

Laser-Doppler-Anemometrie

Eine berührungslose optische Strömungsgeschwindigkeitsmesstechnik

Laser Doppler Anemometry

A non-invasive optical measuring technique for fluid velocities

Bodo Ruck. Institut für Hydromechanik, Forschungsgruppe Zweiphasenströmungen, Universität Karlsruhe, 7500 Karlsruhe

Eingegangen 4.10.1985

Key words:

Laser Doppler anemometry

Zusammenfassung

Im vorliegenden Bericht wird eine Einführung in die Laser-Doppler-Anemometrie gegeben. Grundlegende Ableitungen zum physikalischen Prinzip des Messverfahrens werden dargestellt und Unterschiede der instrumentellen Verwirklichung derartiger Messsysteme erläutert. Die Anwendung der Laser-Doppler-Anemometrie erfordert in vielen Fällen die Anpassung der LDA-Systeme an die vorgegebene Messproblematik. Die hierfür notwendigen Berechnungsgrundlagen werden zusammengefasst.

Abstract

The present paper gives an introduction to laser Doppler anemometry. The fundamental principles of this measuring technique as well as the basic features of the instrumental realizations are explained. The application of laser Doppler anemometry to fluid investigations often requires an adaption of the LDA system to the measuring problem. Basic formulas for the lay-out and adaption are given.

Inhaltsübersicht

1. Einleitung
2. Prinzipierläuterungen
3. Signalverarbeitung
4. Berechnungsgrundlagen
5. Anwendung in Ein- und Mehrphasenströmungen
6. LDA-Sondensysteme
7. Ausblick
8. Literatur

1. Einleitung

Die Messung von Fluidgeschwindigkeiten ist für viele Untersuchungen technischer und natürlicher Abläufe unerlässlich, da aus der Kenntnis des Strömungszustandes wichtige Informationen gewonnen werden können. So reicht die Palette der durch Fluidgeschwindigkeitsmessungen erhaltenen Aussagen von einfachen volumetrischen Durchflussbestimmungen über Impulsmessungen bis hin zu detaillierten Angaben von ein- und zweiphasigen Ausbreitungs- und Transportvorgängen.

Die Erfindung des Lasers im Jahre 1960 eröffnete die Möglichkeit, durch die Detektion des Überlagerungssignals zweier an einer bewegten Phasengrenze gestreuter kohärenter Lichtwellen Geschwindigkeitsinformationen zu erhalten. Das Messverfahren

wurde alsbald auf suspendierte Kleinstteilchen in Strömungen angewandt (Yeh et al. 1964), womit die Geschwindigkeit des Fluides bestimmbar wurde. In Anlehnung an die Vorgänge beim akustischen Doppler-Effekt, die auch zur analytischen Beschreibung des Verfahrens herangezogen werden können, entstand die Bezeichnung Laser-Doppler-Anemometrie. Die Vorteile des Messverfahrens lagen auf der Hand. Zum einen kamen die Eigenschaften des Laserstrahls, das heisst seine Fokussierbarkeit, dem räumlichen Auflösungsvermögen der Messmethode zugute, zum anderen wurden ablaufende Vorgänge nicht mehr durch das Einbringen einer Sonde beeinflusst. Kalibrationen der Messsysteme entfielen zudem vollständig, da sich das Prinzip auf bekannte Konstanten, z.B. Lichtgeschwindigkeit, zurückführen liess.

Die Laser-Doppler-Anemometrie stellt heutzutage eine Strömungsmesstechnik dar, die eine weite Verbreitung nicht nur in Forschung und Entwicklung, sondern auch bei der Kontrolle industrieller Produktionsabläufe gefunden hat. Informationen grundlegender Art zu diesem Messverfahren finden sich bei Rudd 1969, Farmer 1972, Dändliker et al. 1974, Durst et al. 1976, Drain 1980, Ruck 1981. Im folgenden werden die Grundzüge der Laser-Doppler-Anemometrie erläutert. Neue Forschungsergebnisse auf diesem Gebiet fließen in die Darstellungen ein.

2. Prinzipierläuterungen

Ein Laser-Doppler-Anemometer stellt ein optisches Messsystem zur lokalen berührungslosen Geschwindigkeitsmessung von Fluiden dar, das im allgemeinen aus drei Baugruppen – der Lichtquelle sowie der Sende- und der Empfangsoptik aufgebaut ist. Üblicherweise werden für die Laser-Doppler-Anemometrie Dauerstrichlaser der unteren Leistungsklasse, das heisst im Bereich von einigen Milliwatt bis wenigen Watt Lichtleistung, verwendet, die im TEM₀₀-Mode arbeiten und eine Gauss'sche Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt aufweisen.

Die Laser-Doppler-Anemometrie beruht auf der Gegebenheit, dass kohärente Lichtquellen, die von bewegten Grenzflächen gestreut werden, eine Doppler-Verschiebung aufweisen und somit Geschwindigkeitsinformationen enthalten. Im Falle eines Fluides können suspendierte Teilchen, Tröpfchen, natürliche Verunreinigungen, aber auch mitgeführte Bläschen für das Messverfahren ausgenutzt werden. Sind die Streuzentren hinreichend klein, so kann davon ausgegangen werden, dass keine Rückwirkung auf die Strömung eintritt und die so bestimmte Geschwindigkeit aufgrund des idealen Folgevermögens der Partikelphase der Strömung entspricht.

Die Frequenzverschiebung, die eine Laserlichtwelle durch die Streuung an einem bewegten Teilchen erfährt, lässt sich gemäss dem Doppler-Effekt angeben zu

$$f' = f_0 \left[1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{e}}{c} \right] \quad (2.1)$$

Laser-Anwendung

Hierin bedeuten f_0 die Laserlichtfrequenz, $\vec{u} \cdot \vec{l}$ das skalare Produkt aus Teilchengeschwindigkeitsvektor und Richtungsvektor der Lichtstrahlausbreitung des beleuchtenden Laserstrahls, c die Lichtgeschwindigkeit und f' die vom bewegten Teilchen wahrgenommene Lichtfrequenz. Ein Detektor, der im Raum angeordnet ist (Detektionsrichtungsvektor \vec{l}_D), empfängt

$$f_D = f_0 \frac{\left[1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{c}\right]}{\left[1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_D}{c}\right]} \quad (2.2)$$

oder in Reihe entwickelt

$$f_D \approx f_0 \left[1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{c} + \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_D}{c}\right] \quad (2.3)$$

Die Geschwindigkeitsinformation wäre zwar in der Detektionsfrequenz enthalten, jedoch liegt die Frequenz im Bereich von 10^{14} – 10^{15} Hertz, das heisst im Bereich der eigentlichen Lichtfrequenz. Frequenzen dieser Grössenordnung können nicht mehr diskret detektiert, geschweige denn kleinste durch den Dopplereffekt verursachte Frequenzänderungen aufgelöst werden.

Bei der Laser-Doppler-Anemometrie wird deshalb meist der Lichtstrahl eines Lasers durch eine geeignete Strahlteilungsoptik in zwei Partialstrahlen aufgespalten (siehe Bild 1). Die beiden Partialstrahlen werden mit einer Konvexlinse fokussiert und am Brennpunkt der Linse zum Schnitt gebracht.

Der Schnittpunkt, das heisst der Ort endlicher Erstreckung, an dem die Messungen durchgeführt werden, wird als Messvolumen bezeichnet. Durch die Verwendung zweier Laserstrahlen nimmt ein Detektor quasi den zweifachen Dopplereffekt gleichzeitig, genauer, die Überlagerung zweier Dopplerverschobener Lichtfrequenzen wahr. Da die sich ergebenden Skalarprodukte gemäss Gleichung (2.1) aufgrund der unterschiedlichen Richtungsvektoren \vec{l}_1 und \vec{l}_2 der Partialstrahlen nicht identisch sein können, ergeben sich zwei unterschiedlich Dopplerverschobene Lichtwellen mit den Frequenzen f_{D1} und f_{D2} . Aus der skalaren Wellen-

theorie ist bekannt, dass Lichtwellen unterschiedlicher Frequenzen f_1 (λ_1) und f_2 (λ_2) vereinfacht bezeichnet (E-Feld) als

$$E_1 = E_0 \cos 2\pi \left(f_1 t - \frac{x}{\lambda_1}\right) \quad (2.4)$$

$$E_2 = E_0 \cos 2\pi \left(f_2 t - \frac{x}{\lambda_2}\right) \quad (2.5)$$

bei der Überlagerung eine resultierende Lichtwelle ergeben von der Form

$$E = 2E_0 \cos 2\pi \left(\frac{f_1 + f_2}{2} t - \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x\right) \cdot \cos 2\pi \left(\frac{f_1 - f_2}{2} t - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x\right) \quad (2.6)$$

$\cos 2\pi \left(\frac{f_1 - f_2}{2} t - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x\right)$

Es entsteht folglich eine hochfrequente Signalwelle, die von einer niederfrequenten Schwebung $\Delta f = f_1 - f_2$ moduliert wird. Übertragen wir diese Zusammenhänge auf die vorangegangenen Betrachtungen, so ergibt sich eine Schwebungsfrequenz $\Delta f = f_{D1} - f_{D2}$, die sowohl in einem leicht auflösbaren Frequenzbereich liegt als auch keine Abhängigkeit von der Detektionsrichtung aufweist. Diese Schwebungsfrequenz Δf wird in der Laser-Doppler-Anemometrie als Signalfrequenz oder, etwas ungenau, als «Doppler-Frequenz» bezeichnet:

$$\Delta f = f_{D1} - f_{D2} = f_0 \left[\frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_2}{c} - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_1}{c}\right] \quad (2.7)$$

Lösen wir die Skalarprodukte auf und beachten die Nomenklatur in Bild 1, so ergibt sich mit $f_0/c = 1/\lambda$

$$\Delta f = \frac{|\vec{u}|}{\lambda} [\cos(\psi - \varphi) - \cos(\psi + \varphi)] \quad (2.8)$$

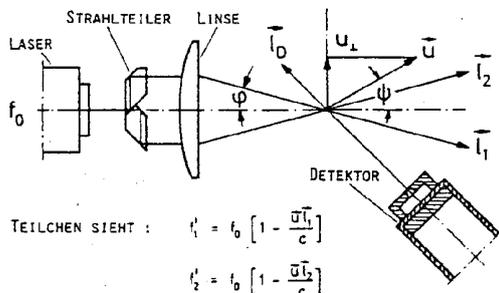
Eine trigonometrische Umformung liefert die Verknüpfung zwischen Detektionsfrequenz und gemessener Geschwindigkeitskomponente

$$\Delta f = |\vec{u}| \sin \psi \frac{2 \sin \varphi}{\lambda} \quad (2.9)$$

Die Gleichungen (2.7) und (2.9) sagen somit nichts anderes aus, als dass die Frequenz detektiert wird, die der Geschwindigkeitskomponente $|\vec{u}| \sin \psi$, d. h. senkrecht auf der Winkelhalbierenden zwischen den Laserstrahlrichtungen \vec{l}_1 und \vec{l}_2 entspricht.

