombination nicht mit deren Brennpunkt zusammen. Durch Verändern des Linsenabstands der ersten Strahlaufweitung (SA) kann aber die Lage der Taille korrigiert werden. Unterscheiden sich die Lagen von Taille und Schnittpunkt voneinander, sind die Phasenfronten im Schnittgebiet nicht eben. Der Interferenzstreifenabstand ändert sich dann längs der optischen Achse /H1/. Teilchen mit gleicher Geschwindigkeit und Richtung erzeugen in diesem Fall beim Durchqueren des Schnittvolumens an verschiedenen Stellen unterschiedliche Signalfrequenzen, eine scheinbare Turbulenz wird beobachtet. Durch den grösseren Strahlradius vergrössert sich auch das Schnittvolumen. Die Streulichtamplitude der Dopplerbursts sinkt durch die geringere Leuchtdichte.

Experimentell wurde die Konstanz des Streifenabstandes im Schnittvolumen mit einer rotierenden Scheibe untersucht. Die Oberflächenrauigkeiten der Scheibe wirken als Streuzentren. Bei einer axialen Verschiebung der Scheibe bleibt die Signalfrequenz unverändert, wenn der Streifenabstand gleich bleibt. In Übereinstimmung mit den Rechnungen zeigte sich, dass die Strahlparameter bei verschiedenen Brennweiten nahezu unverändert bleiben. Eine Nachjustierung der Strahlaufweitung bei einer Brennweitenänderung ist daher nicht notwendig.

4. Signalverarbeitung

Die in der Praxis vorkommenden Dopplerfrequenzen (Abb. 8) sind gering, ein LDA-Counter kann zum Beispiel Frequenzen bis zu 100 MHz bestimmen.

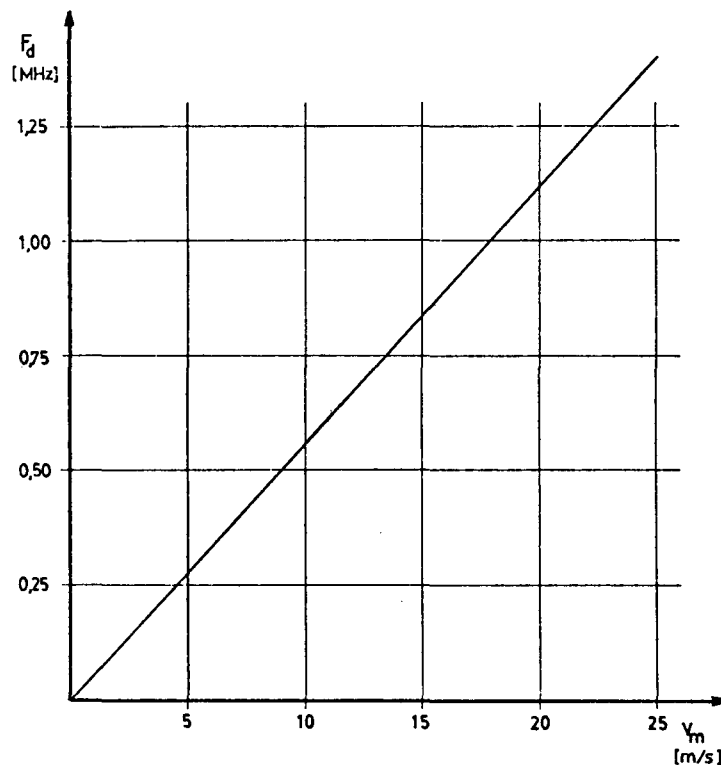


Abb. 8 Dopplerfrequenz in Abhängigkeit von der Geschwindigkeitskomponente in Messrichtung ($s = 18.1 \mu m$)

Ein kontinuierliches Signal entsteht, wenn ständig mindestens ein Streupartikel das Schnittvolumen durchquert; es konnte weder in Wasser- noch in Luftströmungen erreicht werden. Die Streusignale einzelner Teilchen sind zeitlich getrennt, die typische Teilchenrate lag im Labor für beide Strömungsmedien bei 2- 20 pro Sekunde. Eine Messung des Turbulenzspektrums der Strömung ist auf Grund des Sampling-Theorems /11/ mit dieser geringen Teilchenrate ausgeschlossen.

Eine Frequenzbestimmung mit Nachlaufempfänger (Frequencytracker) oder einem Spektrumsanalysator ist nicht möglich, da diese Geräte ein fast kontinuierliches Signal verlangen. Für instationäre Geschwindigkeitsmessungen kann das von G. Lammers /L1/ beschriebene Verfahren daher nicht angewendet werden. Möglich wird eine Frequenzmessung mit LDA-Counter, Correlator, Sampling-Frequenz-Demodulator und Transientenrecorder. Eine Sonderstellung nimmt hier der Correlator ein, der als einziges Gerät in der Lage ist, einzelne detektierte Photonen zu verarbeiten, im Extremfall nur ein bis drei pro Dopplerperiode.

Für eine genaue Auswertung und einen schnellen Messvorgang ist eine elektronische Datenverarbeitung unerlässlich. Für Messungen mit diesem Velocimeter ist ein leistungsfähiger Kleinrechner der Hewlett-Packard Serie 21MXE vorhanden (Anhang 1), der auch bei Schiffsmessungen benutzt werden soll. Ein Transientenrecorder stand nur kurzzeitig zur Verfügung, auf eine Beschreibung seiner Arbeitsweise sei hier verzichtet. Eine kurze Erläuterung und Beschreibung seiner Anwendung bei einer Messfahrt sind bei /K3/ zu finden.

4.1 Digitaler Correlator

Werden nur noch einzelne Photonen detektiert, ist die wahrscheinliche Detektionsrate proportional zu $I(\langle x(t), y(t), z(t) \rangle)$ der Gleichung (3). Auch bei geringsten Streuleistungen ist die Photonenrate periodisch moduliert. Die Streusignale haben äusserlich mit Dopplerbursts keine Ähnlichkeit mehr, sie bestehen nur noch aus einem Zug einzelner Photonen.

Durch Autokorrelation des Streusignals, hier die Zahl der Photonen in einem festen Zeitintervall Δt , wird die Periodizität des Signals hervorgehoben und einer Auswertung zugänglich gemacht. Das Zeitintervall Δt muss dazu geeignet gewählt sein, mindestens um den Faktor 2 kleiner als die Periode der mittleren Signalfrequenz. Die Autokorrelationsfunktion G einer Funktion f ist definiert als

$$(4) \quad G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot f(t+\tau) dt$$

Es kann gezeigt werden /A1/, dass mit der Annahme einer Gaußschen Verteilung der turbulenten Strömungsgeschwindigkeit über die Zeit, und wenn \vec{v} in der Ebene der beiden Laserstrahlen liegt, G für kleine Schnittwinkel näherungsweise gegeben ist durch

$$(5) \quad G(\tau) = A \exp\left(-\frac{v^2 \tau^2}{r_0^2}\right) + B \exp\left[-\left(2\pi\eta^2 + \frac{4}{N^2}\right) \frac{v^2 \tau^2}{s^2}\right] \cos\left(\frac{2\pi v \tau}{s}\right) + C$$

$N \gg 1$

Die Konstanten A und C hängen von der Messdauer und der Photonennrate, B von der Streucharakteristik der Teilchen und den Eigenschaften der Optik ab, r_0 ist der Radius der Strahltaile, s der Interferenzstreifenabstand, N die Streifenzahl ($2r_0 / s$) und η der Turbulenzgrad (Standardabweichung der Geschwindigkeit bezogen auf den zeitlichen lokalen Mittelwert).

Der benutzte Correlator (Malvern K 7023) liefert 24 Stützstellen dieser Funktion. Durch die Anpassung der Autokorrelationsfunktion (5) an die Stützstellen lassen sich Mittelwert und Standardabweichung der Dopplerfrequenz bestimmen.

Die Autokorrelation wird von diesem Correlator nicht nach Gleichung (4) gebildet, sondern angenähert durch eine endliche Summenbildung über gleiche Zeitintervalle Δt . Dabei ist $f(t)$ durch die Zahl $n(t_i)$, $t_i = i \cdot \Delta t$ der Photonen in diesem Zeitintervall zu ersetzen:

$$G(\tau) = \sum_i n(t_i) n(t_i + \tau) \quad \tau = k \Delta t; \quad k = 1, \dots, 24$$

Die Speicherung der $n(t_i)$ erfolgt in einem Schieberegister, das nach Ablauf von Δt weitergetaktet wird (Abb. 9).

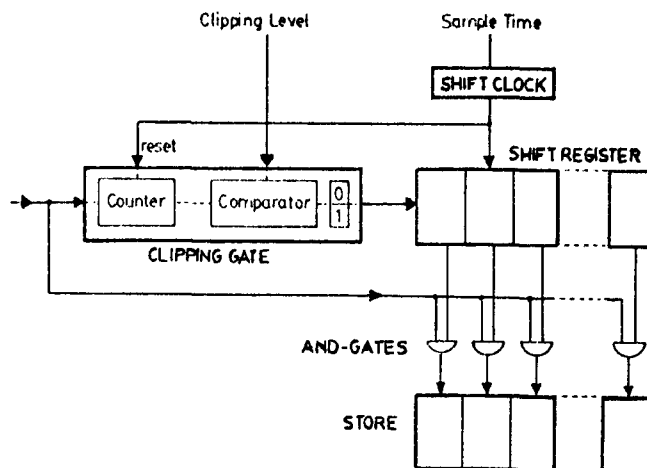


Abb. 9 Blockschaltbild eines Correlators

Um bei den geforderten Taktfrequenzen den schaltungstechnischen Aufwand in Grenzen zu halten, wird statt $n(t_i)$ eine einstellige Binärzahl $n_c(t_i)$ in das Schieberegister gespeichert (Single-Clipped-Autocorrelator). Sie ist gleich 1, wenn $n(t_i)$ einen vorgegebenen Wert (Clipping Level) übersteigt, sonst gleich 0. Die auszuführende Multiplikation $n(t_i) \cdot n(t_i + \tau)$, deren Ergebnis in die Speicher $G(\Delta t), G(1 \cdot \Delta t) \dots G(24 \cdot \Delta t)$ addiert werden muss, kann so durch eine einfachere und schnellere logische UND-Operation ersetzt werden. Die einlaufenden Impulse gelangen über UND-Gatter, deren anderer Eingang zum jeweiligen Parallelausgang des Schieberegisters führt, unmittelbar zu den Speichern. Deren Inhalt kann sich nur erhöhen, wenn im Schieberegister an dieser Stelle eine 1 gespeichert ist.

Die Speicherinhalte bilden die Stützstellen der Autokorrelationsfunktion. Bei richtiger Wahl des Clipping Levels wird die vollständige Autokorrelation gut angenähert / 01/. Als Kriterium dafür wird verlangt, dass als Clipping-Level der Mittelwert der $n(t_i)$ gewählt wird. Es gilt offenbar nur, wenn die Photonen zum grössten Teil von Streupartikeln herrühren. Es zeigte sich, dass bei einem grösseren Lichtanteil ohne Signalinformation, nur wesentlich höhere Clipping Level einen Aufbau des Correlogramms zulassen.

Die Speicherinhalte des Correlators werden nach abgeschlossener Messung on-line zum Rechner übertragen und danach mit Zusatzdaten auf Plattendateien gespeichert. Die Auswertung abgeschlossener Messreihen kann in Hintergrundverarbeitung während einer Messung erfolgen, das Übernahmeprogramm läuft dann bevorrechtigt.

Bei Verwendung eines plattenunabhängigen Betriebssystems, das besonders für Schiffsmessungen geeignet scheint, werden die Correlogramme auf Digitalkassetten gespeichert. Eine Auswertung während einer Messung ist hier ebenfalls möglich.

Die Correlogramme werden mit einer Fit-Routine von M. Scheinpflug /S1/ ausgewertet. Sie passt die Autokorrelationsfunktion durch Variation der unbestimmten Parameter A, B, C, η und v in Gleichung (5) an die 24 Werte des Correlogramms durch einen Best-Fit nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an. Die übernächste Seite zeigt eine Auswertung zweier Correlogramme, die mit der Zoomoptik aufgenommen wurden. Das erste wurde von einer Luftström-

mung erhalten, die Entfernung des Messpunktes von der Frontlinse betrug 6 m, eine Zugabe von künstlichen Streupartikeln erfolgte nicht. Das zweite Correlogramm entstand durch eine Wasserströmung in einem Plexiglasrohr, die Entfernung im Wasser zwischen Rohrfang und Messort betrug 3.45 m.

Benutzt man nur einen Laserstrahl, erhält man durch Auswertung des so erhaltenen Einstrahlcorrelogramms die mittlere Zeit, die die Streuteilchen für die Durchquerung des Laserstrahls brauchen. Mit einer anschliessend vorgenommenen Zweistrahlmessung erhält man die Dopplerperiode. Die Division beider Werte ergibt die Zahl der Interferenzstreifen im Schnittvolumen. Mit bekanntem Schnittwinkel lässt sich damit die Abmessung des Schnittvolumens berechnen. Korrekte Ergebnisse erhält man nur, wenn der Strömungsvektor in der Ebene der beiden Laserstrahlen liegt, anderenfalls erhält man eine zu kleine Streifenzahl $/S_1/$.

KENNUNG:LUFT
OPT.OR.: .0

PLATTENDATEI: STZOOM

KANALINHALTE:

61194.	62.	.	218876.	5793.	5205.
4851.	4752.	5179.	5747.	5935.	5667.
5207.	4736.	4760.	5087.	5496.	5740.
5428.	4964.	4582.	4563.	4884.	5309.
5427.	5077.	4751.	4480.		

```
**.....  
. . . . . *X . . . . .  
. X . . . . . * . . . . .  
. * . . . . . X . . . . . X . . . . .  
. . . . . X . . . . . ** . . . . .  
. . . . . * . . . . . * . . . . .  
. * . . . . . * . . . . . X * . . . . .  
. . . . . * . . . . . * . . . . . X . . . . .  
. . . . . * . . . . . * . . . . . * . . . . .  
. * . . . . . * . . . . . * . . . . . * . . . . .  
. X X . . . . . X . . . . . X . . . . .  
. . . . . X . . . . . * . . . . . * . . . . .  
. * * . . . . . * . . . . . * . . . . .  
. *X . . . . . X X . . . . . * . . . . .  
. . . . . * . . . . . * . . . . .  
.....X*
```

STARTWERTE:
T: 21.04 ETA: 3.55

EINGABEPARAMETER:
TS: 3.00 CL: 3
DF: 18.20 NF: 19.0

FITPARAMETER:
A: 4697.
B: 637.
C: 676.
DELTA: 2.91 DELTE: 5.75
MODU: 52.10 KN: 3.4
RN: 2. EPSI: .0010
IP(4): 0 IP(5): 0
JI: 4 JFEHL: 0

COUNTRATE (E5): .93
MESSDAUER (S): 65.7

DOPPLERPERIODE (US): 20.975 TURBULENZ (%): 3.7
GESCHWINDIGKEIT (M/S): .87

KENNUNG:WASSER
OPT.OR.: .0

PLATTENDATEI: STZOOM

KANALINHALTE:

195574.	145.	.	216909.	92105.	90622.
88739.	87991.	88058.	88918.	90235.	90490.
90208.	89333.	88268.	87627.	87458.	87348.
87147.	86678.	86670.	86193.	85792.	85158.
84742.	84114.	83537.	83056.		

```
**.....  
. X . . . . .  
. . . . .  
. * . . . . .  
. X . . . . . X* . . . . .  
. . . . . X* X . . . . .  
. * . . . . . * . . . . . * . . . . .  
. . . . . * . . . . . * . . . . . X . . . . .  
. X X . . . . . * . . . . .  
. * * . . . . . X* . . . . .  
. X*X . . . . . * . . . . .  
. . . . . X*X*X** . . . . .  
. . . . . X*** . . . . .  
. . . . . X X* . . . . .  
. . . . .  
. . . . .  
.....
```

STARTWERTE:
T: 58.46 ETA: 21.14

EINGABEPARAMETER:
TS: 6.20 CL: 6
DF: 18.20 NF: 19.0

FITPARAMETER:
A: 87988.
B: 2526.
C: 2150.
DELTA: 2.63 DELTE: 5.94
MODU: 23.96 KN: 2.8
RN: 2. EPSI: .0010
IP(4): 0 IP(5): 0
JI: 4 JFEHL: 0

COUNTRATE (E5): 1.45
MESSDAUER (S): 134.