Die bisherigen Ableitungen beschränkten sich auf die Zuhilfenahme des akustischen Dopplereffektes, der zwischen Sender und Empfänger unterscheidet. Bekanntlich verneint die Einsteinsche Relativitätstheorie diesen Unterschied.

Demnach wird Gleichung (2.1) für jeden Streuprozess eines Partialstrahles zweimal, das heisst für die Sende- und Empfangsrichtung, angesetzt, was zu einer Vorzeichenänderung des letzten Klammerausdruckes in Gleichung (2.3) führt. Dieser Ausdruck beschreibt die Abhängigkeit der verschobenen Lichtfrequenz von der Beobachtungsrichtung. Durch die Differenzbildung von $\Delta f = f_{D1}(\vec{u}, \vec{l}_1, \vec{l}_D) - f_{D2}(\vec{u}, \vec{l}_2, \vec{l}_D)$ zweier Dopplerverschobener Lichtwellen fällt jedoch dieser Term unabhängig von seinem Vorzeichen heraus. Wir erhalten somit die Unabhängigkeit der Schwebungsfrequenz von der Detektionsrichtung und formelmässig dasselbe Endergebnis. Es ist bei dieser Sachlage einleuchtend, dass sich die akustische, anschauliche Doppler-Betrachtung zur Beschreibung der Vorgänge bei der Laser-Doppler-Anemometrie grosser Beliebtheit erfreut.



TEILCHEN SIEHT : $f_1' = f_0 \left[1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_1}{c}\right]$
 $f_2' = f_0 \left[1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_2}{c}\right]$

DETEKTOR SIEHT ÜBERLAGERUNG BEIDER WELLEN :

$$f_{D2} = \frac{f_2'}{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_D}{c}}$$

DIFFERENZBILDUNG UND REIHENENTWICKLUNG (TAYLOR) FÜHRT ZU :

$$f_{D1} = \frac{f_1'}{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_D}{c}}$$

$$\Delta f = f_{D1} - f_{D2} = f_0 \left[\frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_2 - \vec{u} \cdot \vec{l}_1}{c}\right] = f_0 k u_x$$

Bild 1 Prinzip eines LDA-Zweistrahlanemometers

Laser-Anwendung

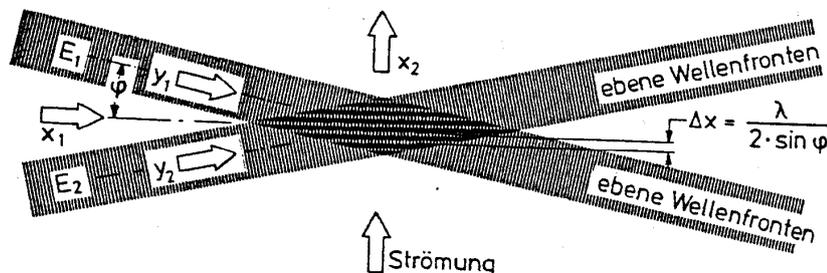


Bild 2 Ableitung des Interferenzstreifenmodells in der Laser-Doppler-Anemometrie Überlagerung zweier Laserstrahlen

Neben der Beschreibung durch Doppler-Beobachtungen hat sich insbesondere in der Praxis ein weiteres, vereinfachtes Beschreibungsmodell durchgesetzt, das Interferenzstreifenmodell. Dieses Modell postuliert am Überlagerungsort zweier Laserstrahlen das Vorhandensein von Interferenzstreifen, deren Abstand Δx eine Funktion des Überlagerungshalbwinkels φ und der Lichtwellenlänge λ darstellt. Zur Ableitung dieses Beschreibungsmodells betrachten wir die Überlagerung zweier Laserstrahlen, die ebene Wellenfronten aufweisen. Bild 2 zeigt eine Skizze der sich im Messvolumen überlagernden Strahlen.

Die Überlagerung zweier Wellen gleicher Frequenz wird durch die Summation beider Einzelwellen beschrieben, die sich entsprechend den Ansätzen (2.4) und (2.5) vereinfacht angeben lassen zu

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - ky_1) \quad (2.10)$$

$$E_2 = E_0 \cos(\omega t - ky_2) \quad (2.11)$$

mit $\omega = 2\pi \cdot f$ und $k = 2\pi/\lambda$

Die Summe zweier Kosinusterme kann trigonometrisch umgeschrieben werden als Produkt zweier Kosinusterme mit der Differenz bzw. Summe der ursprünglichen Argumente:

$$E = 2E_0 \cos\left(\frac{ky_2 - ky_1}{2}\right) \cos\left(\frac{2\omega t - ky_2 - ky_1}{2}\right) \quad (2.12)$$

Die Intensität berechnet sich hiermit nach

$$I = \lim_{T \gg 1/T_0} \frac{1}{T} \int E^2 dt \quad (2.13)$$

Quadrieren und Substituieren von $\left(\frac{2\omega T - ky_2 - ky_1}{2}\right) = w$ führt über

$$I = \frac{4E_0^2}{\omega T} \cos^2\left(\frac{ky_2 - ky_1}{2}\right) \int_{\frac{-ky_2 - ky_1}{2}}^{\frac{2\omega T - ky_2 - ky_1}{2}} \cos^2 w dw \quad (2.14)$$

zu dem Ausdruck

$$I = 2E_0^2 \cos^2\left(\frac{ky_2 - ky_1}{2}\right) \left[1 + \frac{1}{2\omega T}(\sin \dots)\right] \quad (2.15)$$

Nach Abschätzung für den Fall $T \gg 1/f$ gelangt man zu der zeitunabhängigen, ortsabhängigen Beziehung

$$I = 2E_0^2 \cos^2\left(\frac{ky_2 - ky_1}{2}\right) \quad (2.16)$$

Eine einfache Koordinatentransformation ergibt für y_1 und y_2

$$y_1 = x_1 \cos \varphi - x_2 \sin \varphi \quad (2.17)$$

$$y_2 = x_1 \cos \varphi + x_2 \sin \varphi \quad (2.18)$$

Die Subtraktion beider Gleichungen liefert

$$y_2 - y_1 = 2x_2 \sin \varphi \quad (2.19)$$

Die Intensitätsmaxima in Gleichung (2.16) ergeben sich als Funktionen der Ortskoordinaten für den Fall, dass das Argument der Kosinusfunktion ein Vielfaches von π ist. Es folgen deshalb für den n -ten und $(n+1)$ -ten Interferenzstreifen die Bestimmungsgleichungen

$$\pi 2x_{2,n} \sin \varphi = n \lambda \pi \quad (2.20)$$

$$\pi 2x_{2,n+1} \sin \varphi = (n+1) \lambda \pi \quad (2.21)$$

Die Subtraktion der Gleichung (2.20) von Gleichung (2.21) liefert den Interferenzstreifenabstand

$$\Delta x = x_{2,n+1} - x_{2,n} = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi} \quad (2.22)$$

Die Vorstellung des Interferenzstreifenmodells ist nun dergestalt, dass ein Teilchen, das sich in einer Strömung mitbewegt, die Hell-Dunkel-Abschnitte (Interferenzstreifen) im Messvolumen reflektiert bzw. streut. Ein Detektor im Raum empfängt diese Frequenzen, die der Geschwindigkeitskomponente u_{\perp} des Teilchens, senkrecht zum Interferenzstreifenmuster, entspricht.

$$\Delta f = \frac{u_{\perp}}{\Delta x} = u_{\perp} \frac{2 \sin \varphi}{\lambda} \quad (2.23)$$

bzw.

$$u_{\perp} = \frac{\Delta f \cdot \lambda}{2 \sin \varphi} \quad (2.24)$$

Die Gleichungen (2.23) und (2.9) sind identisch, und es zeigt sich, dass der Interferenzstreifenabstand Δx eine wesentliche Kenngröße eines LDA-Systems darstellt. Wie man sieht, führen alle Beschreibungsmodelle der Laser-Doppler-Anemometrie (Drain 1980, Ruck 1984/85) letztlich zu denselben Endformeln. Liegt der (Halb)winkel der sich überkreuzenden Laserstrahlen und die Wellenlänge des Laserlichtes fest, so kann sehr einfach mit Gleichung (2.23) bzw. (2.24) der Frequenzbereich pro Meter/sec Fluidgeschwindigkeit angegeben oder durch Messung der Signalfrequenz die Geschwindigkeit u_{\perp} direkt bestimmt werden. Die lineare Proportionalität zwischen der Geschwindigkeitsreferenzgröße, also der Frequenz, und der Fluidgeschwindigkeit er-

Laser-Anwendung

höht die Transparenz des LDA-Verfahrens im Vergleich zu anderen Messverfahren und erweist sich in der Praxis, z.B. beim Abschätzen von Geschwindigkeiten, als äusserst vorteilhaft und einfach.

Bild 3 zeigt ein typisches LDA-Signal, wie es z. B. von einem Speicherskop bei der Detektion durch Fotoempfänger festgehalten werden kann. Die Frequenz, aus der sich das Signal aufbaut, stellt die Signalfrequenz, das heisst die Schwebungsfrequenz, beider Doppler-verschobenen Lichtwellen dar. Die Einhüllende wird durch die Gauss'sche Intensitätsverteilung über den Laserstrahlquerschnitt vorgegeben.

Die Signalgüte eines Signals wird mit Hilfe der Modulationstiefe η bewertet. Die im Englischen auch als «visibility» bezeichnete Grösse η hängt von einer Vielzahl von Parametern ab. Als wichtigste Einflussgrössen seien hier nur die Teilchengrösse, der optische Systemaufbau, der Grad des Hintergrundstreulichtes sowie die Anzahl der Teilchen im Messvolumen genannt, worauf noch einzugehen wird.

Die Fotodetektion des Streulichtsignals kann auf verschiedene Arten erfolgen. Es kommen hierbei überwiegend Fotodioden und Fotomultiplikatoren zum Einsatz, die entsprechend der Lichtleistungserfordernis und des erforderlichen Frequenzbereichs ausgewählt werden müssen (Durst et al. 1977, Ruck et al. 1982). Besondere Sorgfalt sollte auf die Abbildung des Messvolumens auf die Blende des Fotodetektors verwandt werden. Es muss sichergestellt werden, dass der Detektor nur Streulicht aus dem Überlagerungsbereich beider Laserstrahlen erhält und die Strahlen selbst vor der Detektionslinse geblockt werden. Die Auswahl des Blendendurchmessers vor der Öffnung (Kathode) des Fotodetektors kann unter Berücksichtigung der Linsenbrennweite und der Messvolumengrösse (siehe hierzu Abschnitt 3) nach den Gesetzmässigkeiten der geometrischen Optik erfolgen.

LDA-Verfahren

Die bisherigen Betrachtungen gingen von dem häufigsten aller LDA-Verfahren, dem Zweistrahlverfahren aus. Dieses Verfahren ist dadurch gekennzeichnet, dass die beiden das Messvolumen bildenden Laserstrahlen gleiche Lichtleistungen aufweisen, was durch eine 50%-zu-50%-Aufteilung der Laserlichtleistung durch einen Strahlteiler erzielt wird. Die vorangegangenen Ableitungen sind nicht nur für diesen Fall gültig, sondern lassen sich auf den Fall ungleich starker Streuwellen ausdehnen. Unter Berücksichtigung verschiedener Amplituden $E_{0,A}$ und $E_{0,B}$ in den Gleichungen (2.4) und (2.5) bzw. (2.10) und (2.11) erhält man nach analoger, formaler Ableitung für die Intensität bei der Überlagerung zweier ungleich starker Lichtwellen:

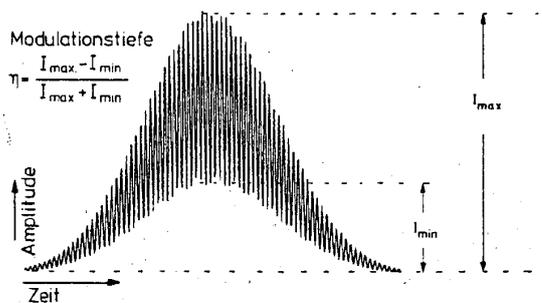


Bild 3 Typisches LDA-Signal; Modulationstiefe η

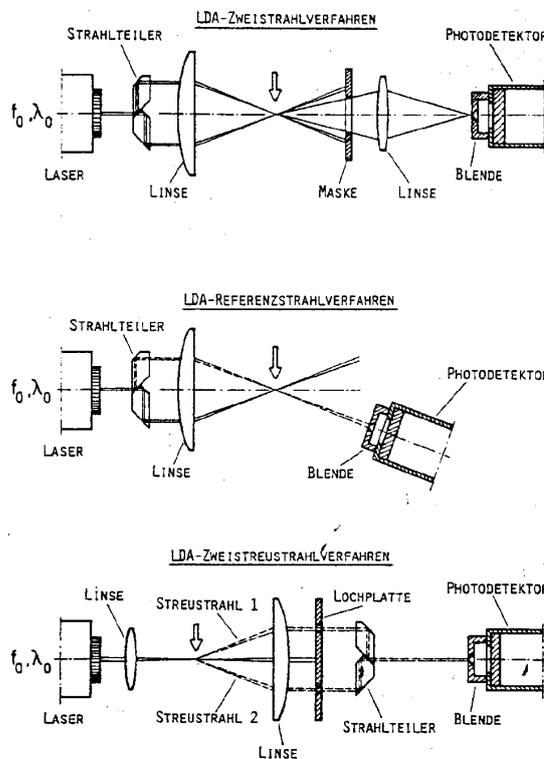


Bild 4 Gebräuchliche LDA-Verfahren

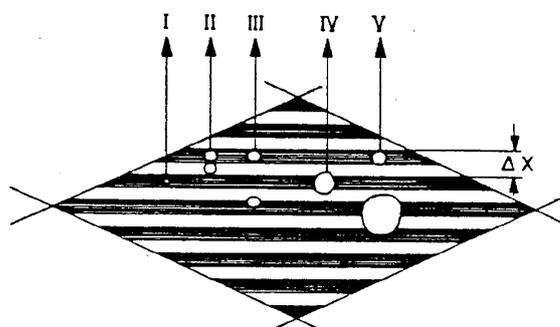
$$I = \frac{E_{0,A}^2}{2} + \frac{E_{0,B}^2}{2} + E_{0,A} E_{0,B} \cos(ky_2 - ky_1) \quad (2.25)$$

Wie man anhand von Gleichung (2.25) sieht, ergibt sich nur für den Fall der Gleichheit der Amplituden $E_{0,A}$, $E_{0,B}$ eine ideale Durchmodulation der Intensität. Für den Fall $E_{0,A} \neq E_{0,B}$ erreicht die Intensität den Minimalwert (Null) und den Maximalwert nicht mehr. Die Frequenz bleibt hiervon unberührt, die Modulationstiefe der LDA-Signale verschlechtert sich. Da das LDA-Messverfahren frequenzabhängig ausgewertet, wird die Geschwindigkeitsinformation somit nicht durch intensitätsmässig unterschiedliche Streuwellen beeinflusst. Demzufolge kamen in der Vergangenheit auch andere Anordnungen als das Zweistrahlverfahren zur Anwendung. Bild 4 zeigt eine Zusammenstellung der gebräuchlichsten LDA-Verfahren.

Einzelteilchen- und Mehrteilchensignale

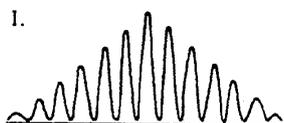
Allen LDA-Verfahren liegt die Auswertung am Einzelteilchen zugrunde, das im Fluid suspendiert vorliegt. Nun können durchaus Teilchenanzahlkonzentrationen angetroffen werden, die eine Koinzidenz von mehreren Teilchen im Messvolumen wahrscheinlich werden lässt, und es erscheint sinnvoll, mögliche Einflüsse auf das resultierende Signal zu diskutieren. Hierbei hilft die Vorstellung, zwei Teilchen würden das Interferenzstreifenmuster im Messvolumen durchqueren. Gehen wir davon aus, dass die Geschwindigkeitsdifferenz beider Teilchen sowie die Geschwindigkeitsänderung über die Länge des Messvolumens

Laser-Anwendung



- I : EINZELTEILCHEN ($d_p \ll \Delta x$), IDEAL
 II : TEILCHEN GLEICHER GRÖÖE IM ABSTAND
 $\Delta x/2 + n \cdot \Delta x$ MIT $n = 0, 1, 2, \dots$
 III : TEILCHEN GLEICHER GRÖÖE
 IV : EINZELTEILCHEN ($d_p > \Delta x$)
 V : TEILCHEN UNTERSCHIEDLICHER GRÖÖE,
 GROÖE TEILCHEN DOMINIEREN

RESULTIERENDE SIGNALE:



P: MÖGLICHE PHASENSPRÜNGE

GRUNDSÄTZLICH LIEFERT EIN LDA-SYSTEM
 AUCH DANN SINNVOLLE ERGEBNISSE,
 WENN SICH MEHR ALS EIN TEILCHEN
 IM MESSVOLUMEN BEFINDET

Bild 5 Mehrteilchensignale in der Laser-Doppler-Anemometrie

vernachlässigbar klein sind, so bleiben als Einflussgrößen die variable Grösse und der variable Abstand beider Teilchen im Messvolumen (Farmer 1972). Es bleibt zu klären, ob die Signanteile sich destruktiv überlagern können oder die resultierende Frequenz sogar verfälschen können. Um dies vorwegzunehmen, weder das eine noch das andere tritt in der Realität merkbar auf. Der ungünstigste Fall tritt dann ein, wenn zwei Teilchen ideal gleicher Grösse, Form und Konsistenz im Abstand ($\Delta x/2 + n \cdot \Delta x$) $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ das Interferenzstreifenmuster im Messvolumen gemeinsam durchqueren. Genau dann nämlich würde während des Messvolumendurchtrittes im Mittel immer die gleiche Lichtleistung gestreut werden, das heisst eine Modulation nicht detektierbar sein. Glücklicherweise wird dies nie beobachtet, da die Wahrscheinlichkeit der Identität zweier oder mehrerer Teilchen im Messvolumen und dann auch noch im bestimmten Abstand äusserst gering ist. Hinzu kommt, dass die Intensitätsverteilung im Messvolumen sich aufgrund der Gauss-Verteilung mit der Lauflänge ändert und selbst der als äusserst unwahrscheinlich geltende Fall der konditionierten Identität beider Teilchen sich nicht bemerkbar machen könnte, da die Intensitäten an verschiedenen Punkten im Messvolumen sich nicht entsprechen (Ruck 1984/85, 1985, Durst 1976). Viel wahrscheinlicher und auch mit Speicherskopen gut beobachtbar sind resultierende Signale von zwei oder mehreren Teilchen, die in regellosem Abstand und mit unterschiedlicher Grösse das Messvolumen durchqueren. In diesem Fall ergeben sich LDA-Signale, die zwar Phasensprünge aufweisen können, dennoch aber Signalzüge ausrei-

chender Länge und Frequenzkonstanz zur Auswertung aufweisen.

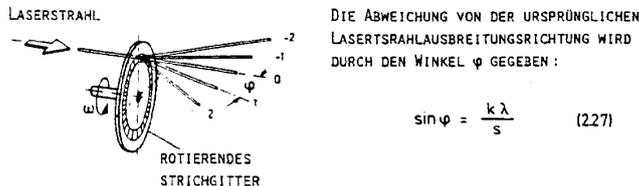
Obwohl Mehrteilchensignale nicht wesentlich die Signalinformation eines LDA-Systems beeinträchtigen, sollte, um eine unnötige Komplizierung der Auswertung zu vermeiden, darauf geachtet werden, die Teilchenkonzentration und Messvolumengrösse so zu wählen, dass eine Einzelteilchenauswertung gewährleistet wird.

Richtungsempfindlichkeit

Laser-Doppler-Anemometer in ihrer einfachsten Bauform können nicht unterscheiden, von welcher Seite die Streuteilchen das Messvolumen durchqueren. Folglich können mit solchen Systemen Richtungsumkehrungen in Strömungen, wie sie in turbulenten oder abgelösten Strömungen auftreten, nicht erfasst werden. Eine Diskriminierungsmöglichkeit besteht in der Verwendung von frequenzverschiebenden optischen Komponenten, die in den Strahlengang eines oder beider Partialstrahlen eingebracht werden. Hierdurch wird bewirkt, dass die das Messvolumen bildenden Laserstrahlen leicht unterschiedliche Frequenzen aufweisen, was bildlich gesprochen in einer Bewegung des Interferenzstreifenmusters im Messvolumen resultiert. Teilchen, die mit der Bewegungsrichtung der Interferenzstreifen das Messvolumen durchqueren, erzeugen eine niedrigere Signalfrequenz als Teilchen, die sich entgegen dieser Richtung bewegen. Auf diese Weise kann nun anhand des Absolutbetrages der Signalfrequenz die Richtung des Teilchendurchtritts erkannt werden (selbstver-

Laser-Anwendung

Bild 7 Frequenzverschiebung durch ein rotierendes Gitter



DIE DIFFERENZFREQUENZ ZUR 0-TEN ORDNUNG: $\Delta f_R = k N \omega$ (228)

MIT K: ORDNUNG DER AUFGEFÄCHERTEN STRAHLEN
 S: STRICHABSTAND AUF UMLAUFBAHN
 N: ANZAHL DER STRICHE
 λ : WELLENLÄNGE DES LASERLICHTES

ständig nur die Richtung der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Interferenzstreifenmuster).
 Sehr praktikabel und unanfällig hat sich die Verwendung von optoakustischen Modulatoren (Bragg-Zellen) erwiesen. Diese verändern die Frequenz des Laserstrahls, der unter dem Winkel ϑ die Zelle durchläuft, um einen Betrag $k \cdot f_E$, wobei k die Ordnung und f_E die Erregungsfrequenz der optoakustischen Zelle bezeichnet. Der Laserstrahl wird an erzeugten laufenden Dichteunter-

schieden der Frequenz f_E im Medium der Bragg-Zelle, z.B. Kristall, gebeugt, frequenzverschoben und verlässt die Zelle unter dem Winkel 2ϑ . Der Winkel 2ϑ ausserhalb der Zelle ergibt sich aus der Bragg-Bedingung im Medium. Um die ursprüngliche Richtung des Laserstrahles wieder zu erhalten, müssen Korrekturprismen (Keilprismen) vor und hinter der Bragg-Zelle angebracht werden. Bild 6 zeigt die Verwendung und Funktionsweise von Bragg-Zellen beim LDA-Zweistrahlverfahren. Da die Signalfre-