DOPPLERPERIODE (US): 53.863 TURBULENZ (%): 18.9
GESCHWINDIGKEIT (M/S): .34

4.2 LDA-Counter

Der Counter (DISA 55L90) ist ein digital arbeitender Frequenzmesser, der Frequenzen einzelner Dopplerbursts bestimmen kann. Das Dopplersignal durchläuft nach einer Bandpassfilterung eine Impulsformerstufe (Schmitt-Trigger), deren Schwelle bei geeigneter Wahl der Eingangsverstärkung oberhalb des Rauschpegels liegt. Die Zeit für 8 Dopplerperioden wird durch Zählung eines 500 MHz Taktes bestimmt.

Einige Zusatzschaltungen sind notwendig, um einen Dopplerburst zu erkennen und um Fehlmessungen auszuschliessen (Abb. 10).

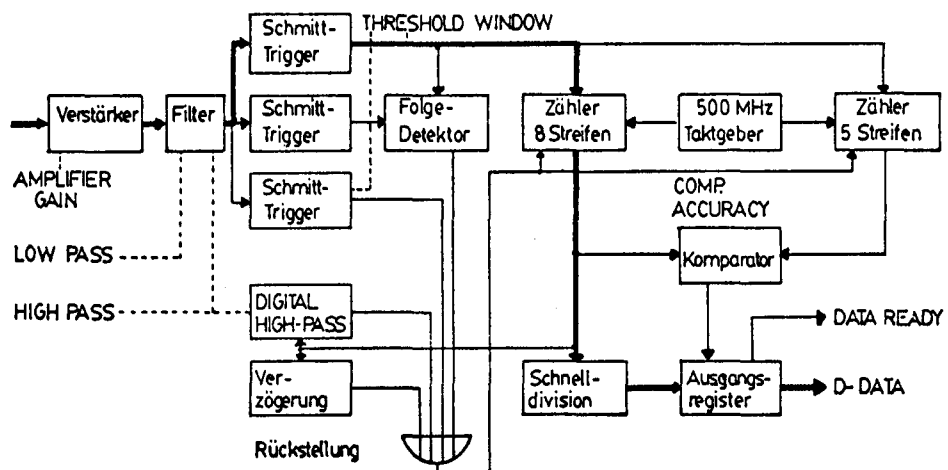


Abb. 10 Blockschaltbild eines LDA-Counters

Werden zwei Schmitt-Trigger mit verschiedener Triggerschwelle nicht in einer bestimmten Reihenfolge angesteuert, bricht ein Folgedetektor die Zählung ab. Damit sollen Rauschimpulse, die die Zählung verfälschen, erkannt werden. Die Zählung wird auch abgebrochen, wenn die Signalamplitude die einstellbare Schwelle eines weiteren Schmitt-Triggers übersteigt, ein Auswahlkriterium für zu grosse Teilchen, die der Strömung nicht folgen.

Um einen Dopplerburst sicher zu erkennen und Fehlmessungen durch Phasensprünge des Signals auszuschliessen, wird ein sogenannter 5/8-Vergleich durchgeführt. Dabei wird gleichzeitig mit dem Zähler für 8 Perioden (8-Streifen-Zähler) ein weiterer für 5 Perioden gestartet. Beide Zählerstände werden verglichen, und nur wenn die Werte sich wie 5 zu 8 verhalten, wird das Ergebnis der Zeitmessung weiterverarbeitet. Beim Vergleich werden Genauigkeitsgrenzen vorgegeben, da nicht erwartet werden kann, dass ein Teilchen eine konstante Geschwindigkeit hat und der Streifenabstand längs der Teilchenbahn immer gleich ist. Liegt der ermittelte Frequenzwert nicht unterhalb einer gewählten Grenzfrequenz (Digital High Pass), wird der noch am Digitalausgang stehende alte Frequenzwert durch den neuen ersetzt. Mit einem 100 ns langen Impuls (Data Ready) wird eine erfolgreiche Messung angezeigt. Mit seiner fallenden Flanke steht die neue digitale Information zur Verfügung. Sie bleibt bis zur nächsten erfolgreichen Messung unverändert. Ein Nullpegel an einem weiteren Eingang, dem Freigabeeingang (Inhibit), kann die Messung verhindern.

Der Counter kann Frequenzen von 2 kHz bis 100 MHz bestimmen. Nach Beendigung der Zeitmessung für 8 Dopplerperioden vergehen höchstens 800 ns, bis die Information am Digitalausgang zur Verfügung steht. Ein interner Rechner bildet den Mittelwert der Dopplerfrequenzen einer wählbaren Zahl von Messungen. Er wird dreistellig angezeigt.

4.3 Sampling-Frequenz-Demodulator

Ein Sampling-Demodulator benutzt zur Bestimmung der Dopplerfrequenz eines einzelnen Teilchens ein schmalbandiges Filter, das mit einer Sägezahnspannung periodisch über den gewünschten Frequenzbereich durchgestimmt wird. Fällt die momentane Signalfrequenz in den Durchlassbereich des Filters, wird das Ausgangssignal des Filters kurzzeitig ansteigen. Ein Diskriminator und ein Pulsverstärker erzeugen damit einen Rechteckimpuls. Er zeigt an, dass ein Dopplerburst gemessen wurde, seine Frequenz ist der momentanen Rampenspannung des Filters proportional.

Beim BBC-Goerz Sampling-Modul wird jeder der drei Messbereiche, die Frequenzen von 5 kHz bis 16 MHz überdecken, in 256 Intervalle unterteilt, denen Speicherkanäle zugeordnet sind. Wird ein Signal detektiert, erhöht sich der zugehörige Speicherinhalt um 1. Die Speicherinhalte bilden dann ein Histogramm der Frequenzverteilung. Die Bestimmung von Mittelwert und Varianz ist ohne Übertragung an einen Rechner sehr zeitaufwendig und wurde nur in Einzelfällen für Vergleichsmessungen durchgeführt. Ein Sampling-Demodulator kann auch bei sehr schnellen periodischen Frequenzänderungen arbeiten /11/. Er hat den Nachteil, dass nur Dopplersignale ausgewertet werden können, deren Frequenz in Koinzidenz mit der jeweiligen Mittenfrequenz des Filters ist.

5. Geschwindigkeitsmessung einer periodisch instationären Strömung

Mit einem Ventilatorpropeller wurde eine instationäre Luftströmung erzeugt. Die kugelgelagerte Achse des vierblättrigen Propellers (Durchmesser: 16.5 cm) wurde auf einem Verschiebegerät befestigt. Der Antrieb erfolgte mit einem Synchronmotor über eine Riemenscheibe. Die typischen Drehzahlen lagen bei 12 bis 14 Hz. Messungen wurden nur an der Saugseite durchgeführt. Durch ein 100 cm langes Rohr mit einem Durchmesser von 20 cm wurde der Ansaugweg vor dem Propeller umkleidet, um so den Strömungszustand stabiler zu halten. Am Rohranfang konnte der Strömung mit einem Teilchengenerator zerstäubtes Silikonöl oder ein Wasser-Glyzerin-Gemisch zugesetzt werden.

Für einige vorbereitende Messungen wurde die Zweifarbenoptik ohne Zoomobjektiv benutzt. An Stelle des Zoomobjektivs fokussiert eine Sammellinse von 600 mm Brennweite die drei Strahlen, die die Zweifarbenoptik parallel ausgerichtet verlassen. Dadurch ändern sich die Abmessungen des Schnittvolumens. Ohne Strahlaufweitung ergibt sich jetzt für den grünen Kanal:

$$l_m = 3.2 \text{ mm}$$

$$d_m = 0.14 \text{ mm}$$

$$\text{Schnittwinkel} : 5.6 \text{ Grad}$$

$$\text{Streifenabstand} : 5.9 \mu\text{m}$$

Für einen schnellen Überblick über den instationären Geschwindigkeitsverlauf bietet sich der Sampling-Frequenz-Demodulator an.

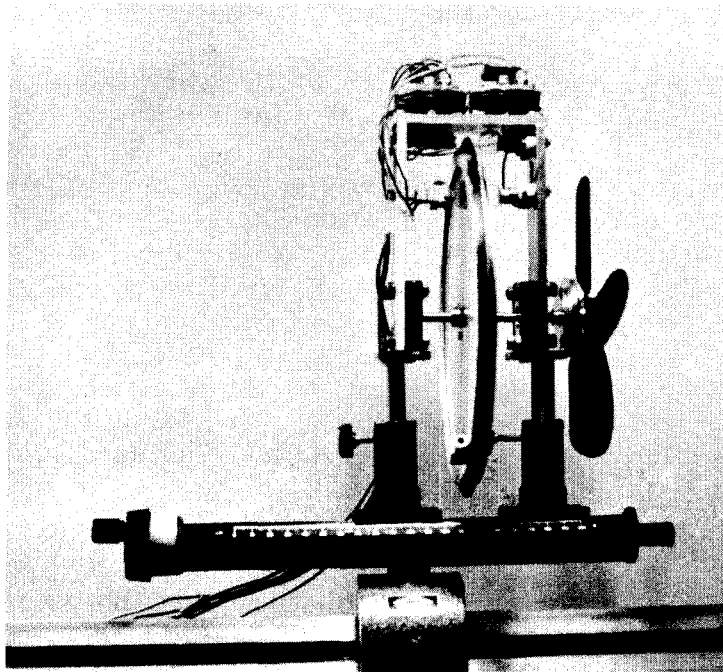


Abb. 14 Versuchsaufbau mit Lochscheibe als Impulsgeber

5.1 Darstellung des Geschwindigkeitsverlaufs mit einem Sampling-Frequenz-Demodulator

Bei diesen Versuchen wurde ein Sampling-Demodulator aus einem Spektrumsanalysator (HP 8552 B / HP 8556 A) und einem Pulsgenerator (HP 8003 A) aufgebaut (Abb. 11)

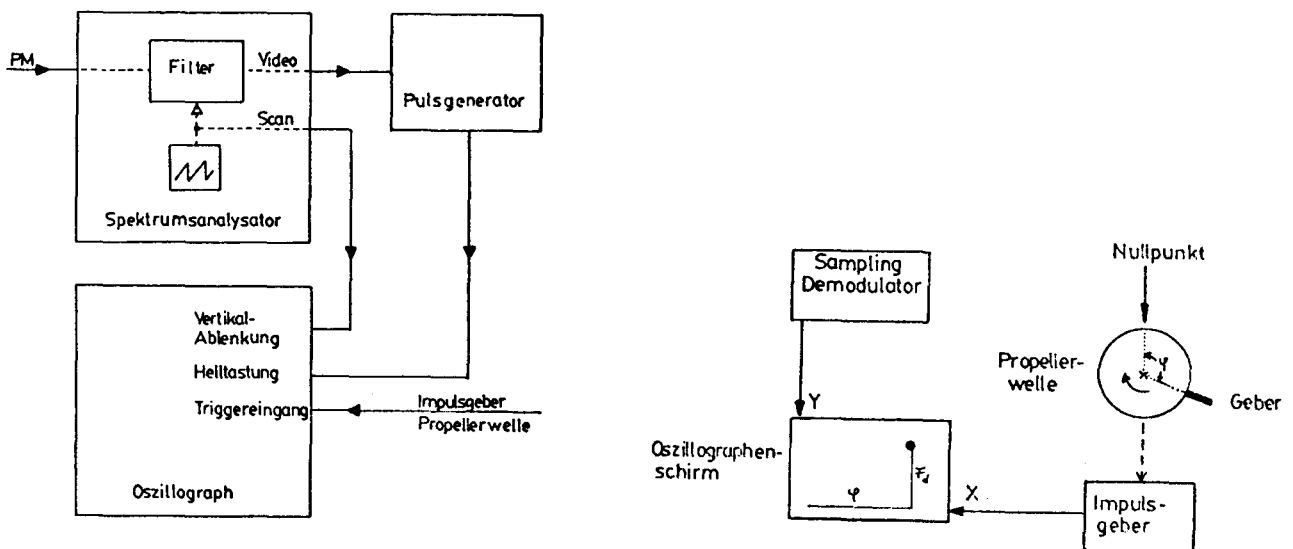
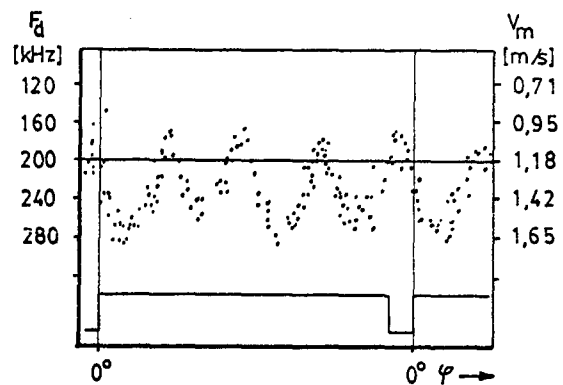


Abb. 11 Blockschaltbild und Funktionsprinzip eines Sampling-Frequenz-Demodulators

Die Rampenspannung des Analysators wird an den Y-Eingang eines Speicheroszillographen gelegt. Sie ist zur Mittenfrequenz des durchstimmbaren Filters proportional. Der vom Pulsgenerator erzeugte Messimpuls wird an den Helltasteingang des Oszillographen gelegt. Ein gemessenes Teilchen erzeugt so einen Leuchtpunkt auf dem Oszillographenschirm. Die Zeitablenkung wird hier durch einen Lichtschrankenimpuls (Nullimpuls) von der Propellerwelle gestartet. Die X-Ablenkung des Kathodenstrahls ist bei konstanter Drehzahl dann dem Drehwinkel der Welle proportional. Die Leuchtpunkte bilden eine graphische Darstellung des instationären Geschwindigkeitsverlaufs. Durch Kalibrierung der Strahlablenkung und Anlegen einer bekannten Frequenz an den Spektrumsanalysator lässt sich eine Eichung der Y-Achse des Schirms vornehmen.

Abbildung 12 zeigt das Schirmbild einer solchen Messung. Am unteren Teil des Oszillogramms ist der Nullimpuls der Propellerwelle sichtbar. Gemessen wurde die Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Propellerachse mit der Zweifarbenoptik. Der Messpunkt lag 5 mm vor dem Propellerkreis, 45 mm oberhalb der Achse; die Drehzahl betrug 13.5 Hz.

Abb. 12 Instationärer Geschwindigkeitsverlauf



Deutlich erkennbar ist die Periodizität des Geschwindigkeitsverlaufs mit der Blattzahl, die Blätter sind allerdings sehr unterschiedlich. Eine Auswertung ist nach einem Oszillogramm jedoch nur bedingt möglich. Ein Vielkanalanalysator, der eine genauere Auswertung zulassen würde, stand nicht zur Verfügung. Der Aufwand, den Rechner als Vielkanalanalysator zu verwenden, erschien für diese Aufgabe zu hoch.

Da die X-Ablenkung nicht starr an den Drehwinkel der Welle gekoppelt ist, verzerren Drehzahlschwankungen die Darstellung

Eine genauere Bestimmung von Stützstellen des Geschwindigkeitsverlaufs ist möglich, wenn die Geschwindigkeitsmessung nur in einem festen Winkelintervall während einer Umdrehung zugelassen wird. Durch seinen internen Mittelgeschwindigkeitsrechner bietet sich hierfür der LDA-Counter an.

5.2 Stützstellen des Geschwindigkeitsverlaufs durch Counter-messungen

Bei diesem Verfahren wird der Counter über den Freigabeeingang gesteuert. Nur in einem festen Winkelintervall während einer Umdrehung wird er durch einen Rechteckimpuls freigegeben. Dieser Freigabeimpuls kann mit einer sehr einfachen Schaltung erzeugt werden.

Als Startpunkt dient auch hier der Nullimpuls von der Propellerwelle. Er steuert eine monostabile Kippstufe an, deren Standzeit einstellbar ist. Das Ende des damit erzeugten Impulses legt den Beginn des Messintervalls fest, der Counter wird jetzt freigegeben. Festgelegt wird die Messdauer von einer zweiten Kippstufe, die von der ersten angesteuert wird. Der zeitliche Abstand zwischen Null- und Freigabeimpuls wird mit Hilfe eines Oszillographen eingestellt.

Am gleichen Messpunkt wie bei 5.1 wurden 35 Stützstellen des Geschwindigkeitsverlaufs aufgenommen. Abbildung 13 zeigt den Vergleich dieser Werte mit dem Oszillogramm einer anschliessend vorgenommenen Messung mit einem Sampling-Demodulator. Die Breite des Messintervalls betrug bei diesen Messungen 14.4 Grad.