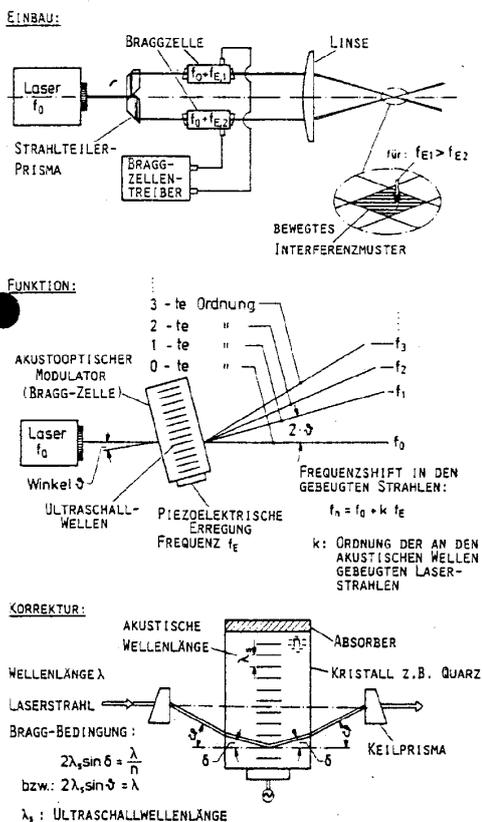


Bild 6 Optoakustischer Modulator (Bragg-Zelle) zur Richtungs- detektion in LDA-Systemen

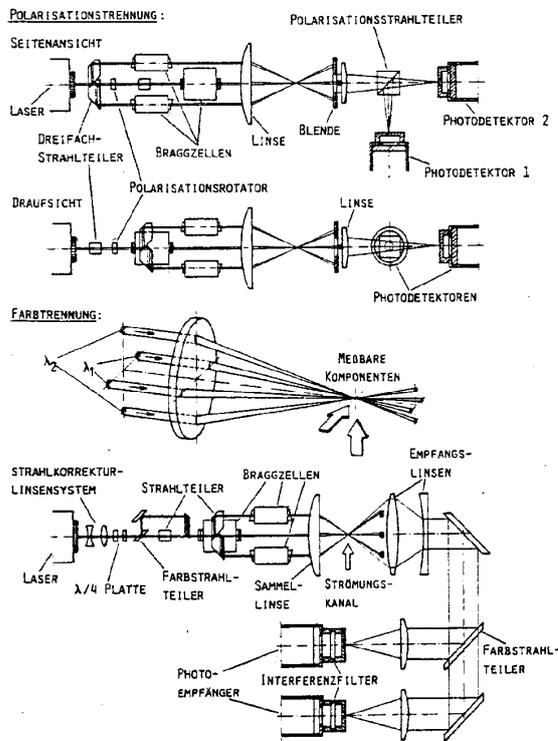


Bild 8 LDA-Zweikomponenten-Einfarben- und -Zweikomponenten-Zweifarbensystem

Laser-Anwendung

quenzen üblicherweise im unteren Megahertzbereich liegen, die Bragg-Zellen jedoch mit 40–120 MHz je nach Bauart erregt werden müssen, empfiehlt sich die Verwendung von zwei Bragg-Zellen. Durch die Einstellung unterschiedlicher Treiberfrequenzen können beliebige kleine Differenzfrequenzen beider Laserstrahlen erhalten werden, was ein elektronisches Heruntermischen der hohen Treiberfrequenz von der Signalfrequenz bei Verwendung von nur einer Bragg-Zelle erübrigt. Gleichzeitig wird durch die Doppel-Bragg-Zellen-Anordnung bewirkt, dass die Intensitäten beider Partialstrahlen verhältnismäßig erhalten bleiben. Die Differenzfrequenz beider Bragg-Zellen muss stets so gewählt werden, dass die Bedingung $\Delta f_E > \Delta f$ erfüllt wird, das heisst, die Differenzfrequenz der Bragg-Zellen muss stets grösser als die grösste zu erwartende Doppler-Frequenz sein. Entsprechend Gleichung (2.24) ergibt sich bei Verwendung von Bragg-Zellen die Geschwindigkeit

$$u_{\perp} = \frac{(\Delta f + \Delta f_E)\lambda}{2 \sin \phi} \quad (2.26)$$

hierin bezeichnet Δf die Doppler-Signalfrequenz und Δf_E die Differenzfrequenz der Treiberfrequenzen $f_{E1} - f_{E2}$ beider Bragg-Zellen.

Eine Alternative zur Verwendung von Bragg-Zellen stellt das rotierende Gitter dar. Der Einbau erfolgt in einem der beiden Strahlen z.B. eines Zweistrahl-anemometers. Durch das rotierende Beugungsgitter wird der Laserstrahl in mehrere Teilstrahlen (Ordnungen) aufgefächert. Analog den Ausführungen bei der Bragg-Zelle weisen die Teilstrahlen unterschiedliche Differenzfrequenzen Δf_R zur 0-ten Ordnung auf.

Die Richtungsabweichung des Strahls 1. Ordnung von der einfallenden 0. Ordnung kann wie zuvor durch Korrekturprismen ausgeglichen werden.

Mehrdimensionale LDA-Systeme

Ein LDA-System mit Frequenzverschiebung, wie es bisher beschrieben wurde, ermöglicht die Messung einer Komponente des im allgemeinen dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektors an einem Raumpunkt im Strömungsfeld. Viele Strömungsuntersuchungen lassen sich auf ein ebenes, das heisst zweidimensionales oder eindimensionales Problem reduzieren, so dass durch eine geschickte Anordnung des Einkomponenten-LDA-Systems durchaus wertvolle Informationen gewonnen werden können. Es können aber auch dreidimensionale Probleme durch hintereinander ausgeführte Messungen in allen drei Ebenen erfasst werden. Dies gilt jedoch nur für die Bestimmung sogenannter mittlerer Grössen, nicht aber wenn Korrelationen z.B. der Schwankungsgrössen der Geschwindigkeit in verschiedenen Richtungen gemessen werden sollen. In diesem Fall wird die zwei- oder dreidimensionale gleichzeitige Messung der Geschwindigkeitskomponenten erforderlich.

Die gleichzeitige Messung zweier oder dreier Geschwindigkeitskomponenten kann mit verschiedenen optischen Systemen erreicht werden. Für zweidimensionale Messungen kommen in erster Linie Zweikomponenten-Einfarbensysteme mit Polarisations- und/oder Frequenzbereichstrennung (Neti et al. 1979, Lourenco et al. 1980) und Zweikomponenten-Zweifarbensysteme (z.B. Snyder et al. 1981, TSI 1985, DISA 1983) in Betracht. All diesen Systemen gemein ist, dass drei oder vier Laserstrahlen mit entweder völlig verschiedenen oder paarweise verschiedenen Eigenschaften (Polarisation, Frequenz) unter verschiedenen Winkeln oder in zwei senkrecht zueinander verlaufenden Ebenen im Messvolumen fokussiert werden. Derartige Systeme stellen im

allgemeinen die Kombination zweier Einkomponentensysteme in zwei zueinander unterschiedlich orientierten Ebenen dar. Bild 8 zeigt Zweikomponenten-LDA-Systeme.

Die Trennung der Streulichtsignale bei der Detektion erfolgt bei Zweikomponentensystemen entweder durch Farb-, Polarisations- oder Frequenzbereichsdiskriminierung. Bei Dreistrahl-Zweikomponentensystemen muss die Bestimmung beider Geschwindigkeitskomponenten über einfache trigonometrische Umrechnung erfolgen, da die sich ergebenden Frequenzen nicht von orthogonal angeordneten Messebenen herrühren. Ein neueres Verfahren zur zweidimensionalen Geschwindigkeitsmessung verwendet einen elektrooptischen Modulator, der die Messebene innerhalb der Messvolumendurchtrittszeit eines Teilchens dreht (EPA 1985). Auf diese Weise können partielle Signalfrequenzverläufe beider Ebenen registriert und ausgewertet werden.

LDA-Systeme zur dreidimensionalen Geschwindigkeitsbestimmung sind erheblich komplexer als zweidimensionale Ausführungen. Dies liegt daran, dass die dritte Geschwindigkeitskomponente, im allgemeinen die «on-axis»-Komponente, wesentlich schwieriger erfasst werden kann, da ihre Orientierung vielfach parallel zu den Interferenzstreifenmustern der zweidimensionalen Systemausführungen verläuft. Dennoch existieren eine ganze Reihe von 3-D-Systemvarianten, die sich unterschiedlicher optischer Anordnungen bedienen. Hallermeier verwendete 1973 zur dreidimensionalen Messung des Geschwindigkeitsvektors eine Anordnung, bei der drei unterschiedlich frequenzverschobene Laserstrahlen einer Farbe ins Messvolumen geführt werden. Die gleichzeitige triangelartige Führung der Laserstrahlen ins Messvolumen erlaubt die Bestimmung aller drei Geschwindigkeitskomponenten mit nur einem Detektor. Die Auswertung der Signalfrequenzen muss frequenzbandselektiv durchgeführt werden. Dubnistchev et al. schlugen 1976 eine Anordnung vor, bei der mittels dreier ins Messvolumen geführter Laserstrahlen die drei orthogonalen Geschwindigkeitskomponenten durch ein zweimaliges Durchqueren des Messvolumens infolge der Rückführung der Strahlen bestimmbar wurden. Andere Systemvarianten verwenden vier Laserstrahlen, die in drei nicht orthogonal zueinander verlaufenden Messebenen das Messvolumen bilden (Johansson et al. 1976). Bei diesen Systemen, ebenso wie bei den Fünfstrahlensystemen (TSI 1983, DISA 1983) bedient man sich mindestens zweier Laserfarben und verschiedenen «geshifteter» Frequenzen, was zur Ausbildung dreier bewegter Interferenzstreifenmuster von unterschiedlicher Orientierung führt. Eine Methode, bei der drei Doppler-Frequenz-Komponenten gleichzeitig von drei unterschiedlich im Raum angeordneten Detektoren empfangen werden, wurde von Sato et al. 1978 vorgestellt. Müller 1985 zeigte, dass durch eine räumlich unterschiedlich orientierte Anordnung von Referenzstrahlverfahren ein 3-Komponenten-LDA realisiert werden kann. Schliesslich kommen zur dreidimensionalen Geschwindigkeitsbestimmung Kombinationen von verschiedenen LDA-Verfahren zur Anwendung, so z.B. die Kombination eines Zweikomponenten-Zweifarbensystems mit einem Referenzstrahlverfahren für die Messung der dritten Geschwindigkeitskomponente auf der Systemachse.

3. Signalverarbeitung

Für die Laser-Doppler-Anemometrie kommen hauptsächlich folgende Signalauswertungsmethoden in Betracht:

Transientenrecorder

Die von einem Fotodetektionselement erzeugten elektrischen

Laser-Anwendung

Analogsignale werden vom Transientenrecorder digitalisiert und über einen Interface-Ausgang einem Computer zur Auswertung (Frequenzbestimmung) zugeführt. Ein Transientenrecorder stellt einen schnellen Analog/Digital-Wandler dar, der im wesentlichen durch seine Abtastfrequenz von Punkt zu Punkt sowie die Speicherlänge und -tiefe charakterisiert wird. Die Auswahl eines solchen Gerätes erfolgt nach der zu erwartenden Signalfrequenz des LDA-Systems. Hierbei muss darauf geachtet werden, dass die Abtastfrequenz ein Vielfaches der Signalfrequenz beträgt. Nur so kann eine befriedigende Auflösung des LDA-«bursts» erreicht werden. Transientenrecorder eignen sich sowohl für den Einsatz bei hohen wie auch bei niedrigen Teilchenkonzentrationen. Die maximal verarbeitbare Signalfrequenz liegt bei ca. 50 MHz (bei einem 500-MHz-Gerät und ausreichender Auflösung). Es werden intermittierende Signale verarbeitet.

Tracker (Frequenznachlauf-Demodulator)

Ein Frequenztracker wird insbesondere bei hohen Teilchenraten, das heisst hohen Teilchenanzahlkonzentrationen im Fluid, angewendet. Das meist bandpassgefilterte Doppler-Signal wird intern mit der Frequenz eines spannungskontrollierten Oszillators verglichen. Der Oszillator wird stets so nachgeregelt, dass die Differenz beider Frequenzen verschwindet. Die Spannung des Oszillators kann somit als Mass für die Dopplerfrequenz gelten. Tracker eignen sich für die Auswertung verrauschter Signale. Die obere Signalfrequenz liegt bei typisch 15 MHz. Mehrteilchensignale sowie die Intermittenz der Signale aufgrund niedriger Teilchenraten kann zu Fehlern bei der Auswertung bzw. der Bestimmung zeitgemittelter Grössen führen.

Counter

Die Funktionsweise des LDA-Counters basiert auf einer Zeitmessung zwischen zwei Start- und Stoppereignissen. Die Zeitmessung erfolgt durch Zählen von Pulsen eines internen Hochfrequenzoszillators. Die Anzahl der Schwingungen eines LDA-Signals, die in den Messzeitraum fallen, werden anhand der Nulldurchgänge des hochpassgefilterten Signals registriert. Die Doppler-Frequenz ergibt sich aus der Division der Anzahl der Schwingungen durch die benötigte Zeit. Counter eignen sich besonders für Messsituationen, bei denen keine hohen Teilchen-, das heisst Signalaraten, angetroffen werden. Zur Auswertung werden typisch 8-10 Nulldurchgänge herangezogen. Es werden intermittierende Signale mit Frequenzen bis zu 100 MHz ausgewer-

tet. Im Gegensatz zum Tracker stellt der Counter an die Signalgüte höhere Anforderungen.

Photonkorrelator

Photonkorrelationstechniken werden insbesondere für schwache und/oder stark verrauschte LDA-Signale angewendet. Die Auswertung basiert auf der Autokorrelation des Signals, das heisst dem zeitlichen Mittelwert aller Produkte von Signalwerten, die um ein Zeitintervall τ auseinanderliegen. Das Signal wird sozusagen zur Erkennung innerer Regelmässigkeiten mit sich selbst in verschiedenen Zeitversätzen multipliziert. Aus mehreren Korrelationen ergibt sich durch Aufsummieren der Autokorrelationsverlauf, dessen Wellenlänge der Doppler-Signal-Wellenlänge entspricht. Da im allgemeinen mehrere LDA-Signale zur Bestimmung eines Korrelationswertes herangezogen werden, wird die «real-time»-Information des LDA-Signals zerstört. Die Gewinnung der Turbulenzinformation gestaltet sich schwierig, da die Form der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Turbulenz (z.B. Gauss-verteilt) a priori vorausgesetzt werden muss. Die maximal verarbeitbaren Signalfrequenzen liegen bei ca. 50 MHz.

Ausser den erwähnten Signalverarbeitungsmethoden existieren noch frequenzanalytische Verfahren, z.B. die Fourier-Analyse, auf deren Beschreibung im Rahmen dieses Fachbeitrages verzichtet wird, da derartige Methoden in der Laser-Doppler-Anemometrie selten Anwendung finden. In Bild 9 wird eine Zusammenstellung der wichtigsten Kenndaten der beschriebenen Signalverarbeitungsverfahren gegeben.

Die meisten Fehler in der Laser-Doppler-Anemometrie müssen der Signalverarbeitungsseite und den Auswertalgorithmen zugeschrieben werden. Bei der Bildung von Geschwindigkeitsmittelwerten sollte klar unterschieden werden, dass die meisten Auswertverfahren Anzahlmittelwerte und nicht Zeitmittelwerte liefern. Diese beiden Grössen können sich in turbulenten, fluktuationsintensiven Strömungen mit niedrigen Teilchenkonzentrationen unterscheiden. Strömungsintervalle hoher Geschwindigkeit bei räumlich konstanter Teilchenverteilung im Strömungsfeld tragen verhältnismässig mehr Signale zum Mittelwert bei als langsame Geschwindigkeitsabschnitte («biasing»), z.B. Erdmann et al. 1983). Dieses Problem kann durch eine Erhöhung der Teilchenkonzentration im Fluid behoben werden, so dass der statistisch regellose Zugriff des Auswertegerätes auf die LDA-Signale in Zeitintervallen, die durch die Verarbeitungszeit vorgegeben

Anwendung	Flüssigkeitsströmung (hohe Teilchenraten)	Luftströmungen (kleine Teilchenraten)	Verrauschte LDA-Signale	Real-time Information	LDA-Frequenzbereich bis	Datenrate**	Genauigkeit*** (%)
Transientenrecorder	X	X	(X)*	X	50 MHz	mässig	< 0,5 %
Tracker	X		(X)	X	15 MHz	sehr gut	≈ 1 %
Counter	(X)	X		X	100 MHz	sehr gut	≈ 1 %
Photonkorrelator		X	X		50 MHz	schlecht	≈ 2-3 %

() beschränkt einsetzbar
 * Software-abhängig
 ** Hardware-abhängig
 *** frequenzabhängig

Bild 9 Anwendungsbereiche von LDA-Signalverarbeitungsverfahren

Laser-Anwendung

werden, in jeder Phase der Strömung augenblicklich erfolgen kann.

Eine andere Wichtung der LDA-Information besteht in der Signaltriggerung auf der Auswerteseite. Durch die Triggerung wird eine Vorauswahl von Signalen getroffen, die aufgrund des Zusammenhanges zwischen Streulichtleistung eines Teilchens und dessen Grösse mit einer Bevorzugung bestimmter Teilchengrößenbereiche einhergeht. Da die Laser-Doppler-Anemometrie eine partikelabhängige Messmethode darstellt und von der Teilchenbewegung auf die Kontinuumsbewegung geschlossen wird, ist die Kenntnis der Teilchengrößen für die Einschätzung des Teilchenfolgevermögens im Fluid von grosser Bedeutung. Insbesondere bei der Messung turbulenter Schwankungsgrößen muss sichergestellt sein, dass die ausgewerteten Signale nicht von grossen «trägen» Teilchen herrühren, die ein Zerrbild der turbulenten Verhältnisse der Kontinuumsphase widerspiegeln. Mit Hilfe eines kombinierten optischen Teilchengrößen-, Teilchengeschwindigkeitsmessgerätes (Ruck 1981) konnte durch systematische Untersuchungen an mehreren tausend gespeicherten, simultanen Grössen- und Geschwindigkeitssignalen der Einfluss der Signaltriggerung, das heisst des Triggerniveaus, auf den LDA-wirksamen Teilchengrößenbereich studiert werden. Hierbei zeigte sich, dass durch Erhöhung des Triggerniveaus und Auswertung an ungefilterten LDA-Signalen die Beiträge von grossen Teilchen an der Gesamtgeschwindigkeitsinformation zunehmen. Bei Erhöhung des Triggerniveaus und Auswertung an hochpassgefilterten LDA-Signalen zeigte sich im Gegensatz hierzu eine Bevorzugung von Signalen kleiner Teilchen (Ruck 1984). Dieser Zusammenhang muss als Multiplikation der teilchengrößenabhängigen Streuleistungscharakteristik mit dem teilchengrößenabhängigen Modulationstiefenverlauf verstanden werden. Bild 10 zeigt einen quantitativen Verlauf der wirksamen Teilchengrößenverteilung für beide Auswertefälle und eine Teilchengrößenrealverteilung, wie sie durch den Anfangspunkt auf der Abszisse charakterisiert wird.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Triggerung an hochpassgefilterten LDA-Signalen der Forderung nach Informationsauswertung an kleinen Streuteilchen entgegenkommt.

Aufbauend auf diesen Untersuchungen können Kriterien für die Teilchenzugabe in Strömungen hinsichtlich Grössenverteilung und Konzentration angegeben werden (Ruck und Durst 1986).

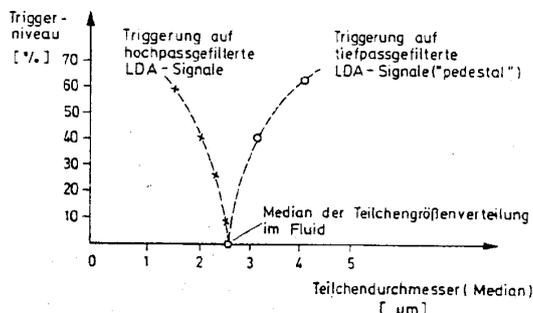


Bild 10 LDA-Signaltriggerung und deren Einfluss auf die LDA-wirksame Teilchengrößenverteilung (Median)

4. Berechnungsgrundlagen

In vielen Anwendungsfällen muss das LDA-System an die Messstrecke angepasst werden. Hierzu bedarf es im allgemeinen des Einbaus von optischen Komponenten, um die Lichtstrahlführung entsprechend den Anforderungen zu modifizieren. Es erscheint deshalb wichtig, die grundlegenden Berechnungsformeln zur Auslegung von optischen Aufbauten für den Fall der Laserstrahlausbreitung anzugeben.

Laserstrahlausbreitung

Für die Laser-Doppler-Anemometrie kommen überwiegend kontinuierlich arbeitende Lasertypen in Betracht, die in ihrem Grundmode TEM₀₀ oszillieren. Der TEM₀₀-Mode ist charakterisiert durch eine Gauss'sche Intensitätsverteilung über den Laserstrahlquerschnitt.

$$I(r,z) = \frac{2P_L}{\pi s^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{s^2(z)}\right] \quad (4.1)$$

Hierin bezeichnen r den variablen Radius, s den Radius des Laserstrahls, bei dem die Mittenintensität auf den $1/e^2$ -Teil abgefallen ist und P_L die Lichtleistung des Lasers. Aufgrund der inhärenten Divergenz eines Laserstrahls ergibt sich im Abstand z vom Laserstrahlaustritt, das heisst vom engsten Querschnitt (Strahltaile, engl. waist) des Laserstrahles mit Radius s_0

$$s(z) = s_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi s_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.2)$$

Bedingt durch die Laserstrahlerzeugung im optischen Resonator und der hieraus resultierenden Gauss'schen Intensitätsverteilung ergeben sich für die Strahlausbreitung Gesetzmässigkeiten, die nicht mit der geometrischen Optik beschrieben werden können. Als zusätzlicher Freiheitsgrad bei der Auslegung laseroptischer Systeme muss die Dimensionierung auf Ebenheit der Wellenfronten z.B. im Messvolumen berücksichtigt werden. Ebene Wellenfronten werden nur in der «waist» des Laserstrahles angetroffen. Die Auslegung muss folglich dergestalt durchgeführt werden, dass eine sukzessive Abbildung der «waist» bis ins Messvolumen vorgenommen wird. Die Ausbreitung eines Gauss'schen Lichtstrahles durch eine Linse kann mit den im Bild 11 dargestellten Beziehungen berechnet werden.