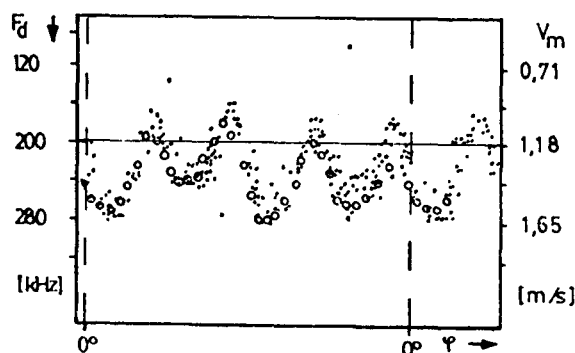


Abb. 13
Vergleich Counter (o)
mit Sampling-Frequenz-
Demodulator

Bei Verwendung eines mit der Welle verbundenen Impulsgebers kann mit einer etwas aufwendigeren Freigabe-Schaltung das Winkelintervall genauer bestimmt werden und Verzerrungen durch Drehzahlschwankungen können vermieden werden. Bei diesen Versuchen wurde eine Lochscheibe mit 128 Löchern und eine Lichtschranke als Impulsgeber benutzt (Abb. 14). Dessen Impulse (Triggerimpulse) werden mit einem Digitalzähler gezählt, der durch den Nullimpuls einmal pro Umdrehung zurückgesetzt wird. Der Zählerstand zeigt dann, in welchem Winkelintervall der Propeller sich gerade befindet. Als kleinstes Messintervall wurde, um die Schaltung einfacher zu halten, die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Triggerimpulsen gewählt, die einem Winkelintervall von 2.8 Grad entspricht. Abbildung 15 zeigt das Blockschaltbild der entsprechenden Schaltung.

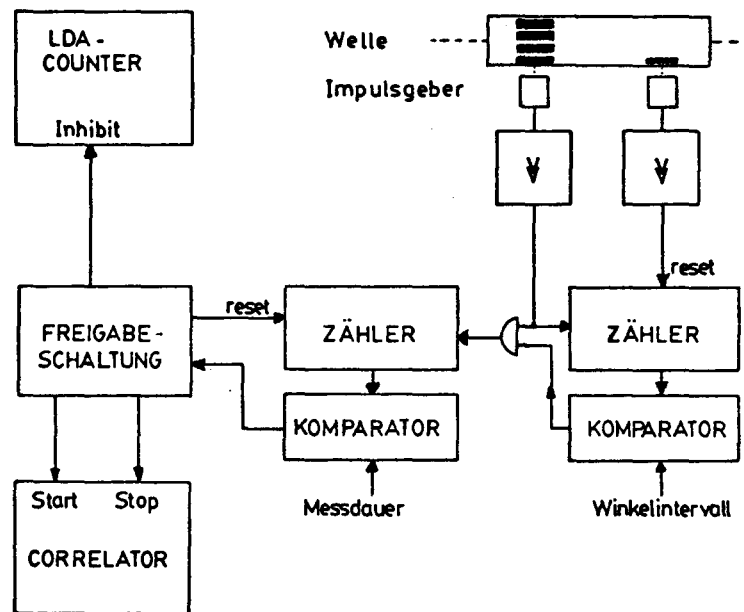


Abb. 15 Blockschaltbild der Freigabeschaltung

Durch Kodierschalter kann ein Zählerstand eingestellt werden, der den Beginn der Messzeit bestimmt. Ist dieser Zählerstand erreicht, wird der Counter für eine wählbare Zahl von Winkelintervallen freigegeben, die durch aufeinanderfolgende Triggerimpulse festgelegt sind. Mit der verwendeten Schaltung können bis zu 999 Winkelintervalle pro Umdrehung aufgelöst werden.

Ein Correlator kann mit dieser Schaltung ebenfalls für instationäre Messungen benutzt werden. Er lässt sich mit einem kurzen Impuls starten, ein weiterer Impuls hält ihn an.

Durch die endliche Breite des Winkelintervalls entsteht eine Abweichung zwischen gemessenem Mittelwert und wahren Wert des Geschwindigkeitsverlaufs in der Intervallmitte. Zur Abschätzung dieses Fehlers kann der instationäre Geschwindigkeitsverlauf näherungsweise beschrieben werden durch:

$$v_m(t) = A \cos(\omega t + \varphi_0) + B$$

Die Abweichung ist an den Wendepunkten dieser Funktion 0 und wird an den Extremwerten am grössten. Dort beträgt der relative Fehler F näherungsweise

$$(6) \quad F = \frac{A(\omega \tau)^2}{24(A + B)}$$

dabei ist τ die Counter-Messzeit während einer Umdrehung. Die grösste relative Abweichung des gemessenen Mittelwertes vom wahren Wert beträgt bei einer Intervallbreite von 4 % der Umdrehungszeit mit den Werten von Abbildung 13 0.9 %.

Der DISA-Counter benötigt 10 Perioden eines Dopplersignals (8 Perioden zur Zeitmessung und 2 Perioden zur Erkennung des Signals) zu dessen Frequenzbestimmung. Das Messintervall beschränkt daher die niedrigste noch zu messende Frequenz. Bei einem Messintervall von 3 ms sind Dopplerfrequenzen unterhalb 3.3 kHz nicht mehr zu messen, eine Verfälschung der Ergebnisse ist dadurch nicht zu erwarten.

Für eine Stützstelle wurden die Frequenzen von 80 Dopplersignalen gemittelt. Der mittlere relative Fehler des Mittelwerts, der durch die endliche Stichprobenzahl n entsteht, ist näherungsweise η/\sqrt{n} . Der Turbulenzgrad η kann, wenn 80 Stichproben zur Mittelwertbildung herangezogen werden, bis zu 18 % betragen, wenn ein Fehler von 2 % noch zugelassen ist. Turbulenzgrade sind mit diesem Verfahren allerdings nicht zu bestimmen.

Dieses Verfahren kann bei einer Messfahrt eingesetzt werden, wenn kein Rechner zur Messwerterfassung zur Verfügung steht. Es hat

allerdings den Nachteil, dass ein Grossteil der anfallenden Signalinformation nicht zur Auswertung benutzt werden kann, da während des grössten Teils der Zeit der Counter nicht freigegeben ist.

5.3 Erweitertes Sampling-Verfahren mit einem LDA-Counter

Eine Erweiterung des Samplingverfahrens wird durch die Verwendung eines Computers bei der Messwerterfassung möglich. Stützstellen des instationären Geschwindigkeitsverlaufs und ihre Schwankungsgrössen sowie die stationären Werte sind dadurch bestimmbar.

Bei diesem Verfahren wird dem Frequenzwert eines gemessenen Teilchens die Nummer des Winkelintervalls, in dem sich der Propeller zum Zeitpunkt der Messung befindet, zugeordnet und als Wertepaar im Rechner gespeichert. Totzeiten bei der Messwerterfassung sind mit Ausnahme der Übernahmezeit der Daten an den Rechner nicht vorhanden, die Messzeit ist dadurch minimal zu halten.

Eine Zuordnung des tatsächlichen Drehwinkels der Propellerwelle wäre denkbar, da aber bei der Auswertung ohnehin eine Mittelwertbildung in einzelnen Winkelintervallen erfolgen muss, wurde darauf verzichtet. Die vorkommenden Teilchenraten von 2-20 pro Sekunde waren so gering, dass eine Echtzeit-Datenübertragung vom Counter an den Computer ohne Schwierigkeiten möglich war. Das Blockschaltbild der Schnittstelle zwischen Counter und Computer ist in Abbildung 16 dargestellt.

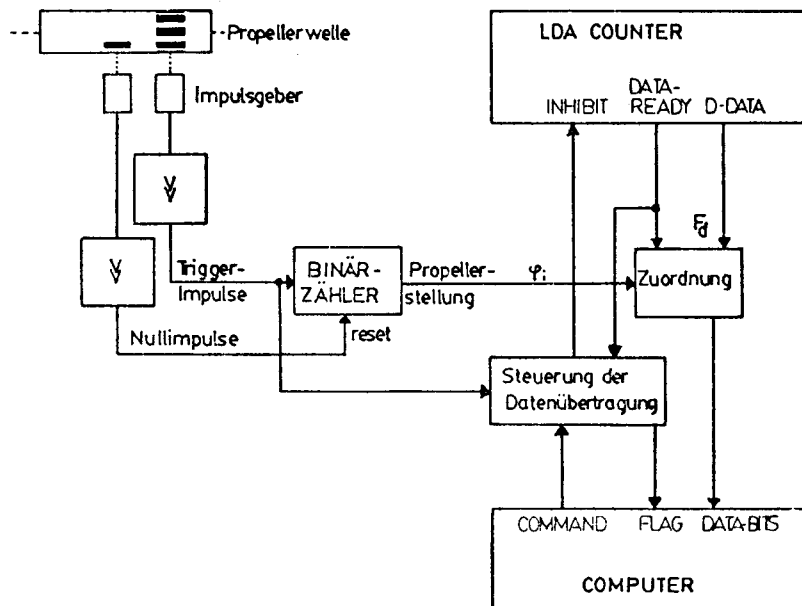


Abb. 16
Schnittstelle zwischen
Counter und Computer

Die Triggerimpulse werden auch hier gezählt, um den Drehwinkel der Welle zu erkennen. Der dazu verwendete Binärzähler wird durch den Nullimpuls einmal pro Umdrehung zurückgesetzt. Die Dopplerefrequenz eines gemessenen Teilchens wird dann mit dem Zählerstand - eine achtstellige Binärzahl - verknüpft, und diese Daten werden an den Rechner übertragen. Bis zum Abschluss der einzelnen Datenübertragung wird der Counter über den Freigabeeingang gesperrt.

Der Computer zeigt durch eine Pegeländerung seine Bereitschaft, Daten zu übernehmen (Device Command). Er übernimmt die an seinen Dateneingängen stehende Information (Data Bits), wenn die Schaltung einen Übernahmeimpuls (Device Flag) liefert. Schaltungstechnisch wird verhindert, dass eine Übernahme bei einer Änderung des Zählerstandes erfolgt. Die Schaltung wurde so ausgelegt, dass auch stationäre Messungen ausgeführt werden können. Eine detailliertere Beschreibung der Schaltung ist dem Anhang 2 zu entnehmen.

5.3.1 Messwerterfassung und Auswertung

Die achtstellige Binärzahl der Propellerstellung und die 12 Bit Frequenzinformation eines Messereignisses werden als Wertepaar im Halbleiterspeicher des Computers zwischengespeichert. Nach jeweils 100 aufgenommenen Ereignissen werden diese Daten absolut binär, das heisst ohne Frequenz- und Winkelumrechnung, auf einer Plattendatei gespeichert.

Anschliessend wird über das Sichtgerät des Rechners die laufende Zahl der schon erfassten Messereignisse ausgegeben, bevor die nächsten Daten in den Speicher übertragen werden. Die Datenspeicherung auf die Platte und die Ausgabe über das Sichtgerät senkt die durchschnittliche Transferrate. Es können aber Messdaten von 300 Teilchen pro Sekunde vom Rechner aufgenommen werden, wesentlich mehr als tatsächlich gemessen wurden.

Zur Kontrolle der Datenübernahme kann die Plattendatei ausgegeben werden, wobei aus den binären Daten Frequenz des Signals und Nummer des Winkelintervalls berechnet werden. Mit Hilfe der rechnerinternen Uhr wird die durchschnittliche Teilchenrate ermittelt. Zur Auswertung benötigte Zusatzinformation, wie Interferenzstreifenabstand, Filterstellungen des Counters und Propellerdrehzahl, werden im Dialogbetrieb erfragt und ebenfalls auf der Plattendatei gespeichert.

An den Anfang der Plattendatei können zwei beliebige Textzeilen gesetzt werden, das Messprotokoll ist dadurch zum grössten Teil im Rechner gespeichert.

Die Messwerterfassung und Speicherung der übernommenen Daten wird von einem FORTRAN-Programm gesteuert, die Auswertung erfolgt ebenfalls mit einem FORTRAN-Programm.

Aus den zu einem Winkelintervall gehörenden Frequenzwerten wird der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet. Dabei können auch je zwei Intervalle zusammengefasst werden, um eine grössere Stichprobenzahl zu erhalten.

Die Ausgabe einer graphischen Darstellung des instationären Geschwindigkeitsverlaufs kann auf dem Sichtgerät des Rechners erfolgen. Die Rechenzeit liegt je nach Zahl der aufgenommenen Werte zwischen einigen Sekunden und zwei Minuten bei 30000 aufgenommenen Wertepaaren. Die stationären Werte werden berechnet und ausgegeben. Die stationäre Geschwindigkeitsverteilung kann ermittelt werden und ebenfalls auf dem Sichtgerät graphisch dargestellt werden. Die eigentlichen Messwerte auf der Plattendatei bleiben unverändert und sind für weitere Auswertungen zugänglich, etwa für die Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung in einem bestimmten Winkelintervall oder für weitere statistische Berechnungen.

5.3.2 Berechnung von Mittelwert und Standardabweichung

Die Zahl der Streupartikel, die das Schnittvolumen durchqueren, ist bei einer laminaren Strömung dem Betrag des Geschwindigkeitsvektors proportional, vorausgesetzt die Partikel sind homogen im Strömungsmedium verteilt. Liegt die Hauptströmungsrichtung in Messrichtung, ist die Teilchenzahl proportional zur gemessenen Geschwindigkeit v_m . Das führt bei einer turbulenten Strömung zur Überbewertung der schnelleren Teilchen, man misst mehr schnellere als langsamere.

Bei der Mittelwertbildung über die individuellen Teilchengeschwindigkeiten entsteht ein systematischer Fehler (Bias), der sogenannte Individual Realisation (IR) Bias. Er kann korrigiert werden, wichtet man die Geschwindigkeiten bei der Mittelwertbildung mit der Häufigkeit, mit der sie gemessen werden:

$$\bar{v} = \frac{\sum_{i=1}^N v_i \cdot \frac{1}{v_i}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{v_i}} = \frac{N}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{v_i}}$$

Der so gewonnene Mittelwert \bar{v} konvergiert für grosse Stichprobenzahlen gegen den wahren Wert v .

Abbildung 17 zeigt bei einer Gaußschen Geschwindigkeitsverteilung einer eindimensionalen Strömung den relativen Fehler, der bei einer Mittelwertbildung ohne IR-Korrektur entsteht.

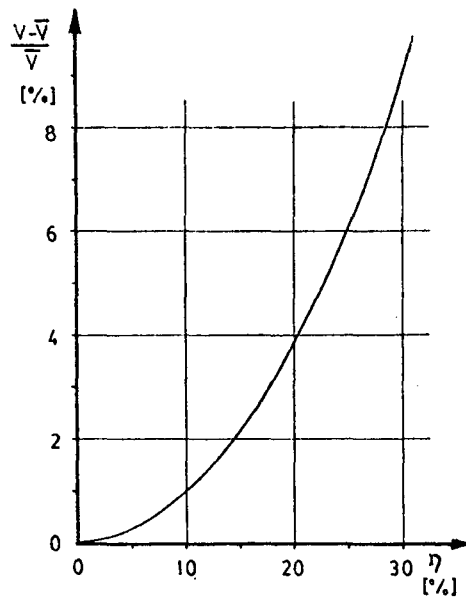


Abb. 17 Fehler durch IR-Bias

Fällt die Hauptströmungsrichtung nicht mit der Messrichtung zusammen, ist diese Korrektur nicht exakt /L2/, da mit dem Betrag des gesamten Geschwindigkeitsvektors gewichtet werden muss und nicht mit seiner Projektion auf die Messrichtung.

Bei der Berechnung der Varianz und damit des Turbulenzgrades wird diese eindimensionale Korrektur ebenfalls benutzt, und man erhält folgenden Ausdruck für den Turbulenzgrad η :

$$\eta = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \left(\sum_{i=1}^N v_i \cdot \sum_{i=1}^N \frac{1}{v_i} - N^2 \right)}$$

Die Fehler, die bei der Berechnung des Turbulenzgrades ohne diese Bias-Korrektur entstehen, sind für Turbulenzgrade unterhalb 30% zu vernachlässigen.

Der statistische Fehler, der durch die endliche Stichprobenzahl bei einer Messung entsteht, kann durch Konfidenzintervalle (statistische Fehlergrenzen) angegeben werden, wenn die Zufallsvariable, hier die Teilchengeschwindigkeit, normalverteilt ist. Gemessene Standardabweichungen und Mittelwerte stellen nur Schätzgrößen der wahren Werte dar.

Im Anhang 3 sind die Konfidenzintervalle für Mittelwert und Standardabweichung in Abhängigkeit von der Stichprobenzahl angegeben. Dadurch ist es möglich, eine Messung mit einer kleinen Teilchenzahl durchzuführen, um sich einen Überblick über Geschwindigkeitsverlauf und Turbulenzintensität zu verschaffen. Danach kann die benötigte Teilchenzahl abgeschätzt werden, um Mittelwert oder Schwankungsgrößen genügend genau zu messen. Die Messzeit kann dadurch minimal gehalten werden, was besonders für Schiffsmessungen wichtig ist. Für die Berechnung der Konfidenzintervalle sind Unterprogramme vorhanden (TDIST, CHISQ).

Bei der Mittelung der Teilchengeschwindigkeiten, die im selben Winkelintervall gemessen wurden, gibt die Standardabweichung eine Abschätzung der Turbulenzintensität. Mit diesem recht willkürlichen Begriff $/W2/$ sollen hier Geschwindigkeitsschwankungen bezeichnet werden, die schnell im Verhältnis zur Änderung der Mittelgeschwindigkeit erfolgen.

Aus der Standardabweichung kann nur auf die Turbulenzintensität geschlossen werden, wenn sich die Strömung im Schnittvolumen nur geringfügig ändert. Bei den Labormessungen mit der Zoomoptik ist diese Bedingung wegen der gegenüber den typischen Abmessungen der Strömung grossen Ausdehnung des Schnittvolumens sicher nicht erfüllt.

Durch das endliche Winkelintervall entsteht eine scheinbare Turbulenz, da sich die mittleren Geschwindigkeiten an den Grenzen dieses Intervalls im allgemeinen unterscheiden. Wenn das Winkelintervall klein ist, kann hier der Geschwindigkeitsverlauf als linear angenommen werden.

Sind F_1 und F_2 die Dopplerfrequenzen an den Intervallgrenzen, F_M der Mittelwert, erhält man für die scheinbare Turbulenzintensität η_s den Ausdruck

$$\eta_s = \frac{\sigma_s}{F_M} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{F_2 - F_1}{F_2 + F_1} \right|$$

Nimmt man eine gaußförmige Turbulenz an, deren im Winkelintervall konstante Varianz σ_w^2 ist, findet man für die Verteilungsfunktion g der Dopplerfrequenzen bei vollständiger IR-Korrektur:

$$g(F) = \frac{1}{|F_2 - F_1|} \int_{F_1}^{F_2} \frac{1}{\sqrt{2\pi \sigma_w^2}} \exp\left(-\frac{(F-f)^2}{2 \sigma_w^2}\right) df$$

Die gemessene Varianz σ_T^2 setzt sich dann aus scheinbarer und wahrer Varianz zusammen.

$$\sigma_T^2 = \sigma_w^2 + \sigma_s^2$$

Dieser Ausdruck folgt auch aus dem Additionstheorem für unabhängige Zufallsvariablen /H2/; der Mittelwert F_M bleibt auch in dieser Näherung $(F_1 + F_2)/2$.

Abbildung 18 zeigt bei verschiedenen Turbulenzgraden $\frac{\sigma_w}{F_M}$ den Graph der Funktion g mit $F_1 = 0.9 F_M$ und $F_2 = 1.1 F_M$.

Aus den Mittelwerten in den benachbarten Intervallen kann die untere und obere Grenzfrequenz abgeschätzt werden und damit der scheinbare Turbulenzanteil berechnet werden.

Abbildung 19 zeigt den Vergleich einer gemessenen Geschwindigkeitsverteilung mit der Funktion g ; hierbei wurden mehrere Winkelintervalle zusammengefasst, um die Stichprobenzahl und den Unterschied der Grenzfrequenzen zu erhöhen.

Bei den Labormessungen waren die Korrekturen der Standardabweichungen in den einzelnen Intervallen kleiner als 0.5 %.

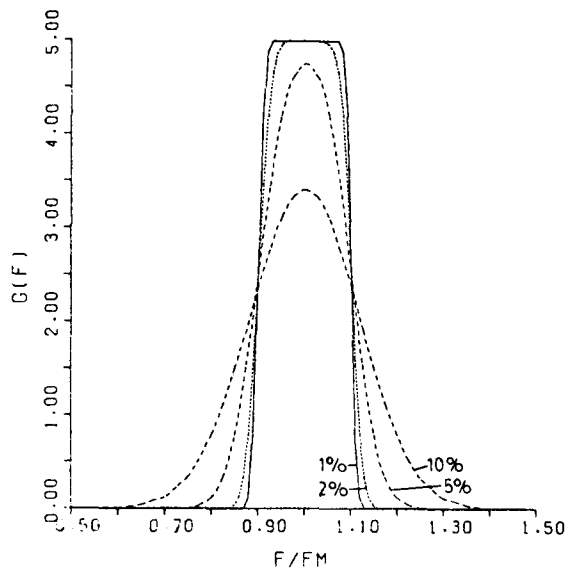


Abb. 18
Geschwindigkeitsverteilungen
in einem Winkelintervall bei
Gaußförmiger Turbulenz

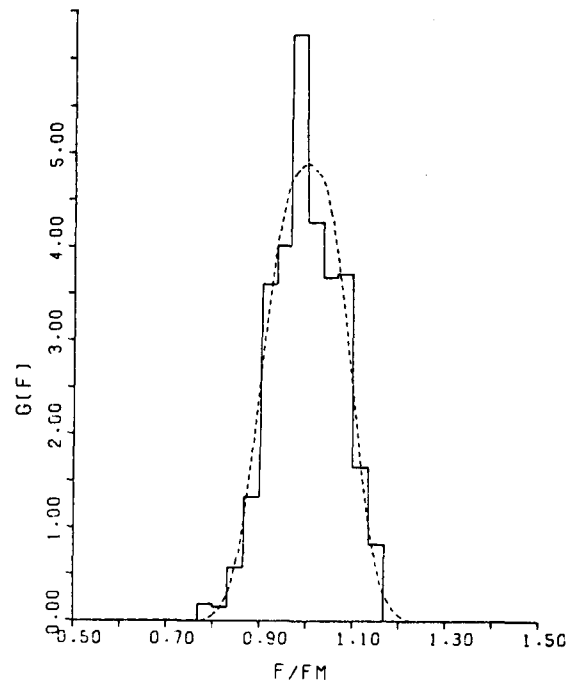


Abb. 19
Gemessene Geschwindigkeits-
verteilung in einem Winkel-
intervall

5.3.3 Testmessungen

Bei einer Schnittweite von 5 m wurde mit dem grünen Kanal der Zoomoptik die Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Propellerachse gemessen. Eine Verschiebung des Messpunktes in Richtung des Propellerradius konnte durch Brennweitenänderung des Zoomobjektivs erreicht werden, die Schnittweite wurde dabei in Schritten von 14 mm geändert, was zwei Einheiten der Zoomlinsensteuerung entspricht. Der erste Messpunkt ($R = 0$ mm) lag unmittelbar vor der Nabe des Ventilatorpropellers mit einem axialen Abstand von 15 mm, die Drehzahl betrug bei allen Messungen 13.5 Hz. Der Strömung wurde zerstäubtes Silikonöl zugesetzt, da die Streulichtamplituden der natürlich vorhandenen Partikel für eine Countermessung nicht ausreichend waren.

Es wurde die zweifache Strahlaufweitung benutzt, der Laser wurde nur auf der 514.5 nm-Linie betrieben bei einer Lichtleistung von 300 mW.

Mit diesem Versuchsaufbau wurden unter anderem die Eigenschaften der Datenübertragung getestet, der Einfluss der Teilchenzahl bei der Mittelwertbildung untersucht (siehe Anhang 3) und geprüft, ob die Messergebnisse durch fehlerhafte Justierung der Strahlaufweitung verzerrt werden.

Die Strahlaufweitung wurde dazu bis 0.5 mm von der als korrekt angenommenen Stellung dejustiert. Der Einfluss auf die Mittelwerte war erwartungsgemäss nur sehr gering, trotz der Vergrößerung des Schnittvolumens und des nicht konstanten Streifenabstandes.

Die Abbildungen 20 a, b zeigen die Mittelwerte und die entsprechenden unkorrigierten Standardabweichungen in den 128 Winkelintervallen. Die Mittelwerte sind jeweils durch eine gestrichelte Linie angedeutet, die Stützstellen sind linear verbunden. Bei jeder Messung wurden die Werte von 5000 Teilchen ausgewertet.

Als stationäre Ergebnisse ergaben sich:

radialer Abstand von der Nabe (R) mm	Mittlere Geschwindigkeit m/s	Standard- abweichung %	Daten- rate s ⁻¹
0	0.56	6.18	2.67
14	0.61	7.45	2.60
28	0.75	8.27	4.63
32	0.86	14.22	8.79
46	0.88	18.22	10.65
60	0.85	22.74	3.61

Die stationäre Standardabweichung ist grösser als die, die sich ergibt, wenn man die Standardabweichungen aller Winkelintervalle mittelt, da bei der Berechnung der Standardabweichung in den einzelnen Intervallen die vom Propeller induzierten Schwankungen entfallen.

Liegt die Hauptströmungsrichtung in Messrichtung des Velocimeters, wird die Anzahl der Teilchen, die in den einzelnen Intervallen gemessen werden, proportional zum Geschwindigkeitsverlauf sein. Als Beispiel zeigt Abbildung 21 die Verteilung der Teilchenzahlen in den einzelnen Winkelintervallen bei der Messung ($R = 56$ mm). Dabei wurden die Werte von je zwei Intervallen zusammengefasst. Eine eindimensionale Korrektur des IR-Bias ist in diesem Fall sicherlich angemessen.

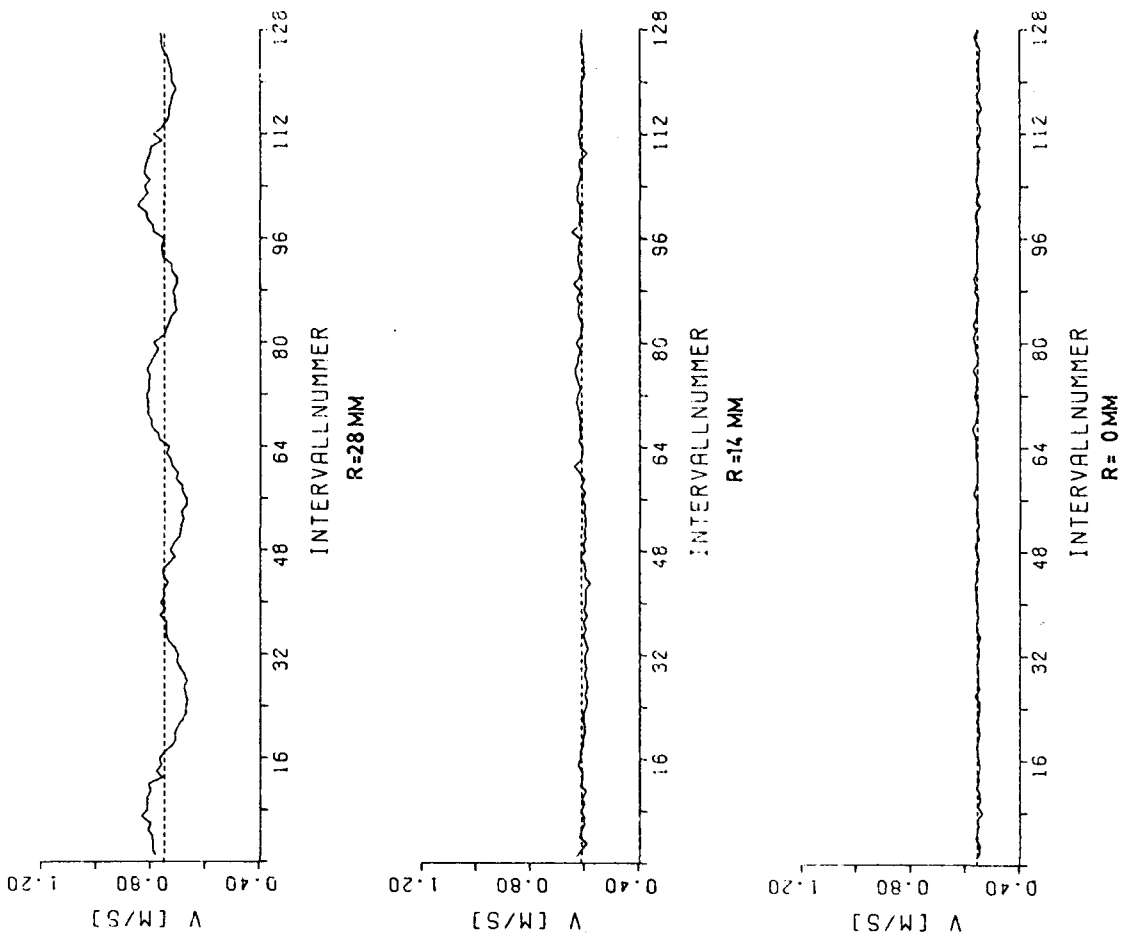
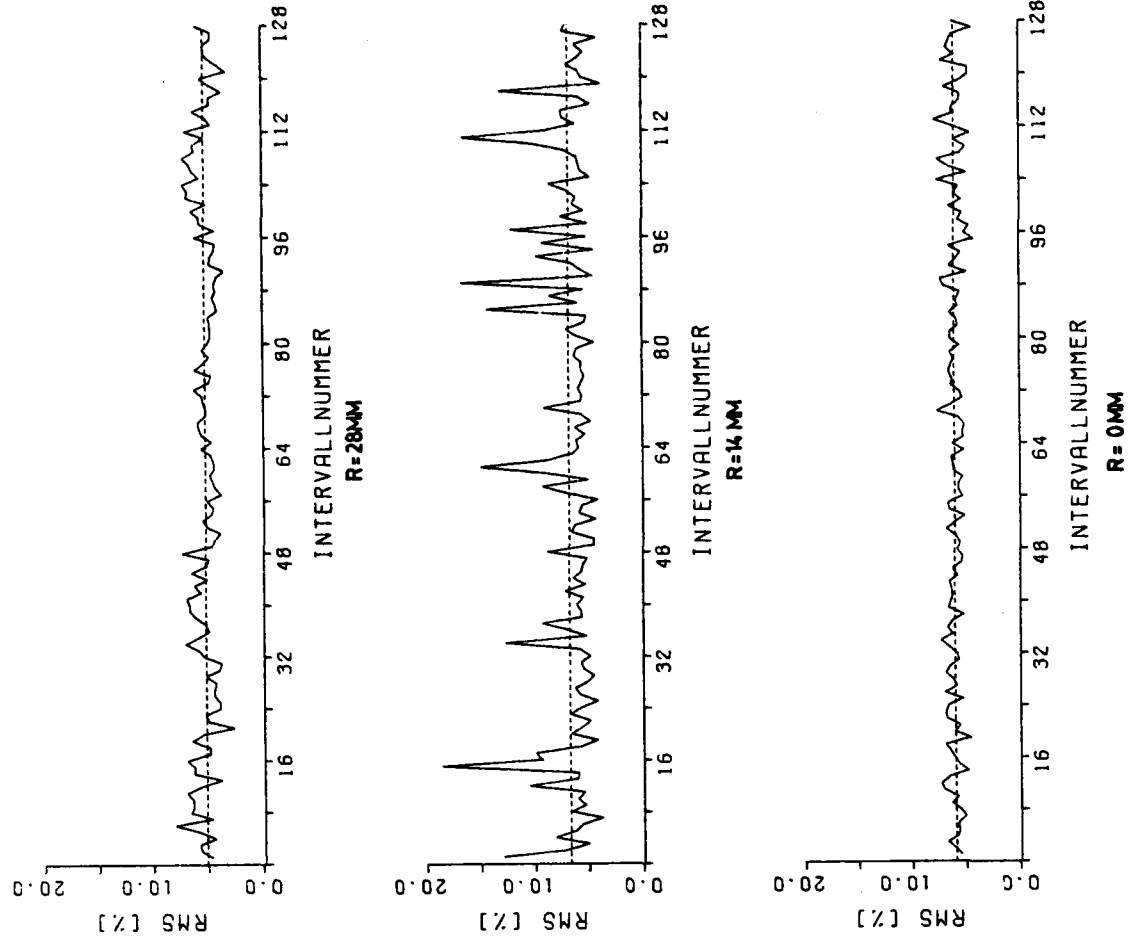