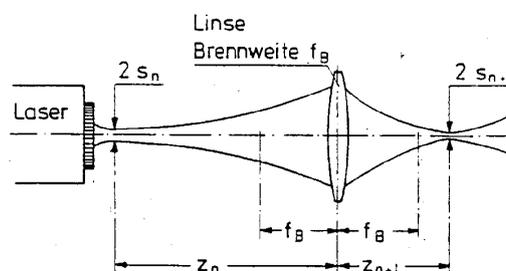
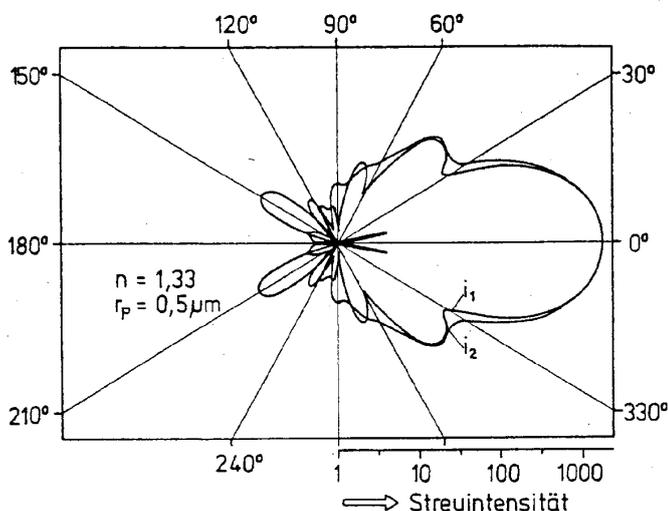


Bild 11 Gauss'sche Lichtstrahlausbreitung beim Durchtritt durch eine Linse

Laser-Anwendung

Bild 12 Streuintensität eines 1- μm - \varnothing -Wassertröpfchens nach der Mie-Theorie (i_1 , i_2 , senkrecht bzw. parallel zur Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes)



Für die Abbildung der n-ten «waist» durch eine Linse auf die (n+1)-te «waist» gilt ganz allgemein:

$$s_{n+1} = \frac{s_n f_B}{\left[(z_n - f_B)^2 + \left(\frac{\pi s_n^2}{\lambda} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (4.3)$$

$$z_{n+1} = f_B + \frac{(z_n - f_B) f_B}{(z_n - f_B)^2 + \left(\frac{\pi s_n^2}{\lambda} \right)^2} \quad (4.4)$$

Dass die angegebenen Gleichungen sich z.T. eklatant von der geometrischen Optik unterscheiden zeigt die Tatsache, dass eine «waist» im Abstand f_B von der Linse wieder in den Brennpunkt der Linse abgebildet wird.

Mit den Gleichungen (4.2), (4.3) und (4.4) kann der Strahlradius an jeder Position des Strahlenganges im optischen System berechnet werden. Die Anzahl der Interferenzstreifen N_{fr} im Messvolumen wird hiermit bestimmt zu

$$N_{fr} = \frac{2s \cos \varphi}{\Delta x} \quad (4.5)$$

Streulichtausbeute

Die räumliche Verteilung des Streulichtes, das von einem Teilchen erzeugt wird, zeigt keine konstante Verteilung. Die Streulichtausbeute setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen, wobei in Vorwärtsstreuung, das heisst in Richtung des beleuchteten Strahls, der Beugungsanteil dominiert. Im allgemeinen ergibt sich die Streulichtausbeute aus Anteilen der Beugung, Brechung und Reflexion. Eine umfassende analytische Behandlung wurde erstmals von Mie 1908 durchgeführt und erhielt seinen Namen, die Mie-Theorie. Die Mie-Theorie wurde abgeleitet für kugelförmige Teilchen, auf welche ebene Wellenfronten treffen (siehe hierzu auch van der Hulst 1957 und Kerker 1966). In Bild 12 wird die räumliche Verteilung der Streulichtintensität für ein Wassertröpfchen von 1 μm Durchmesser, aufgespalten in zwei Polarisationsrichtungen, wiedergegeben.

Die Streuintensitäten zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung können um Grössenordnungen voneinander abweichen. Es ist deshalb von Vorteil, wenn irgend möglich, das Streulicht in Vorwärtsrichtung, in der es bis zum Faktor 10^3 grösser sein

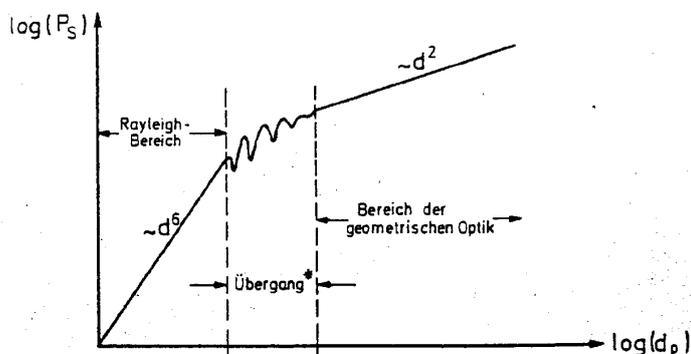
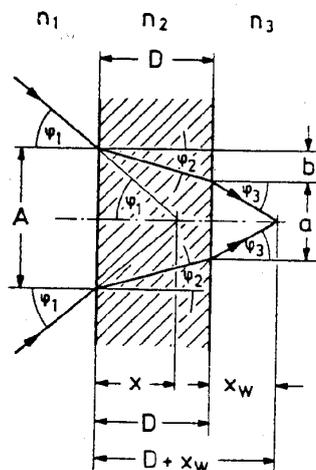


Bild 13 Streuleistung in Abhängigkeit von der Teilchengrösse

*Bereich abhängig von optischen Stoffeigenschaften, Richtung, Raumwinkel.
Beispiel Wasser: ca. 0,5-2 μm \varnothing

Laser-Anwendung



$$n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2 = n_3 \sin \varphi_3 \quad (5.1)$$

$$\text{ES GILT: } x_w = \frac{a}{2 \tan \varphi_3} \quad (5.2)$$

$$x = \frac{A}{2 \tan \varphi_1} \quad (5.3)$$

A UND φ_1 SIND MESSBAR BZW. BEKANNT
DURCH LDA-SYSTEM

$$a = A - 2b \quad (5.4)$$

$$b = D \tan \varphi_2 = \frac{D \sin \varphi_2}{[1 - \sin^2 \varphi_2]^{1/2}} \quad (5.5)$$

ODER

$$b = \frac{D n_1 \sin \varphi_1}{n_2 \left[1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varphi_1 \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (5.6)$$

(5.6) UND (5.4) IN (5.2) ERGIBT

$$x_w = f(n_1, n_2, n_3, \varphi_1, D, A)$$

kann, nachzuweisen. Aus dieser Gegebenheit leitet sich auch die Erfordernis ab, bei Rückstreuansordnungen starke Laser einzusetzen.

Neben der räumlichen Abhängigkeit der Lichtstreuintensitäten existiert ein anderer wichtiger funktionaler Zusammenhang zwischen Streulichtausbeute und Teilchengröße. Wird die Streuleistung in einer Raumrichtung in einem konstanten Raumwinkel detektiert, so weist die gestreute Leistung einen typischen, in Bild 13 dargestellten Verlauf auf.

Wie man anhand Bild 13 erkennt, besteht im Bereich sehr kleiner Teilchen, dem Bereich der Dipolstreuung, eine Abhängigkeit der Streuleistung eines beleuchteten Teilchens mit d^6 . Diesem Bereich schließt sich ein Übergangsbereich (Mie-Bereich) an, der je nach optischen Eigenschaften der Teilchen bis wenige μ Durchmesser betragen kann. Für grössere Teilchen wird die Streuleistung durch die Projektionsfläche des Teilchens bestimmt, und es gelten die Gesetzmässigkeiten der geometrischen Optik. Die Berechnung der Streulichtausbeute und des Absorptionsverhaltens kleiner Teilchen unter Berücksichtigung wesentlicher Einfluss-

faktoren wird meist mit Computerprogrammen vorgenommen, die überwiegend, aber nicht ausschliesslich auf der Mie-Theorie basieren (Cherdron et al. 1978, Gréhan et al. 1979, Durst und

5. Anwendung in Ein- und Mehrphasenströmungen

Die Laser-Doppler-Anemometrie wird sowohl für Fluidgeschwindigkeitsbestimmungen in Ein- als auch in Zwei- oder Mehrphasenströmungen eingesetzt. Während die Untersuchungen einphasiger Gasströmungen versuchstechnisch meist einfach durchzuführen sind, ergeben sich für berandete Versuchsstrecken ein- und mehrphasiger Strömungen schwierigere Verhältnisse. Von grosser Bedeutung hierbei ist der örtliche Messvolumenversatz, der durch die Brechung der Laserstrahlen an transparenten ebenen Messstreckenberandungen hervorgerufen wird. Für den allgemeinen Fall der Beteiligung dreier optisch unterschiedlicher Medien wird der Messvolumenversatz in Bild 14 abgeleitet.

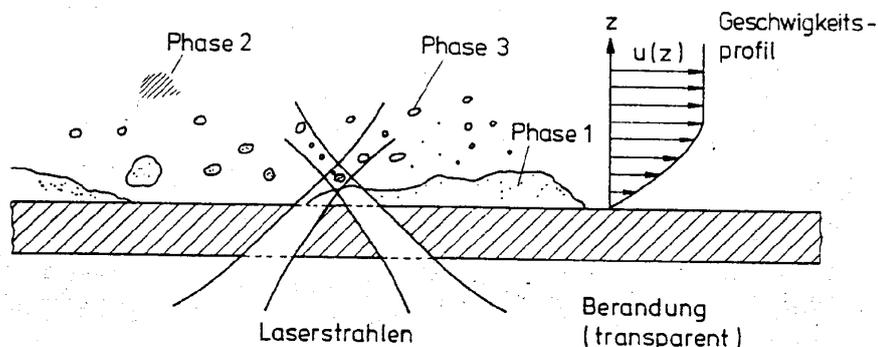


Bild 15 LDA-Anwendung in Mehrphasenströmungen

Laser-Anwendung

Obwohl die Laserstrahlen durch ein anderes Medium propagieren und sich im Medium unter einem anderen Winkel als im Ursprungsmedium überkreuzen, verändert sich der Interferenzstreifenabstand gemäss Gleichung (2.22) nicht. Die Winkeländerung in Gleichung (2.22) wird durch eine entsprechende Wellenlängenänderung kompensiert, so dass der einmalig bestimmte Interferenzstreifenabstand für alle im Strahlengang folgende Medien Gültigkeit hat. LDA-Messungen in Strömungsgebieten mit zylindrischen, gekrümmten, unregelmässigen Berandungen erfordern eine anwendungsspezifische Korrektur der Position des Messvolumens, die nicht allgemein angegeben werden kann (für Messungen in zylindrischen Röhren, siehe Thompson et al. 1984).