Abb. 20a

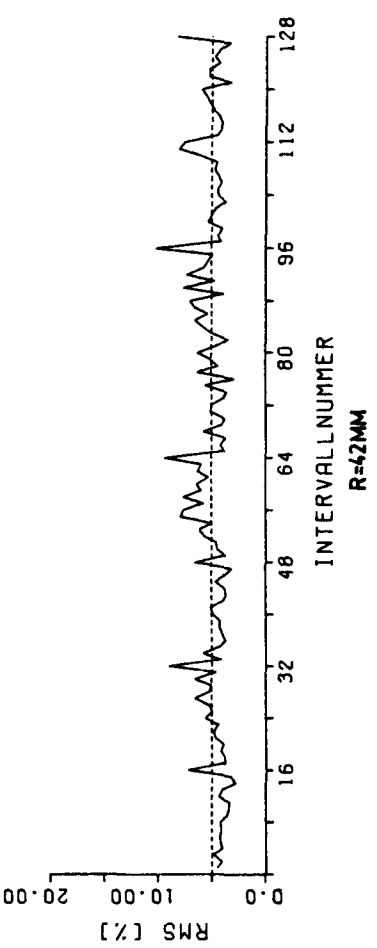
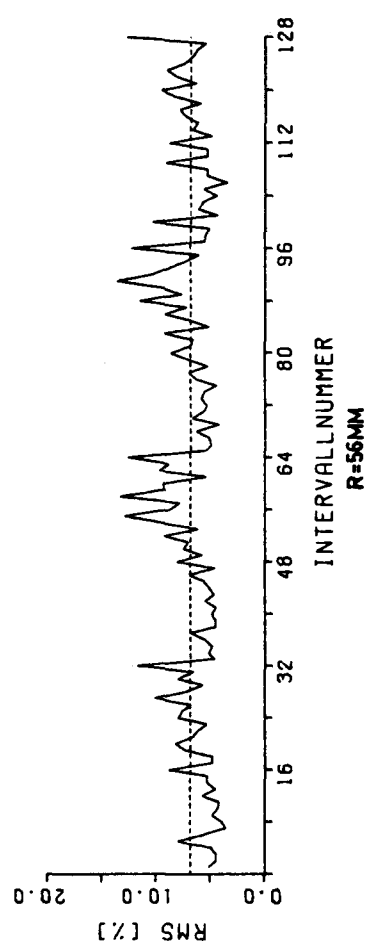
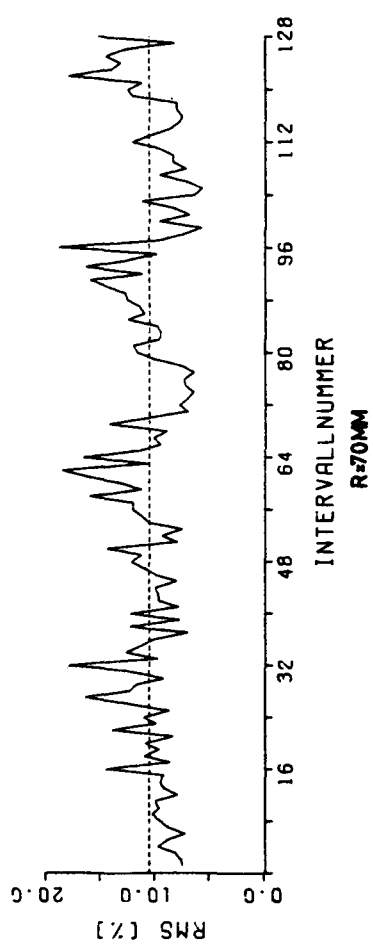
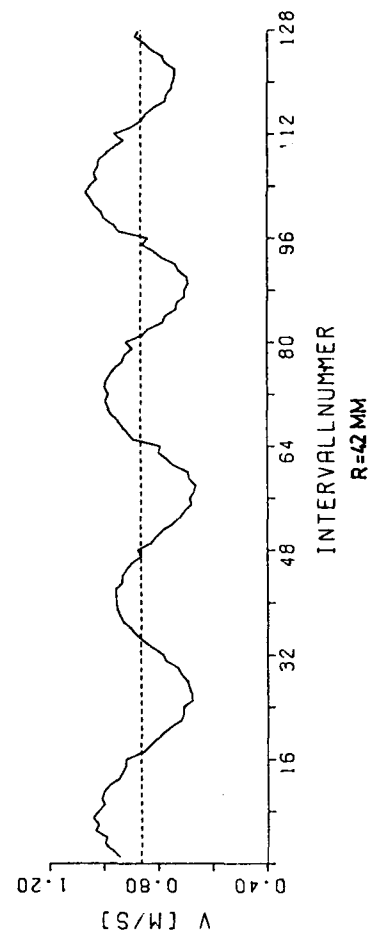
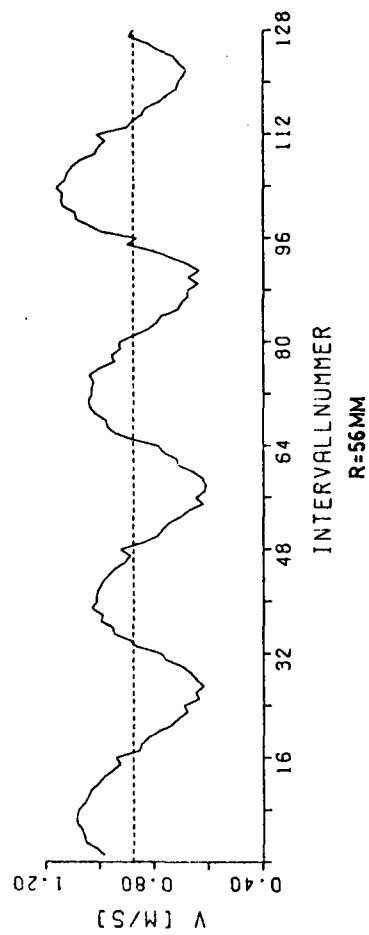
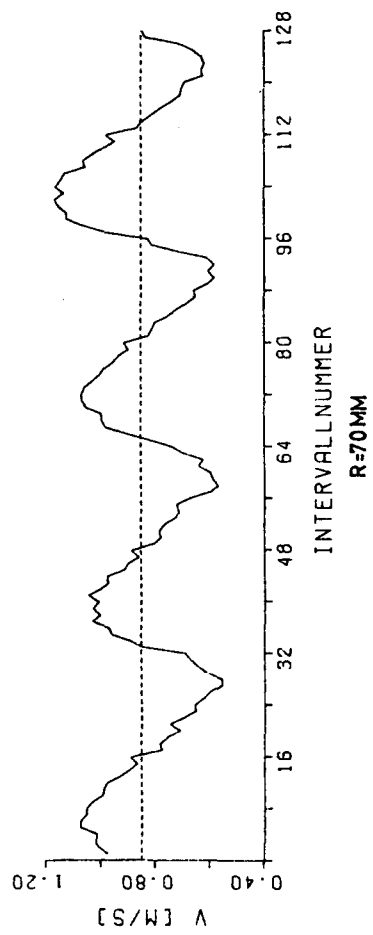


Abb. 20b

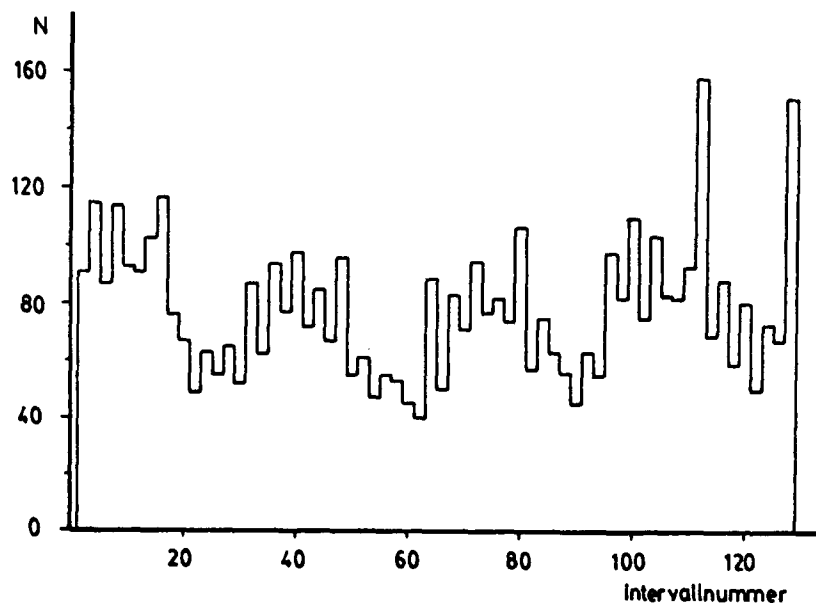


Abb. 21 Verteilung der Teilchenzahlen (R = 56 mm)

Der prozentuale Interpolationsfehler F durch das endliche Winkelintervall beträgt mit den Bezeichnungen von Gleichung (6), Seite 28, bei vier Propellerblättern und 128 Intervallen an den Extremwerten des Geschwindigkeitsverlaufs:

$$F = 0.16 \frac{A}{A + B}$$

Beim Messpunkt (R= 70 mm) entsteht ein Interpolationsfehler von 0.5 % .

5.3.4 Erweiterung auf eine Zweikomponentenmessung

Seit August 1978 stehen zwei LDA-Counter zur Verfügung, so dass eine simultane Messung zweier orthogonaler Geschwindigkeitskomponenten eines Teilchens möglich wurde, vorausgesetzt, die Überlappung der Schnittvolumina ist ausreichend. Eine simultane Zweikomponentenmessung bietet neben der Halbierung der Messzeit die Möglichkeit, für eine Auswertung nur die Signale zu berücksichtigen, die gleichzeitig gemessen wurden. Von diesen Signalen kann angenommen werden, dass sie vom selben Teilchen herrühren. Die Korrektur des IR-Bias kann jetzt zweidimensional erfolgen, der Wichtungsfaktor ist dann

$$1 / \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$$

wobei v_x und v_y die gemessenen Geschwindigkeitskomponenten sind.

Da jedoch ein Teil der Messereignisse nicht simultan erfassbar ist, wurde beim Entwurf der für die Datenübertragung an den Rechner erforderlichen Schnittstellenschaltung berücksichtigt, auch diese Werte an den Rechner zu übertragen. Jeder Kanal kann auch getrennt mit einer eindimensionalen IR-Korrektur ausgewertet werden.

Ein Totalausfall des Rechners liess die Erprobung der Schaltung im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr zu, hier soll nur das Prinzip der Messwerterfassung kurz dargestellt werden.

Die grösste noch zu verwendende Zahl von Winkelintervallen beträgt auch hier 256. Die gesamte Information von 32 Bit bei einer Simultanmessung wird parallel mit einem Data-Source-Interface im Echtzeitbetrieb an den Rechner übertragen. Da ein Dopplersignal nie exakt gleichzeitig von den beiden Countern gemessen werden kann, wird ein Zeitraum zwischen den beiden Messungen vorgegeben. Erfolgen die beiden Messungen innerhalb dieses Zeitraums, werden sie als gleichzeitig angesehen. Der Zeitunterschied zwischen den Messungen wird vor allem dadurch bestimmt, dass die Schnittvolumina nicht genau zusammenfallen, er wird daher bei grösseren Geschwindigkeiten kleiner werden.

Dieser Zeitbereich wird in der Schaltung durch eine monostabile Kippstufe bestimmt, deren Standzeit einstellbar ist. Die Kipp-

stufe wird vom Data-Ready-Puls des zuerst messenden Counters angesteuert. Erfolgt innerhalb des vorgegebenen Zeitintervalls eine Messung des anderen Counters, werden die Frequenzwerte beider Counter und die Propellerstellung an den Rechner übertragen, die Schaltung ist danach wieder in der Ausgangsstellung. Um zu erkennen, ob ein Counter eine Einzelmessung gemacht hat, werden bestimmte Datenbits des anderen Counters bei einer Einzelmessung durch die Schaltung Null gesetzt. In jedem Fall werden die an den Datenausgängen stehende Information beider Counter übertragen, bis auf die von der Schaltung im Fall einer Einzelmessung Null gesetzten Datenbits. Es kann so bei der Auswertung erkannt werden, ob eine simultane Messung vorkam oder ob nur ein Counter das Teilchen registrierte.

6. Messfehler bei Countermessungen

Bei Verwendung eines LDA-Counters können einige systematische Fehler entstehen, die das Messergebnis verzerren. Ein Teil dieser Fehler tritt auch bei anderen Signalverarbeitungen auf, so etwa Verfälschungen bei der Mittelung durch fehlende Vorzeichen-erkennung des Geschwindigkeitsvektors.

Einige Fehlerquellen können durch geeignete Wahl des optischen Aufbaus vermieden werden; so kann die Entstehung einer scheinbaren Turbulenz, die durch einen nicht konstanten Interferenzstreifenabstand (siehe 3.2) entsteht, durch korrekte Justierung vermieden werden. Eine Vorzeichenbestimmung wird durch Verwendung einer Braggzelle möglich.

Neben dem schon behandelten IR-Bias kann die gewählte Messwert-erfassung mit ihrer endlichen Übernahmezeit offenbar zu grösseren Fehlern führen.

6.1 Endliche Übernahmezeit bei der Messwert-erfassung

Durch die endliche Datenübernahmezeit, die hier 3 ms beträgt, können Teilchen, die während der Datenübernahme das Schnittvolumen durchqueren, nicht erfasst werden. Bei einer laminaren Strömung entsteht kein Fehler, da alle Teilchen bei einem ausreichend kleinen Schnittvolumen nahezu die gleiche Geschwindigkeit haben. Bei einer turbulenten Strömung entsteht jedoch ein Fehler, da hier häufiger schnelle Teilchen das Schnittvolumen passieren als langsame. Im folgenden wird gezeigt, dass die Teilchenverluste nicht proportional zur Geschwindigkeit sind; die Voraussetzungen zur eindimensionalen IR-Korrektur werden in diesem Fall nicht erfüllt.

Nimmt man eine räumliche Gleichverteilung der Streupartikel im Strömungsmedium an, dann bestimmt eine Poissonverteilung die Zahl der Teilchen, die in einem festen Zeitintervall eine bestimmte Fläche durchqueren. Vernachlässigt man die Entartung des Schnittvolumens zu einer Fläche, die als dessen Wirkungsquerschnitt aufgefasst werden kann, lassen sich bei vorgegebener durchschnittlicher Teilchenrate a die Verluste durch die Totzeit τ der Messwert-erfassung angeben. Die Wahrscheinlichkeit P_V , dass ein Teilchen

nicht gemessen werden kann, ist:

$$(7) \quad P_v = 1 - P(0) \quad \text{mit} \quad P(N) = \frac{(a\tau)^N}{N!} \exp(-a\tau)$$

$P(N)$ ist die Wahrscheinlichkeit, in der Zeit τ N Teilchen zu finden. Bei einer Totzeit von 3 ms und einer durchschnittlichen Teilchenrate von 10 s^{-1} werden 97% der Teilchen erfasst, bei einer Teilchenrate von 100 s^{-1} nur noch 74%.

Die Wahrscheinlichkeit P_a ein Teilchen messen zu können, ist nach (7)

$$(8) \quad P_a = \exp(-a\tau)$$

was auch mit Hilfe der Intervallverteilung /E1/ zu zeigen ist.

In turbulenter Strömung ist die Teilchenrate nicht mehr konstant, sondern proportional zur momentanen Geschwindigkeit. Beschränkt man sich auf eine eindimensionale Strömung in Messrichtung, kann für die geschwindigkeitsabhängige Teilchenrate a geschrieben werden:

$$(9) \quad a(v_m) = \frac{\bar{a}}{\bar{v}_m} v_m$$

\bar{a} ist die mittlere Teilchenrate, \bar{v}_m die mittlere Geschwindigkeit.

Das Signal-Rausch-Verhältnis wird bei höheren Geschwindigkeiten schlechter und reicht in ungünstigen Fällen zur Messung mit einem Counter nicht aus. Im folgenden wird vorausgesetzt, dass keine Verluste durch eine geschwindigkeitsabhängige Signalqualität auftreten, was in den meisten Fällen durch geeignete Filterung sichergestellt werden kann.

Für Geschwindigkeitsschwankungen, die klein gegen $1/\tau$ sind, lässt sich die turbulente Strömung für die Fehlerabschätzung durch eine Summe über laminare Zustände darstellen. Bei einer Normalverteilung der Strömungsgeschwindigkeit erhält man so bei einer ungewichteten Mittelwertbildung

$$\bar{v}_1 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} v_m |v_m| g(v_m) P_a dv_m}{\int_{-\infty}^{+\infty} |v_m| g(v_m) P_a dv_m}$$

$$P_a = \exp(-a(v_m)\tau)$$

$$g(v_m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp\left(-\frac{(v_m - \bar{v}_m)^2}{2\sigma^2}\right)$$

Abbildung 22 zeigt den relativen Fehler $\frac{\bar{v}-\bar{v}_1}{\bar{v}}$ in Abhängigkeit der Teilchenrate bei verschiedenen Turbulenzgraden und einer Totzeit von 3 ms. Der Totzeiteffekt wirkt dem IR-Bias entgegen, und bei einer bestimmten Datenrate verschwindet der Fehler. Benutzt man die eindimensionale IR-Korrektur, erhält man den Mittelwert

$$\bar{v}_2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} v_m g(v_m) P_a dv_m}{\int_{-\infty}^{+\infty} g(v_m) P_a dv_m}$$

Abbildung 23 zeigt den relativen Fehler $\frac{\bar{v}-\bar{v}_2}{\bar{v}}$ ebenfalls bei einer Totzeit von 3 ms.

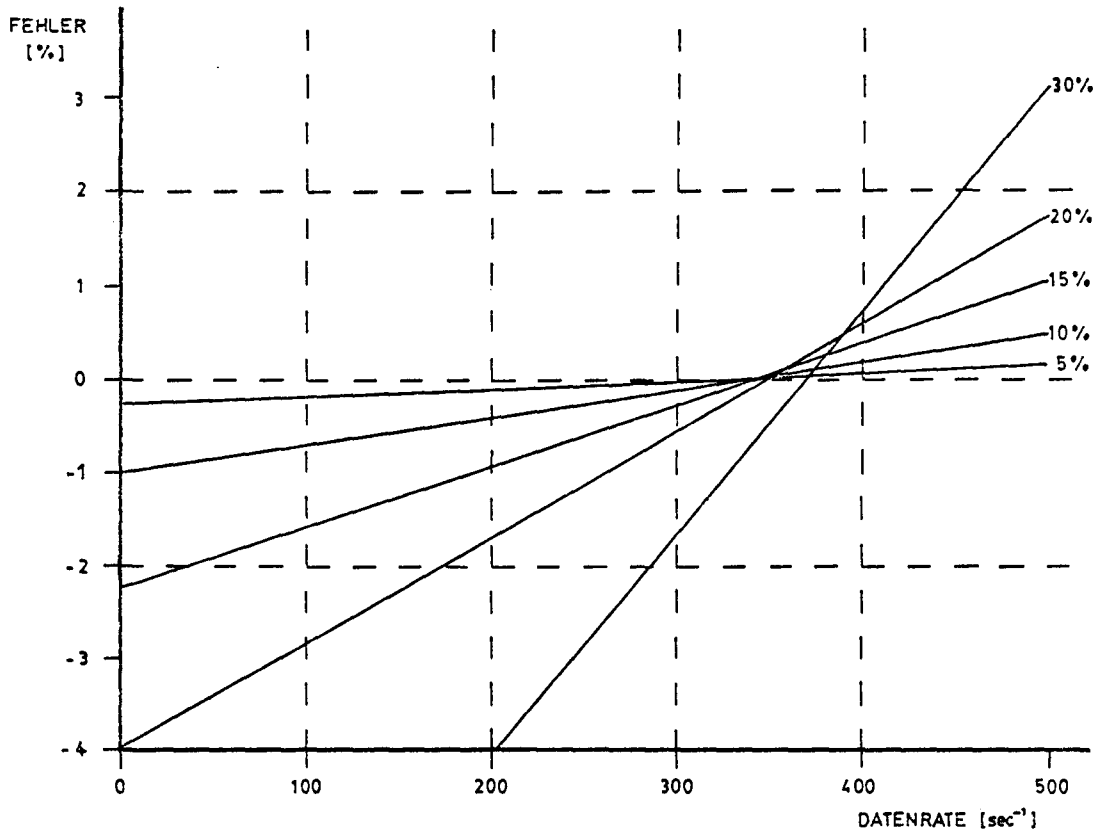


Abb. 22

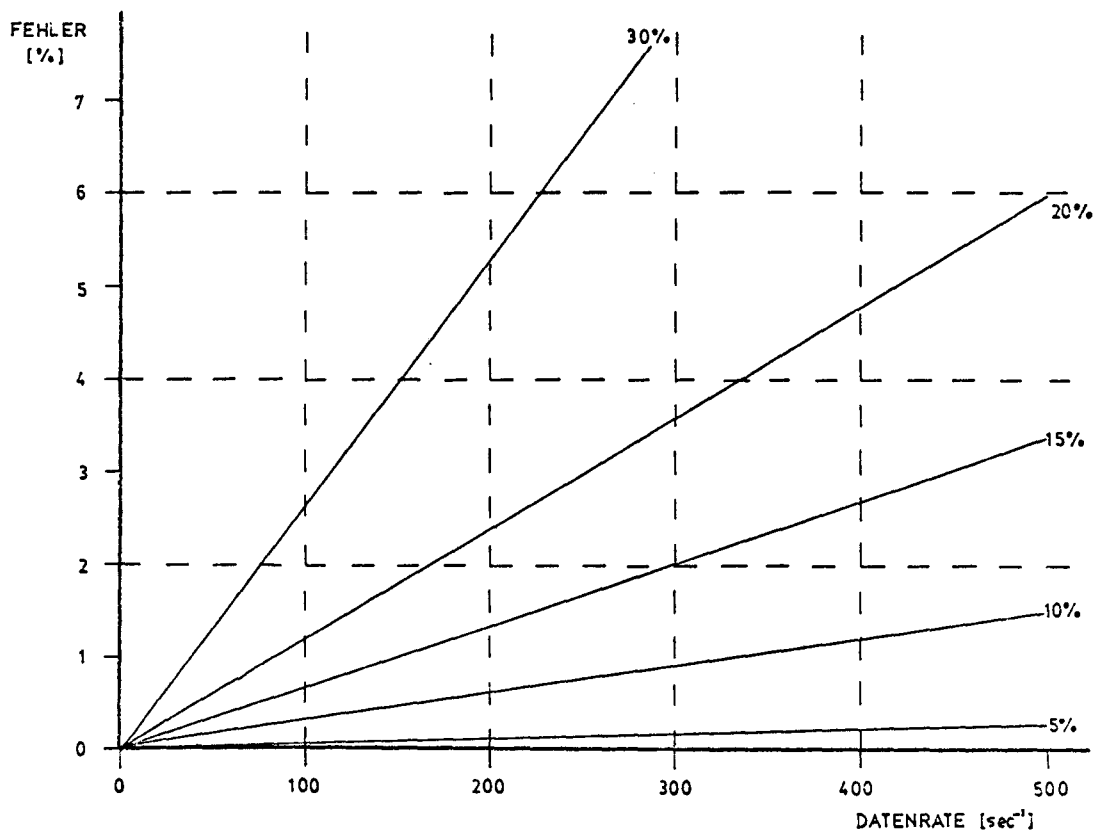


Abb. 23

Fehler durch Totzeiteffekte der Datenübernahme

Die gemessenen Turbulenzgrade weichen bei einer eindimensionalen IR-Korrektur erst bei höheren Turbulenzintensitäten und sehr hohen Teilchenraten vom wahren Wert ab, der entsprechende Fehler kann in guter Näherung vernachlässigt werden.

Bei den vorkommenden Teilchenraten ist der Fehler durch Totzeiteffekte der Datenübertragung zu vernachlässigen; eine Verkürzung der Übernahmezeit, die technisch möglich sein sollte (Anhang 2), verkleinert auch bei möglichen höheren Datenraten den Fehler (Abb. 24).

Ein Counter kann nicht messen, wenn sich mehrere Streupartikel gleichzeitig im Schnittvolumen befinden. Mit den oben gemachten Voraussetzungen tritt ein Fehler bei der Mittelwertbildung jedoch nicht auf, da in der Beziehung (8) τ jetzt die Durchtrittszeit eines Teilchens durch das Schnittvolumen angibt, die umgekehrt proportional zur Teilchengeschwindigkeit ist. Bei einer turbulenten Strömung wird man wieder eine geschwindigkeitsabhängige Teilchenrate $a(v_m)$ einführen (9), die proportional zur Teilchengeschwindigkeit ist. Insgesamt wird daher der Korrekturfaktor P_a für alle Geschwindigkeiten gleich und verschwindet bei der Mittelung.

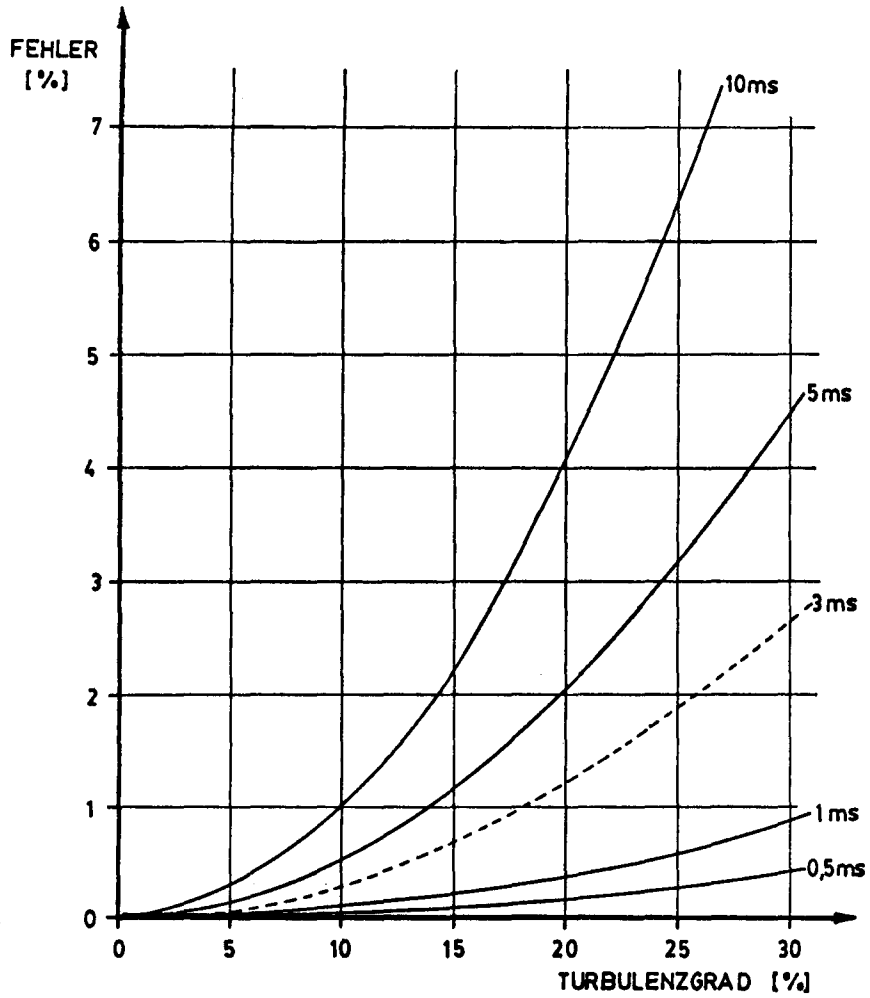


Abb. 24 Fehler durch Totzeiteffekte bei einer Teilchenrate von 100 Teilchen pro Sekunde

6.2 Winkelabhängigkeit

Ein LDA-Counter benötigt stets mehrere Perioden zur Frequenzbestimmung, im vorliegenden Fall 10. Hat der Strömungsvektor einen zu grossen Winkel zur Messrichtung, wird die Zahl der Interferenzstreifen zu klein, die vom Teilchen innerhalb des Schnittvolumens gekreuzt werden, wobei angenommen wird, dass nur im Schnittvolumen die Streulichtamplitude für eine Messung ausreicht. Für den Fall, dass der Geschwindigkeitsvektor in einer Ebene parallel zur XY-Ebene liegt, was auch im folgenden gelten soll, zeigt Abbildung 25 in Abhängigkeit der Streifenzahl N_f den Grenzwinkel ψ_0 zwischen Messrichtung und Geschwindigkeitsvektor über den hinaus keine Messungen mehr möglich sind; die Zahl der vom Counter zur Messung benötigten Interferenzstreifen ist hier $N_c = 10$.

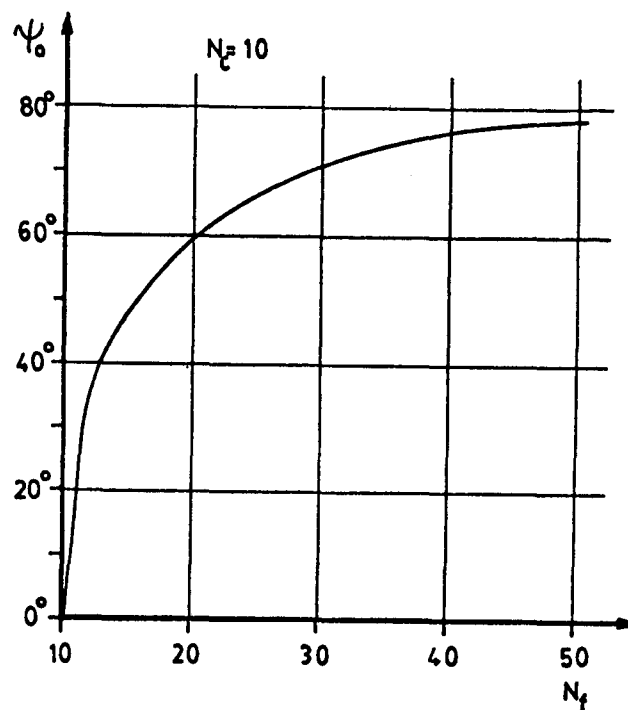


Abb. 25 Grenzwinkel bei Countermessungen

Nicht alle Teilchen, deren Bahnen die YZ-Ebene innerhalb der Kurve

$$\frac{y^2}{d_m^2} + \frac{z^2}{l_m^2} = \frac{1}{4}$$

durchqueren (siehe Abb. 2), können daher zu einer Messung beitragen.

Ist ψ der Winkel zwischen Geschwindigkeitsvektor und Messrichtung, werden alle Teilchen gemessen, die unter diesem Winkel die YZ-Ebene innerhalb der Fläche F_ψ mit der Umrandungslinie

$$\frac{x^2 \cos \psi}{d_m^2 - L^2} + \frac{z^2 d^2}{L^2 (d_m^2 - L^2)} = \frac{1}{4} \quad \text{mit } L = N_c \cdot s / \cos \psi$$

durchqueren, s ist der Interferenzstreifenabstand.

Der Anteil der unten dem Winkel ψ gemessenen Streuteilchen an der Gesamtzahl ist proportional zu

$$P(\psi) = F_\psi \cdot \cos \psi$$

wenn die Teilchenrate und der Betrag des Geschwindigkeitsvektors konstant bleiben. Diese Anteile $P(\psi)$ sind in Abbildung 26 in relativen Einheiten für einige Streifenzahlen ($N_f = d_m / s$) dargestellt:

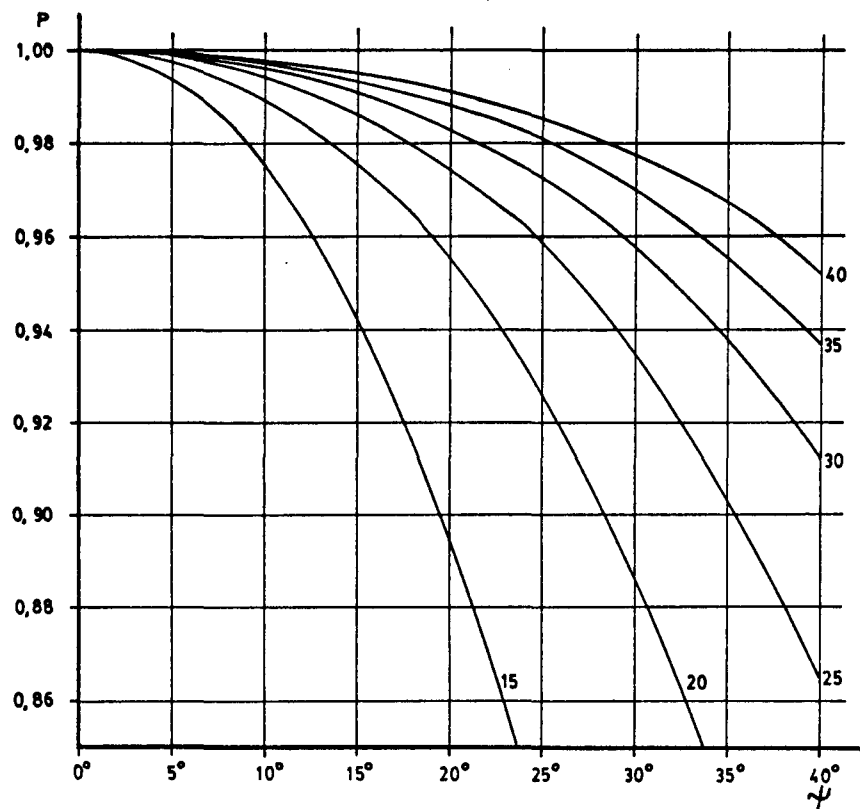


Abb. 26 Winkelabhängigkeit von Countermessungen

Weicht die Hauptströmungsrichtung von der Messrichtung ab, können bei kleinen N_f -Werten Fehler bei der Mittelung entstehen. Die Teilchen mit grossem Winkel zur Messrichtung, bei obigen Annahmen die langsamen ($v_m = |\vec{v}| \cdot \cos \psi$), werden unterrepräsentiert. Dieser Fehler wird als Incomplete Signal (IS) Bias bezeichnet. Er kann durch eine Erhöhung der Streifenzahl herabgesetzt werden, vorzugsweise aber durch Frequenzverschiebung eines der beiden Laserstrahlen.

Durch diese Frequenzverschiebung entsteht ein bewegtes Streifen-system, das Teilchen kreuzt mehr Interferenzstreifen bei seinem Weg durch das Schnittvolumen. Bei geeigneter Wahl der Frequenzverschiebung kann der IS-Bias vernachlässigt werden.