Bei der Durchführung von Mehrphasenuntersuchungen mit Laser-Doppler-Anemometern besteht die Schwierigkeit im allgemeinen in der Diskriminierung der Signale unterschiedlicher Phasen. Bekanntlich werden immer dann LDA-Signale im Messvolumen erzeugt, wenn Grenzflächendurchtritte zu verzeichnen sind. Bild 15 skizziert die ungünstigen Verhältnisse, wie sie bei Mehrphasenströmungen angetroffen werden.

Für eine Vielzahl von Untersuchungen, z.B. von Erosions-Korrosionsstudien, Depositions- und Transportmechanismen stehen die partikulären Phasen der Mehrphasenströmungen im Mittelpunkt des Interesses. Eine exakte Zuordnung der LDA-Signale zu den einzelnen Phasen muss in diesen Fällen über Diskriminierungslogiken, z.B. auf amplitudenselektiver Basis, erfolgen. Ebenso ergeben sich Unterscheidungsmöglichkeiten durch die Signalform, die sich für verschiedene Streuzentren unterscheidet (Tröpfchen, Blasen). Ein Grossteil der Signale kann in Mehrphasenströmungen von Teilchen oder Phasengebieten herrühren, die grössere Abmessungen als das Messvolumen aufweisen. Für alle diese Fälle gilt, dass grundsätzlich das LDA-Prinzip anwendbar ist, solange die Transparenz des Untersuchungsgebietes gewährleistet ist. Wie Durst und Zaré 1975, Wigley 1978, Srinivasan et al. 1978, Martin et al. 1981, Brankovic et al. 1984 für verschiedene Anwendungsfälle gezeigt haben, können Mehrphasenströmungen umfassend, das heisst auch für grosse Teilchenabmessungen, Blasenströmungen usw., mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie untersucht werden. Die LDA-Signalförmigkeit unterscheidet sich

im Fall grosser Teilchen, das heisst für Teilchendurchmesser grösser als das Messvolumen, von herkömmlichen LDA-Signalen. So führen transparente Teilchen in Vorwärtsströmrichtung zu einem Dreifach-, nichttransparente Teilchen zu einem Doppelsignal, was auf die Beteiligung der zweifach auftretenden Beugung bei Eintritt und Verlassen des Messvolumens zurückzuführen ist. In Rückwärtsströmrichtung wird in beiden Fällen nur ein Ein-fachsignal registriert.

6. LDA-Sondensysteme

Die Palette instrumenteller Realisationen von LDA-Systemen wurde in den letzten Jahren durch die Entwicklung glasfasergestützter Sondensysteme bereichert. Im Vordergrund der Entwicklung stand hierbei der Wunsch, das Messverfahren von den voluminösen Versorgungseinheiten loszukoppeln und flexibel zu handhabende Sondensysteme zu erstellen. Hieraus sollten sich hervorragende Einsatzmöglichkeiten der LDA-Technik z.B. für die dezentralisierte Strömungsüberwachung mit mehreren glasfaserverbundenen Sonden und nur einer Zentralversorgungseinheit ergeben.

Am Anfang dieser Entwicklung stand die Suche nach geeigneten Fasertypen, die in der Lage waren, kohärentes Licht ohne grosse

Verluste an Intensität und Eigenschaft zu übertragen. Als hierfür besonders geeignet stellten sich Fasern heraus, die aufgrund ihres kleinen Faserquerschnittes von wenigen μm Durchmesser nur einen (Monomodefaser) oder zumindest wenige (Gradientenfaser) Übertragungsmoden zulassen und die Kohärenz des Lichtes nur unwesentlich bzw. partiell nicht beeinflussen. Erste LDA-Systeme auf der Basis von Lichtwellenleitern wurden von Danel 1975 und Dyott 1978 vorgestellt. Die Verwendung von Gradientenindexfasern zur Laserlichtübertragung in Verbindung mit optimierten Lichteinkopplungsmethoden in die Faser zwecks Minimierung der Modenzahl führte zu LDA-Sondensystemen, die sich u.a. durch lange Übertragungsstrecken bis ca. 200 m auszeichneten (Ruck et al. 1983, Netti 1983, Ruck 1984, Durst et al. 1984). Für kleinere Übertragungsstrecken verwendet man gegenwärtig auf der Sendeseite vorwiegend Monomodefasern, deren Durchmesser zwar nur einen Bruchteil des Durchmessers von Gradientenindexfasern aufweisen, was die Handhabung erschweren kann, jedoch vielfach spezielle gewünschte Eigenschaften, z.B. Polarisationserhaltung, annähernd Gauss-verteiltens Intensitätsbild usw., besitzen (Battelle 1981, Sato et al. 1985, TSI 1985, Disa 1983). In Bild 16 werden die Entwicklungsstufen fasergestützter LDA-Systeme gezeigt.

Derzeit werden Sondensysteme entwickelt, die es erlauben, zwei-dimensionale, in Rückwärtslichtstreuung richtungsempfindliche

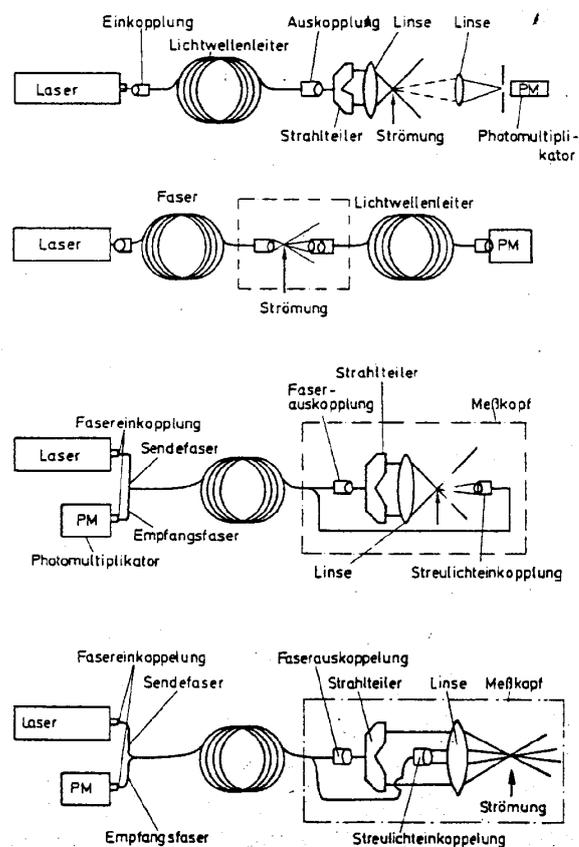


Bild 16 Entwicklungsstufen LWL-LDA-Systeme

Laser-Anwendung

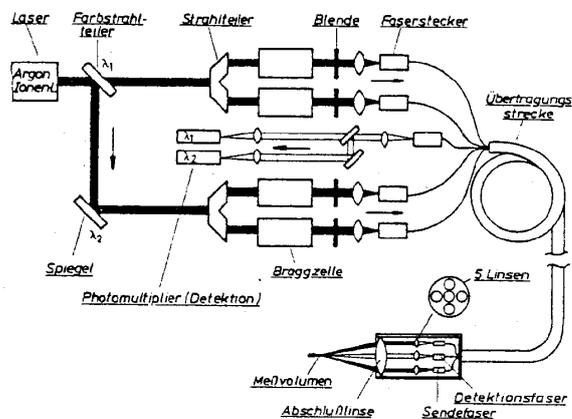


Bild 17 Zweidimensionales, richtungsempfindliches LDA-Sondensystem, IfH Universität Karlsruhe

LDA-Messungen durchzuführen. Die Miniaturisierung der LDA-Sonden hat dazu geführt, dass bei richtungsempfindlichen zweidimensional arbeitenden Sonden platzraubende Komponenten wie Strahlteiler usw. nicht mehr in die Sonde eingebaut werden, sondern die Strahlteilung, die Frequenzverschiebung und Farbaufteilung vor der Einkopplung des Lichtes in dann mehrere Fasern vorgenommen werden. Der Messkopf besteht in diesen Fällen nur noch aus Linsenkombinationen zur Aus- und Wiedereinkopplung des Laser- bzw. Laserstreulichtes und kann folglich sehr klein gehalten werden. In Bild 17 wird eine neuere Entwicklung einer zweidimensionalen, richtungsempfindlichen LDA-Sonden für Rückwärtslichtstreuung dargestellt.

Den komplexen und meist auch teureren mehrdimensionalen Sondenentwicklungen stehen Entwicklungsarbeiten gegenüber, die darauf abzielen, einfache, kostengünstige Sonden grobstechisch einsetzen zu können. Hierbei kommt es in vielen Fällen nur auf eine betragsmässige, berührungslose Überwachung von Strömungsgeschwindigkeiten z.B. in Rohrleitungssystemen an, ohne dass optische Komponenten zur Richtungsdetektion oder zweidimensionale Geschwindigkeitserfassung notwendig sind. Eine Auswahl derartiger Einfachkonzepte wird in Bild 18 wiedergegeben.

Die Detektion des Streulichtes kann bei den Einfachsondenkonzepten durch eine Detektionssonde z.B. in Vorwärtsstreureichtung oder aber durch entsprechende Sondenkonstruktion auch in Rückwärtsstreureichtung erfolgen.

7. Ausblick

Die Laser-Doppler-Anemometrie hat sich zweifellos als eine vorteilhafte Messtechnik für Strömungsgeschwindigkeiten erwiesen, und ihr Einsatz wird sicherlich weiter zunehmen. Die Anwendungen reichen heute von komplexen ein- und mehrphasigen Strömungsuntersuchungen mit Ablösungen über Strömungsanalysen in Brenn- und Reaktionsräumen bis hin zum grobstechischen «monitoring» multipler Strömungsvorgänge. Die Entwicklung fasergestützter LDA-Sondensysteme hat die Anwendbarkeit

des Verfahrens entscheidend, z.B. für explosionsgefährdete Messorte, erweitert. Ein Trend in Richtung weiterer Miniaturisierung der LDA-Systeme ist abzusehen, und dreidimensionale Sondensysteme werden sicherlich bald realisierbar sein. Hierbei wird der Einsatz von Halbleiterlasern eine wichtige Rolle spielen. Unsicher bleibt bei dieser Entwicklung, ob die zunehmend komplexen miniaturisierten Sondensysteme sich durchsetzen, da die Anschaffungskosten z.T. weit über den bereits nicht unerheblichen Kosten eines vergleichbaren konventionellen LDA-Systems liegen. Wesentlich grössere Verbreitungschancen müssen von diesem Standpunkt aus den LDA-Einfachsondenkonzepten gegeben werden, die sich als Massensensor für Überwachungszwecke sehr gut eignen.

Dankesworte

Teile der vorgestellten Arbeiten und Entwicklungen in diesem Artikel wurden durch die finanzielle Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen der Förderung der Forschungsprojekte EI/SFB 210 und Ru 345/2-1 erst ermöglicht, wofür sich der Autor an dieser Stelle bedanken möchte. Frau D. Bring sowie Herrn R. Gerber gebührt ebenfalls Dank für die Mitarbeit bei der Fertigstellung dieser Arbeit.

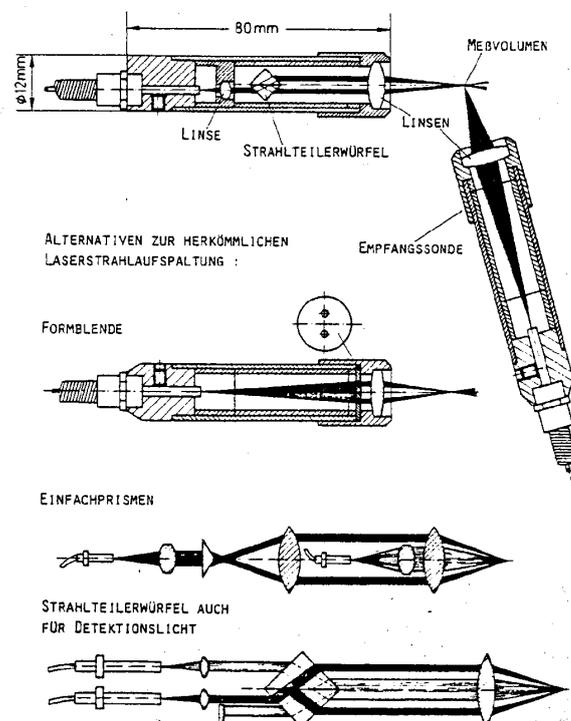


Bild 18 Konzepte für LDA-Einfachsonden

8. Literatur

- Battelle 1981: «Laseroptischer Strömungswächter», Informationsblatt, Patent- und Gebrauchsmusteranmeldung P3042 622.3, G 80302030.
- Brankovic, A., Currie, I. G., Martin, W. W., 1984: «Laser-Doppler measurements of bubble dynamics», *Phys. Fluids* 27 (2), pp. 348-355.
- Cherdron, W., Durst, F., Richter, G., 1978: «Computer Programs to Predict the Properties of Scattered Laser Radiation», Sonderforschungsbereich 80, Universität Karlsruhe, Bericht SFB 80/TM/121.
- Dändliker, R., Eliason, B., 1974: «A Theoretical Analysis of Laser Doppler Flowmeters», *Optica Acta*, Vol. 21, No. 2, pp. 119-149.
- Danel, F., 1975: «Fiber Optic and Endoscopic LDA Systems», Proceedings of the LDA-Symposium Copenhagen.
- DISA, 1983: «Laser-Doppler-Anemometrie», Produktionsformation Publ. No. 3205, Dantec Karlsruhe.
- Drain, L. E., 1980: «The Laser Doppler Technique», Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, Chichester.
- Dubnistchev, N., Vasilenko, G., 1976: «A laser Doppler velocimeter which measures the three components of velocity», *Optics and Laser Technology*, pp. 129-131.
- Durst, F., Zaré, M., 1975: «Laser-Doppler Measurements in Two-Phase Flows», Proceedings of the LDA-Symposium, University of Denmark, Copenhagen.
- Durst, F., Melling, A., Whitelaw, J. H., 1976: «Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry», Academic Press, London.
- Durst, F., Heiber, K. F., 1977: «Signal-Rausch-Verhältnisse von Laser-Doppler-Signalen», *Optica Acta*, Vol. 24, No. 1, pp. 43-67.
- Durst, F., Krebs, H., 1984: «LDA-Optics Developments for Measurements in Internal Combustion Engines», Second International Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal.
- Dyott, R. B., 1978: «The fibre-optic Doppler anemometer», *Microwaves, Optics and Acoustics*, Vol. 2, No. 1, pp. 13-18.
- EPA, 1985: «Zweikomponenten-Laser-Doppler-Velocimeter mit elektrooptischem Modulator», Elektro-Physik Aachen GmbH, Produktinformation.
- Erdmann, J. C., Lehmann, B., Tropea, C., 1983: «The Statistical Bias of Laser Anemometry Applied in Sinusoidal Flowfields», Universität Erlangen, Bericht LSTM/23/TE/83.
- Farmer, W. M., 1972: «Measurement of Particle Size, Number Density and Velocity using a Laser Interferometer», *Journal of Applied Optics*, Vol. 11, pp. 2603-2609.
- Gréhan, G., Gouesbet, G., 1979: «The Computer Program (Supermie) for Mie-Theory Calculations Without (Practical) Size nor Refractive Index Limitations», Université de Rouen, Lab. de Thermodynamique, Internal Report TTI/GG/79/03/20.
- van de Hulst, H. C., 1957: «Light Scattering by Small Particles», J. Wiley & Sons, Inc., New York.
- Johansson, T. G., Jernqvist, L. F., Karlsson, S. K. F., N. Frössling, 1976: «A Three-Component Laser-Doppler-Anemometer», AGARD Conference Proceedings No. 193 «On applic. of non-intrusive instr. in fluid flow research», VI 312 P, 28/1-4.
- Kerker, M., 1966: «The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation», Academic Press, New York - London.
- Lourenco, L., Borrego, C., Riethmüller, M. L., 1980: «Simultaneous Two Dimensional Measurements with one Color LDV», Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Belgium, Technical Memorandum 28, EAT8002/LL-CB-MLR/LK.
- Martin, W. W., Adbelmessih, A. H., 1981: «Characteristics of Laser-Doppler Signals from Bubbles», *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7, pp. 439-460.
- Mie, G., 1908: «Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen», *Annal. d. Physik*, 4. Folge, Band 25.
- Müller, A., 1985: «A Three-Component LDA, Tested in the Mixing Layer Behind Dunes», *Int. Assoc. for Hydraulic Research*, 21st Congress, Melbourne, Australia.
- Neti, S., Clark, W., 1979: «On-Axis Velocity Component Measurement with Laser Velocimeters», *AIAA Journal*, Vol. 17, No. 9, pp. 1013-1015.
- Neti, S., 1983: «Development of a Fiber Optic Doppler Anemometer for Bubbly Two-Phase Flows», Lehigh University Bethlehem, Research Report 1159-3.
- Snyder, P. K., Orloff, K. L., 1981: «Performance and Analysis of a Three-Dimensional Nonorthogonal Laser Doppler Anemometer», NASA Technical Memorandum 81283.
- Richter, G., 1983: «Entwicklung und Anwendung eines Laser-Doppler-Anemometers für Windgeschwindigkeitsmessungen», *Fortschrittsbericht VDI-Zeitschriften*, Reihe 8, Nr. 56 (Dissertation).
- Rudd, M. J., 1969: «A New Theoretical Model for the Laser Doppler Meter», *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, Vol. 2, pp. 723-726.
- Ruck, B., Durst, F., 1980: «Einfluss von Laserstrahlen auf Teilcheneigenschaften, Teil I: Einwirkung des Strahlungsdrucks auf die Teilchenbewegung», tm - Technisches Messen, Heft 6, 47, S. 223-230; Teil 2: «Teilchenenerwärmung durch Strahlungsabsorption», Heft 7/8, S. 267-272.
- Ruck, B., 1981: «Untersuchungen zur optischen Messung von Teilchengröße und Teilchengeschwindigkeit mit Streulichtmethoden», Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Ruck, B., Durst, F., 1982: «Influence of Signal Detection and Signal Processing Electronics on Mean Property Measurement of LDA-Frequencies», Proceedings of the LDA-Symposium in Lissabon, Portugal.
- Ruck, B., Durst, F., 1983: «Laser-Doppler-Anemometer auf der Basis von Gradientenindexfasern», tm - Technisches Messen, Heft 6, S. 243-249.
- Ruck, B., 1984 a: «Entwicklung von Miniatur-Laser-Doppler-Anemometern», Forschungsbericht SFB 210/ET/3, Sonderforschungsbereich 210, Universität Karlsruhe.
- Ruck, B., 1984 b: «LDA-signal triggering and effective particle size range», Forschungsbericht SFB 210/ET/5, Sonderforschungsbereich 210, Universität Karlsruhe.
- Ruck, B., 1984/85: «Einführung in die Lasermesstechnik I, II», Vorlesungen an der Universität Karlsruhe, Winter- und Sommersemester.
- Ruck, B., 1985: «LDA-Hochschulkurs», jährliche Veranstaltung an der Universität Karlsruhe, Institut für Hydromechanik.
- Ruck, B., Durst, F., 1986: «Effective Particle Size Range in Laser Doppler Anemometry», in Vorbereitung, voraussichtlich 1/86.
- Sato, T., Sasaki, O., 1978: «New 3-D laser Doppler velocimeter using cross-bispectral analysis», *Applied Optics*, Vol. 17, No. 24, pp. 3890-3894.
- Sato, H., Hishida, K., Maeda, M., 1985: «Development of Fibre LDA and Two-Component Velocity Measurements in Boundary Layer on an Inclined Heated Plate», Proceedings of the International Symposium on Fluid Control and Measurement, FLUCOME, Tokyo, Japan.
- Srinivasan, J., Lee, S. L., 1978: «Measurement of Turbulent Dilute Two-Phase Dispersed Flow in a Vertical Rectangular Channel by Laser-Doppler Anemometry», Measurements in Polyphase Flows, edited by D. E. Stock, pp. 91-98.
- Thompson, H. D., Stevensen, W. H., Durrett, R. P., 1984: «Laser Velocimeter Measurements and Analysis in Turbulent Flows with Combustion, Part III-A Correction Lens for Laser Doppler Measurements in a Cylindrical Tube», Interim Report AFWAL-TR-82-2076 Part III, Purdue University, West Lafayette, Indiana.
- TSI, 1983: Produktinformation 3-D-System, No. 9100/10, Aachen.
- TSI, 1985: «Laser-Doppler-Velocimeter-Systeme», Produktkatalog, Auflage 1985, Aachen.
- Wigley, G., 1978: «The sizing of large droplets by laser anemometry», *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, Vol. 11, pp. 639-642.
- Yeh, Y., Cummins, H. Z., 1964: «Localized Fluid Flow Measurements with a HeNe Laser Spectrometer», *Applied Physics Letter*, Vol. 4, No. 10, pp. 176-178.

Neue Produkte

Gerät für die Bandbreitenmessung an Glasfasern

Typ: FPS-10 von Opto-Electronics. Merkmale: Mit entsprechend schnellen Pulsdiodenlasern und Detektoren können Bandbreiten bis zu 10 GHz, Pulsdispersionen bis herab zu 20 ps bei Wellenlängen von 800-1500 nm gemessen werden. Signalaufbereitungssystem zur Verbesserung des Signal-/Rausch-Verhältnisses bis zu einem Faktor 220. Oriol GmbH, 061 51/8 20 76