Bei einer Zweikomponentenmessung, bei der die Messrichtungen im günstigsten Fall beide einen Winkel von 45 Grad zur Hauptströmungsrichtung haben, kann der IS-Bias nicht in jedem Fall vernachlässigt werden, wenn ohne Frequenzverschiebung gearbeitet wird.

6.3 Vorzeichenunbestimmtheit

Ein weiterer Fehler tritt bei der Mittelung auf, wenn keine Vorzeichenbestimmung der Geschwindigkeit möglich ist. Die Geschwindigkeitsverteilung g ist dann durch die Funktion q zu ersetzen /D1/ mit

$$q(v_m) = g(v_m) + g(-v_m) \quad v_m \geq 0$$

Man erhält dann als Mittelwert bei vollständiger Korrektur des IR-Bias

$$v_B = \frac{\int_0^{\infty} q(v) v \, dv}{\int_0^{\infty} q(v) \, dv}$$

Bei Annahme einer eindimensionalen Strömung wird dieser Fehler, der dadurch entsteht, dass $g(-v)$ wesentlich von Null verschieden ist, bei einer Gaußförmigen Geschwindigkeitsverteilung erst für Turbulenzgrade über 50 % grösser als 1%.

Bei einer dreidimensionalen Strömung wird dieser Fehler (Negativ Velocity (NV) Bias) wesentlich vom Winkel der Hauptströmung gegen die Messrichtung bestimmt. Ist dieser Winkel klein, kann in den meisten Fällen der NV-Bias vernachlässigt werden.

6.4 Weitere Fehlerquellen

Im folgenden sollen ohne Anspruch auf Vollständigkeit weitere Effekte erwähnt werden, die zu systematischen Fehlern führen. Einen Überblick über 10 Fehlerquellen und Abschätzungen der entstehenden Verzerrungen sind bei /F1/ angegeben.

Wenn sich bei einer eindimensionalen Strömung in Messrichtung die Geschwindigkeit innerhalb des Schnittvolumens linear ändert, so dass der Geschwindigkeitsverlauf durch

$$\mathbf{v}(\mathbf{z}) = \mathbf{v}_0 + \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta \mathbf{z}} \cdot \mathbf{z}$$

gegeben ist, wird ein scheinbarer Turbulenzgrad η_s auftreten. Er setzt sich mit der Turbulenzintensität η_w der Strömung zur gemessenen Turbulenzintensität η_m zusammen:

$$\eta_m^2 = \eta_w^2 + \eta_s^2$$

Eine elementare Rechnung ergibt bei Annäherung des Schnittvolumens durch ein Ellipsoid der Länge l_m :

$$\eta_s = \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta \mathbf{z}} \cdot \frac{l_m}{\mathbf{v}_0 \cdot 4}$$

Der Mittelwert (\mathbf{v}_0) bleibt bei einem linearen Geschwindigkeitsverlauf im Schnittvolumen fehlerfrei.

In einer hochturbulenten Strömung, wo Beschleunigungen der Streupartikel im Schnittvolumen auftreten, kann die vorgegebene Genauigkeitsschranke des 5/8 - Vergleichs (siehe 4.2) bei einigen Teilchen überschritten werden. Durch Nichtberücksichtigung dieser Teilchen entsteht ebenfalls ein systematischer Fehler (Comparator Tolerance Bias).

Sind Hoch- oder Tiefpassfilter des Counters falsch gesetzt, kann ein gewisser Signalanteil nicht gemessen werden. Da es sich hier um einen einseitigen Effekt handelt, entsteht ein systematischer Fehler (Frequency Cut-Off Bias).

Im Normalfall sind die einzelnen Fehlerquellen nicht unabhängig voneinander. Eine Berechnung ist nur mit einem Turbulenzmodell und einer Simulation von Strömung und Messgerät möglich. Die oben gemachten Fehlerangaben, die stets starke Einschränkungen der Strömungsverhältnisse voraussetzen, können daher nur Grössenordnungen sein.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Anwendung einiger Verfahren zur Geschwindigkeitsmessung einer periodisch instationären Strömung, wie sie im Schiffsnachstrom in der Nähe des Propellers erwartet wird, untersucht. Es wurde gezeigt, dass dazu ein LDA-Counter ein geeignetes Gerät ist. Geschwindigkeitsmessungen periodisch instationärer Strömungen sind mit einem LDA-Counter in Verbindung mit einem Rechner zur Messwerterfassung möglich. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Messkonzept entwickelt, das im Labor erprobt wurde und ohne Änderungen für Schiffsmessungen geeignet ist. Die erforderlichen Schaltungen und Auswerteprogramme konnten erstellt werden.

Eine Erweiterung auf eine simultane Messung zweier Geschwindigkeitskomponenten wurde vorgeschlagen, die Labortests stehen zur Zeit noch aus.

Für den Fall eines Rechnerdefektes wurde ein Verfahren erprobt, das mit Hilfe des internen Mittelwertrechners die Bestimmung von Mittelwerten in einzelnen Winkelintervallen zulässt. Ein Correlator lässt sich ebenfalls mit diesem Verfahren instationär betreiben. Es hat den Nachteil, dass ein Grossteil der anfallenden Signalinformation nicht genutzt werden kann.

Die Grössenordnungen einiger systematischer Messfehler wurden angegeben, die durch Verwendung eines LDA-Counters mit Echtzeit-Datenübertragung an einen Rechner entstehen.

Anhang

1. Kurzbeschreibung des Computersystems, Stand August 1978

Das System besteht aus der eigentlichen Rechereinheit HP 2113 A, der Platteneinheit HP 7905A mit Disc-Controller und den Peripheriegeräten.

HP 2113 A

Verfügbarer Speicherplatz: 80 k, davon direkt adressierbar: 32 k
Wortlänge: 16 Bit (2 Byte)

Prozessor: Vollständig mikroprogrammiert (arithmetische Funktionen, Input/Output), 128 Grundbefehle, programmierbar von Digitalkassetten, von der Platteneinheit und manuell über Schalter.

Ein- und Ausgabeschnittstellen:

Analog-Digital-Converter	
Asynchron Data-Interface	(Konsole)
High Speed Terminal-Interface	(Teletype)
8 Bit Duplex-Register	(Parallele Ein/Ausgabe)
32 Bit Data-Source-Interface	(Parallele Eingabe)

Möglichkeit des direkten Speicherzugriffs für zwei Kanäle durch den Dual-Channel-Port-Controller. Maximale Transferrate bei Eingabe unter Benutzung von Mikroprogrammen: 1.59 MWd/sec.

Betriebssysteme:

RTE-III (bei Verwendung der Platteneinheit), für den Benutzer verfügbarer Speicherplatz: bis zu 44 k

RTE-M (plattenunabhängig) benutzt nur 32 k des Speichers

HP 7905 A

Speicherplatz auf der Festplatte: 4.9 Mbytes

Speicherplatz auf der Wechselplatte: 9.8 Mbytes

Transferrate: 7.5 Mio bits/sec.

Peripherie

Zwei Konsolen, davon eine mit der Möglichkeit graphischer Darstellungen (HP 2648 A)

Zwei Kassettenlaufwerke in jeder Konsole

Fernschreiber (Teletype)

2. Schnittstelle zwischen Counter und Computer

Für die Datenübertragung an den Rechner stand zuerst nur eine 8 Bit Duplex-Register Interfacekarte zur Verfügung. Da die Winkelstellung der Propellerwelle durch 8 Binärziffern angezeigt wird, die Frequenzinformation des Counters durch 12 Binärziffern, muss die Übertragung dieser Daten in mehreren Schritten geschehen. Es wurde mit TTL-Elementen eine Schaltung gebaut (Abb. A1), die durch Multiplexer die 20-Bit-Information in vier Schritten an den Rechner überträgt. Die achtstellige Binärzahl, die die Propellerstellung kennzeichnet, wird zweimal übertragen.

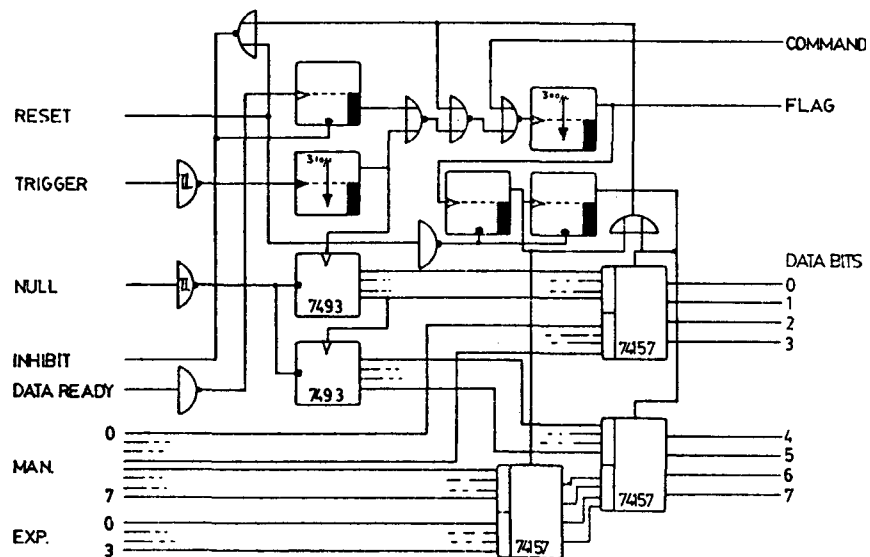


Abb. A1 Schaltplan der Schnittstellenschaltung

Die Messinformation eines Teilchens kann in zwei 16-Bit Worte des Computerspeichers abgelegt werden. Da die Propellerstellung zweimal übertragen wird, ist durch ein weiteres Multiplexen die Übertragung einer sechzehnstelligen Binärzahl möglich. Durch diese einfache Erweiterung der Schaltung wären maximal 65536 Winkelintervalle aufzulösen. Eine Anwendung bei der Geschwindigkeitsmessung einer nichtperiodisch instationären Strömung ist denkbar. Der Rechner erzeugt, wenn er die ersten 8 Bit übernommen hat, durch die Pegeländerung am Command-Ausgang den Übernahmeimpuls für die nächsten 8 Bit selbst; die Gesamtübernahmezeit ist dadurch so gering wie möglich.

Schwierigkeiten ergaben sich durch Übersprechen in den Datenleitungen, trotz der nur kurzen Übertragungstrecke von 3 m. Durch die Verwendung eines Koaxialkabels für die Device-Flag Leitung konnte dieses Problem gelöst werden.

Der Datentransfer wurde mit einem EXEC-Call in einem Fortran-Programm gesteuert (siehe Programmliste). Damit konnte eine maximale Transferrate von 12200 Bits/sec. erreicht werden. Mit einem absoluten Maschinenprogramm erhöht sich die Transferrate mindestens auf das Doppelte. Die Möglichkeit des direkten Speicherzugriffs durch den Dual-Channel-Port-Controller wurde noch nicht genutzt, dadurch sollte sich die Transferrate wesentlich erhöhen.

```
0001 FTN4
0002 PROGRAM LDA
0003 C*****
0004 C SOURCEFILE ST LDA
0005 C TESTPROGRAMM FUER DATENUEBERNAHME LDA-COUNTER
0006 C UND AUSWERTUNG EINER INSTATIONAEREN MESSUNG MIT
0007 C 128 WINKELINTERVALLEN PRO UMDREHUNG
0008 C
0009 C SCHNITTSTELLENSCHALTUNG FUER 8 BIT-REGISTER
0010 C
0011 C LDA UEBERNIMMT DIE MESSINFORMATION VON 1000 BURSTS
0012 C IN DEN SPEICHER UND BERECHNET AUS DER BINAEREN
0013 C INFORMATION DOPPLERFREQUENZ IN KHZ UND DAS WINKEL-
0014 C INTERVALL DES PROPELLERS.
0015 C ANSCHLIESSEND ERFOLGT BERECHNUNG DER MITTLEREN
0016 C FREQUENZ UND DES TURBULENZGRADES IN 128 WINKELINTERVALL
0017 C
0018 C DATENUEBERNAHME ERFOLGT MIT EINEM EXEC-CALL
0019 C*****
0020 C
0021 C AUFRUFPARAMETER:
0022 C -----
0023 C
0024 C IP(1) DIALOGTERMINAL
0025 C
0026 C
0027 C*****
0028 C DIMENSION IBUF(2000),FREQ(1000),IPROP(1000),IP(5),IZAHL(4),
0029 C * S(128), SR(128),BURST(128)
0030 C CALL RMPAR (IP)
0031 C LUDT=IP(1)
0032 C WRITE(LUDT,100)
0033 C 100 FORMAT(// "LOGICAL UNIT DES 8-BIT-DUPLEX-REGISTERS ANGEBEN ")
0034 C READ(LUDT,*) LUDR
0035 C ICNWD=LUDR+100B
0036 C
0037 C ICNWD:
0038 C CONTROL WORD FUER EXECCALL
0039 C BITS 0-5 : LOGICAL UNIT NUMBER
0040 C BIT 6 : DATA TRANSFER MODE
0041 C 0 = ASCII
0042 C 1 = BINARY ***** WIRD BENUTZT***
0043 C 8 : KEYBOARD INPUT MODE
0044 C 9 : TELEPRINTER PUNCH MODE
0045 C 10 : MOVING HEAD DISC WRITE MODE
0046 C BIT2 11-15: NOT USED SET TO 0
0047 C
0048 C
0049 C I BUFL = 2000
0050 C
0051 C I BUFL : LAENGE DES SPEICHERS, DER MIT DEN DATEN
0052 C BELEGT WERDEN SOLL
0053 C
0054 C I CODE=1
0055 C
0056 C I CODE : REQUEST CODE
0057 C 1= READ
0058 C 2= WRITE
0059 C
0060 C CALL EXEC(ICODE,ICNWD,IBUF ,IBUFL)
```

```
0061 C
0062 C PROGRAMM ARBEITET ERST WEITER, WENN 2000 UEBERNAHMEN ERFOLGT
0063 C
0064 C GEGEBENFALLS IST DER TIME-OUT FUER DIE INTERFACEKARTE
0065 C ZU AENDERN
0066 C
0067 C *TO, EGT, NUMB NUMB = VIELFACHES VON 10MS
0068 C
0069 C
0070 C SCHEMA DER UEBERNOMMENEN BITS:
0071 C
0072 C BITS: 7 6 5 4 3 2 1 0
0073 C P P P P P P P P 1.UEBERNAHME
0074 C P P P P P P P P 2.UEBERNAHME
0075 C E E E E M M M M 3.UEBERNAHME
0076 C M M M M M M M M 4.UEBERNAHME
0077 C
0078 C P : PROPELLERWELLE
0079 C E : EXPONENT
0080 C M : MANTISSE
0081 C
0082 C
0083 DO 1 I=1, 2000, 2
0084 IZ AHL(1)=IAND(IBUF(1), 77400B)/400B
0085 C LOGISCHE UND OPERATION UM 2. BYTE VON IBUF(1) IN EINE
0086 C INTEGERSVARIABLE ZU VERWANDELN
0087 C DABEI WURDE VORZEICHENBIT 15 BINAER BELEGT, ALSO MUSS
0088 C NOCH ERKANNT WERDEN, OB IBUF(1) KLEINER NULL, DA IN
0089 C DIESEM FALL BIT 15 =1
0090 IF(IBUF(1) .LT. 0) IZ AHL(1)=IZ AHL(1)+200B
0091 IZ AHL(2)=IAND(IBUF(1), 377B)
0092 C LOGISCHE UND-OPERATION UM 1. BYTE VON IBUF(1) IN EINE
0093 C INTEGERSVARIABLE ZU VERWANDELN. DABEI IST*:
0094 C
0095 C 377B: 0000000011111111
0096 C
0097 IZ AHL(3)=IAND(IBUF(I+1), 77400B)/400B
0098 C ABSPALTUNG DES 2.BYTE VON IBUF(I+1)
0099 C
0100 C AUCH HIER WIEDER VORZEICHENBIT VON IBUF(I+1) BENUTZT:
0101 IF(IBUF(I+1) .LT. 0) IZ AHL(3)=IZ AHL(3)+200B
0102 C
0103 C DER EXPONENT, DER IN IZ AHL(3) ENTHALTEN IST, WIRD DURCH
0104 C DIE MODULO-BILDUNG MIT 16 GEWONNEN
0105 C
0106 C
0107 IZ AHL(4) =IAND(IBUF(I+1), 377B)
0108 FREQ((I+1)/2)=IZ AHL(4)*2.**MOD(IZ AHL(3), 16)*8.E6/32640/2**14
0109 IPROP((I+1)/2)=IZ AHL(1)-127
0110 C HARDWARE***** ENTSPRICHT 1.INTERVALL
0111 C
0112 I CONTINUE
0113 C
0114 C
0115 C
0116 C ES ERFOLGT AUSGABE DER FREQUENZEN UND WINKELINTERVALLE
0117 C
0118 C
0119 DO 12 I=1, 1000, 4
0120 WRITE(LUDT, 200) (IPROP(I+M-1), FREQ(I+M-1), M=1, 4)
0121 200 FORMAT(8(I4, X, F6.2, 2X))
0122 12 CONTINUE
```

```
0123 C
0124 C
0125 C
0126 C      ES FOLGT BERECHNUNG DER MITTLEREN DOPPLERFREQUENZEN UND
0127 C      TURBULENZGRADE IN 128 WINKELINTERVALLEN
0128 C
0129 C
0130      DO 2 I=1,1000
0131      S(IPROP(I))=S(IPROP(I)) + FREQ(I)
0132      SR(IPROP(I))=SR(IPROP(I))+1./FREQ(I)
0133      BURST(IPROP(I))=BURST(IPROP(I))+1.
0134 2      CONTINUE
0135 C
0136      WRITE(LUDT,300)
0137 300      FORMAT("INTER.          FREQUENZ(KHZ)   ETA(%)")
0138 C      AUSGABE DER ERGEBNISSE
0139 C
0140      DO 3 K=1,128
0141      IF(BURST(K) .LT.2) GOTO 3000
0142      RN=BURST(K)
0143      ETA=SQRT((S(K)*SR(K)-RN*RN)/RN/(RN-1.))*100.
0144 3000      IF(BURST(K) .LT.2) ETA=-99
0145      IF (BURST(K) .EQ. 0) GOTO 3
0146      DOPP=BURST(K)/SR(K)
0147      WRITE(LUDT,400) K, DOPP, ETA
0148 400      FORMAT(I4,10X,F6.2,10X,F4.2)
0149 3      CONTINUE
0150      END
0151      ENDS
```

3. Konfidenzintervalle für Mittelwert und Standardabweichung

Die Abweichungen von Mittelwert und Standardabweichung zu den tatsächlichen Werten können beträchtlich sein, es sind aber bei einer vorgegebenen Irrtumswahrscheinlichkeit Grenzen zu finden, innerhalb derer die zu bestimmende Grösse liegt. Das durch diese Grenzen festgelegte Intervall wird als Konfidenzintervall bezeichnet /W1/.

Beträgt die vorgegebene Irrtumswahrscheinlichkeit 5 %, liegen nach einer grossen Zahl von Messungen unter gleichen Bedingungen und gleicher Stichprobenzahl 95 % der ermittelten Werte innerhalb des durch eine Messung bestimmten Konfidenzintervalls.

Die Varianz σ^2 der Grundgesamtheit wird durch die Stichprobenvarianz s^2 geschätzt, der Mittelwert μ durch die Schätzgrösse $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$ die Stichprobenzahl sei n . Als Zufallsvariable kann die Grösse

$$t = \frac{\bar{x} - \mu}{s} \sqrt{n}$$

betrachtet werden, deren Verteilungsfunktion die t-Verteilung von STUDENT ist. Klassifiziert wird sie durch den Freiheitsgrad $f = n-1$. Die vorgegebene Irrtumswahrscheinlichkeit sei α ; man erhält für die Grenzen des Integrals mit dem Wert $(1-\alpha)$ über diese Verteilung:

$$\bar{x} \pm t_{1-\frac{\alpha}{2}, f} \cdot \frac{s}{\sqrt{n}}$$

Diese Grenzen legen das Konfidenzintervall für den Mittelwert fest, die Werte für $t_{1-\frac{\alpha}{2}, f}$ sind tabelliert. Für eine Irrtumswahrscheinlichkeit von 5 % sind einige Werte in Tabelle 1 angegeben.

Die Verteilungsfunktion der Zufallsvariablen $\frac{f \cdot s^2}{\sigma^2}$ ist eine

χ^2 -Verteilung mit dem Freiheitsgrad f . Vorgabe einer Irrtumswahrscheinlichkeit führt hier zur Angabe des Konfidenzintervalls für die Varianz:

$$\frac{f s^2}{\chi^2_{1-\frac{\alpha}{2}, f}} \leq \sigma^2 \leq \frac{f s^2}{\chi^2_{\frac{\alpha}{2}, f}}$$

Damit ergibt sich für die Standardabweichung das Konfidenzintervall

$$L_1 \cdot \frac{s}{\sqrt{x}} \leq \frac{\sigma}{\mu} \leq L_2 \cdot \frac{s}{\sqrt{x}}$$

Für die Grössen L_1 und L_2 sind in Tabelle 1 ebenfalls einige Werte angegeben.

Tabelle 1

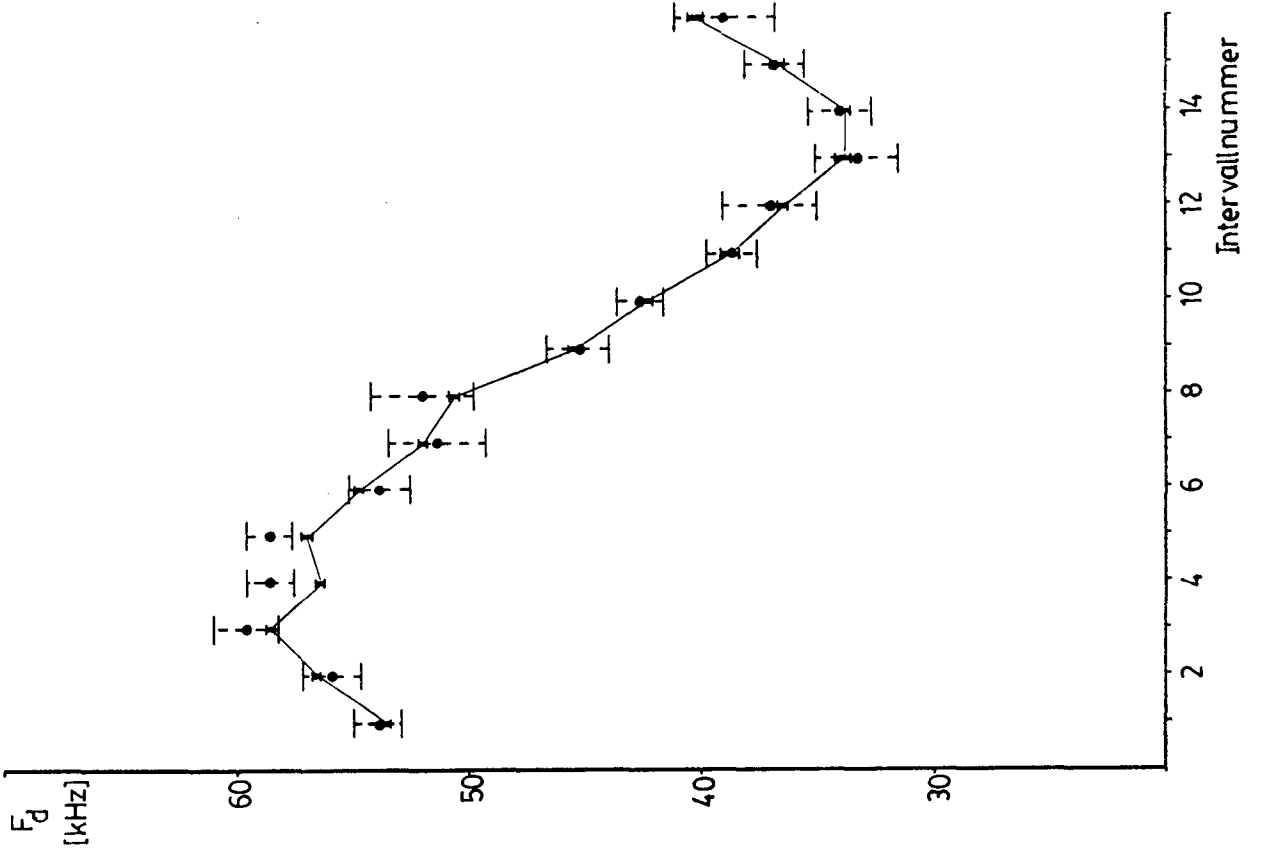
Faktoren zur Bestimmung von Konfidenzintervallen

W=95 %

f	L ₁	L ₂	t
1	0.45	31.91	16.50
2	0.52	6.29	4.33
3	0.56	3.73	3.18
4	0.60	2.86	2.78
5	0.62	2.43	2.57
6	0.65	2.20	2.45
7	0.66	2.04	2.37
8	0.67	1.92	2.31
9	0.69	1.83	2.26
10	0.70	1.75	2.23
15	0.74	1.55	2.13
20	0.77	1.44	2.08
40	0.82	1.28	2.02
80	0.86	1.18	1.99
200	0.91	1.11	1.97
300	0.93	1.09	1.97
1000	0.96	1.05	1.96

Abbildung A2 zeigt die Konfidenzintervalle mit der statistischen Sicherheit von 95 % für die Mittelwerte der Dopplerfrequenzen in den ersten 16 Winkelintervallen. Die Gesamtzahl der Intervalle betrug hier 64 pro Umdrehung. Die Werte, die aus einer Messung von insgesamt 30000 Teilchen berechnet wurden, sind jeweils miteinander verbunden. Die Gesamtzahl der Teilchen bei a beträgt 400, bei b beträgt sie 1000.

b



a

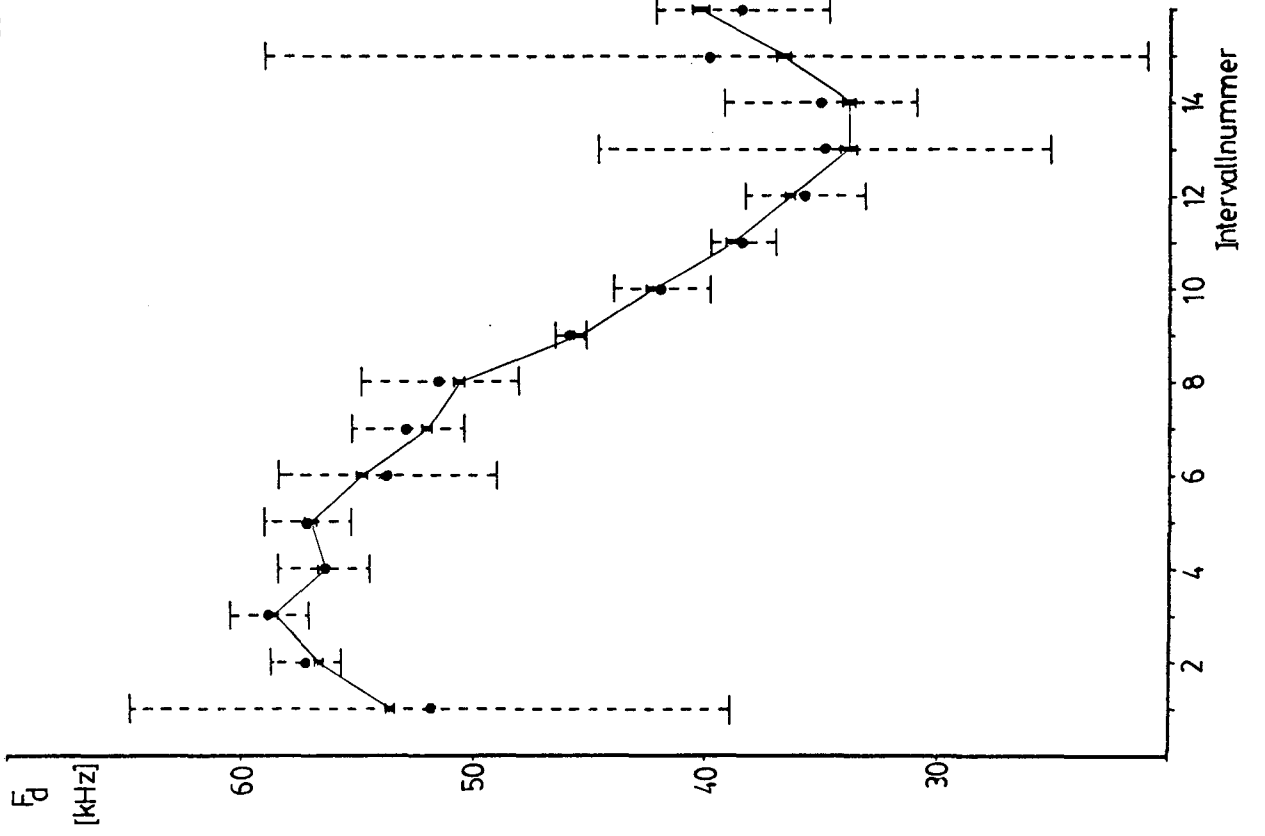


Abb. A2 Konfidenzintervalle für die mittlere Dopplerfrequenz

Literatur

- /A1/ J.B. ABBIS
Photon Correlation Velocimetry in Aerodynamics
in: Photon Correlation Spectroscopy and Velocimetry
edited: H.Z. CUMMINS, E.R. PIKE
Plenum Press, New York, London, 1977
- /B1/ M. BORN, E. WOLF
Principles of Optics
Pergamon Press, London, 1970
- /D1/ F. DURST, M. ZARÉ
Removal of Pedestals and Directional Ambiguity
of Optical Anemometer Signals
SFB 80 / M / 2, Karlsruhe, 1973
- /E1/ R.D. EVANS
The Atomic Nucleus
McGraw-Hill Book Company, New York, London, 1955
- /F1/ R.D. FLACK, H.D. THOMSON
The LDV's Potential in Understanding
Turbulent Structure
Proceedings: Symposium on Laser Anemometry
Minnesota, 1975
- /G1/ R.J. GOLDSTEIN
Measurement of Fluid Velocity by Laser-Doppler Techniques
Applied Mechanics Review Vol. 27, No. 6, 1974
- /H1/ S. HANSON
Broadening of the measured Frequency Spectrum in a
Differential Laser Anemometer due to Interference
Plane Gradient
Applied Physics Vol. 6, 1973
- /H2/ E. HÄRTLER
Wahrscheinlichkeitsrechnung für Wirtschafts- und
Naturwissenschaftler
Vandenhoeck, Göttingen, 1974
- /I1/ P.D. ITEN, R. DÄNDLIKER
A Sampling FM Wide-Band Demodulator useful for
Laser Doppler Velocimeters
Proceedings of the IEEE, Vol. 60, No. 12, 1972

- /K1/ H. KOGELNIK, T. LI
Laser Beams and Resonators
Applied Optics, Vol. 5, No. 10, 1966
- /K2/ J. KUX
Application of Laser-Velocimetry to Ship Flow-Field
Measurements
International Symposium on Ship Viscous Resistance
SSDA, Göteborg, 1978
- /K3/ J. KUX, T. NIEMEIER
Erste Messungen mit dem grossen Laser-Velocimeter
des IfS im Labor und an Bord
IfS-Bericht Nr. 361, 1978
- /L1/ G. LAMMERS
Messung des Geschwindigkeitsfeldes vor und hinter
einem Modell-Propeller (stationär und instationär)
mit einem Laser-Anemometer
IfS-Bericht Nr. 330, 1976
- /L2/ D.K. McLAUGHLIN, W.G. TIEDERMANN
Biasing Correction for Individual Realization of
Laser Anemometer Measurements in Turbulent Flow.
The Physics of Fluids, Vol. 16, No. 17, 1973
- /O1/ C.J. OLIVER
Correlation Techniques
in: Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy
edited: H.Z. CUMMINS, E.R. PIKE
Plenum Press, New York, London, 1974
- /S1/ M. SCHEINPFLUG
Nachlaufuntersuchung an einem Schiffsdoppelmodell
im Windkanal mit Hilfe eines Laser-Doppler-Anemometers
IfS-Bericht 336, in Vorbereitung
- /T1/ C.L. TEMES
Relativistic Consideration of Doppler Shift
Transactions on Aeronautical and Navigational
Electronics, Vol. 6, 1959
- /W1/ E. WEBER
Grundriss der biologischen Statistik, Anwendungen der
mathematischen Statistik in Naturwissenschaft und Technik
G. Fischer Verlag, Stuttgart, 1972
- /W2/ K. WIEGHARDT
Theoretische Strömungslehre
Teubner, Stuttgart, 1974

Prof. Dr. K. Wieghardt danke ich für die Möglichkeit, die vorliegende Arbeit am Institut für Schiffbau der Universität Hamburg schreiben zu können.

Dr. J. Kux möchte ich für seine stete Diskussionsbereitschaft und die grosszügige Bereitstellung der Rechneranlage danken.

T. Niemeier und M. Scheinpflug haben durch ihre Hilfsbereitschaft und Betreuung wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen; hierfür danke ich ihnen.

Weiterhin bedanke ich mich bei E. Paap und J. Schulz für ihre Unterstützung.