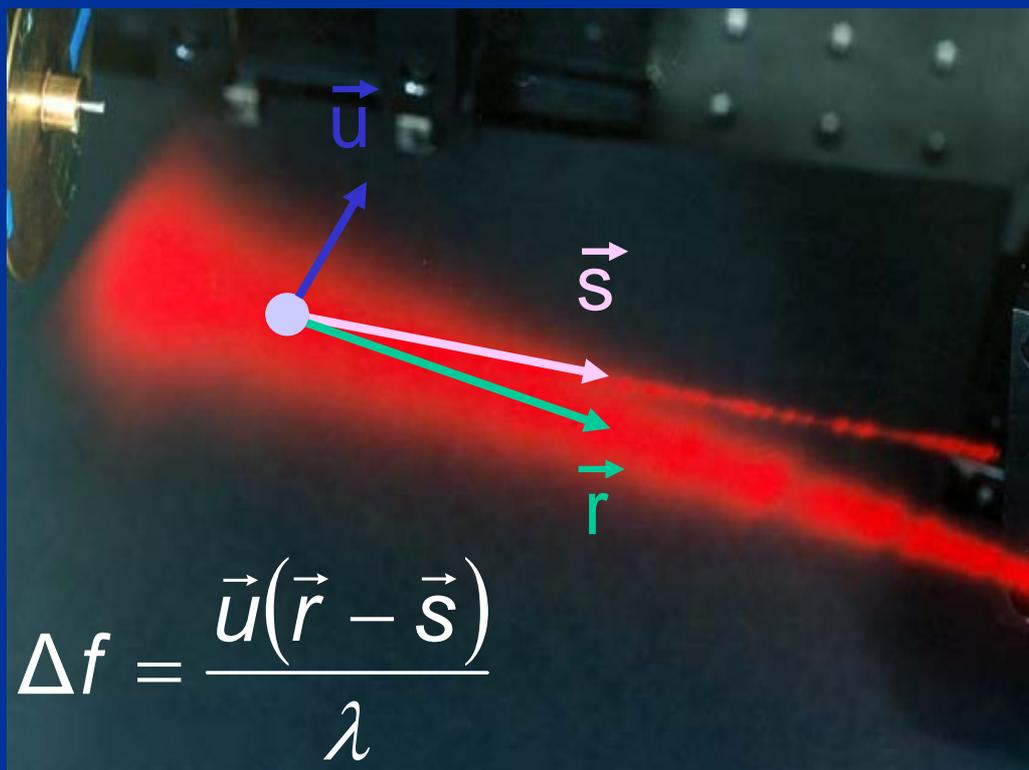


Thorsten Buschmann

Faseroptischer Liniensensor
mit hoher Ortsauflösung
für die Durchflussmesstechnik



Cuvillier Verlag Göttingen

Faseroptischer Liniensensor mit hoher Ortsauflösung für die Durchflussmesstechnik

Von dem Fachbereich für Ingenieurwissenschaften
Abteilung Maschinenwesen
der Universität Duisburg-Essen, Campus Essen

zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Thorsten-Michael Buschmann
aus Hamburg

eingereicht am:	27.04.05
mündliche Prüfung am:	07.07.05
Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. von Lavante
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Hans Prof. Dr.-Ing. Dopheide

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2005

Zugl.: Essen, Univ., Diss., 2005

ISBN 3-86537-524-3

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2005

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2005

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-524-3

Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachbereich Fluidmechanik an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Braunschweig. Viel zu ihrem Gelingen beigetragen haben das gute Arbeitsklima und die ausgezeichneten Arbeitsbedingungen in diesem Institut. Ohne die gute Zusammenarbeit auch mit vielen, die hier nicht namentlich genannt werden, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Die Jahre in diesem Fachlabor haben mich nicht nur fachlich weiter gebracht, sondern auch persönlich.

Bedanken möchte ich mich zunächst bei Herrn Prof. Dr.-Ing. E. von Lavante für die Übernahme der Berichterstattung und Prof. Dr.-Ing. habil. V. Hans und Herrn Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. habil. D. Dopheide für die Mitberichterstattung und für die materiellen Grundlagen meiner Arbeit und Herrn Prof. Dr.-Ing. Tracht für den Vorsitz in meiner Prüfungskommission.

Zu ganz besonderem Dank verpflichtet bin ich Herrn Dr. Harald Müller und Herrn Dr. Volker Strunck. Sie sorgten für die außerordentlichen guten Arbeitsbedingungen und förderten meine fachliche Arbeit rund um die Laser-Doppler-Anemometrie.

Auch Herrn Dr.-Ing. H. Többen bin ich sehr dankbar für seine fachliche Betreuung bezüglich der Faserverstärkertechnik.

Bedanken möchte ich mich auch bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die langjährige Förderung.

Zum Schluss möchte ich mich bei allen Freunden und Bekannten bedanken, die mir außerhalb der PTB zur Seite gestanden haben. Besonders erwähnen möchte ich an dieser Stelle meine Eltern, Frau Anita Buschmann und Herrn Dieter Buschmann, die den Grundstein für meinen Werdegang gelegt haben, meine Frau Henriette und meine Tochter Hannah und auch meinen Sohn Max, die Verständnis und Geduld aufbringen mussten und auch aufgebracht haben.

Braunschweig, im Juli 2005

Thorsten-Michael Buschmann

Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen und Abkürzungen

a	Kernradius einer Stufenprofilfaser
B_e	elektronische Bandbreite der Photodiode
B_0	Bandbreite der optischen Strahlung
c	Lichtgeschwindigkeit
d	Interferenzstreifenabstand im LDA-Messvolumen
D	Durchmesser der Streulichtempfängerfläche
e	Elementarladung
E	Energie
$E_{R,S,..}$	elektrische Feldstärke
f	Frequenz
f_S	Frequenz der Signalstrahlung
f_{Linse}	Brennweite der Linse
F_{ex}	Zusatzrauschfaktor
G	optischer Gewinn des Faserverstärkers
h	Plancksches Wirkungsquantum
I	Intensität
I_S	Signal-Photostrom
k	Wellenzahl
k_B	Boltzmann Konstante
M	Anzahl der Moden im Faserverstärker
$\langle M \rangle$	Lawinenmultiplikationsfaktor
M	Modulationsgrad
n	Brechzahl
NA	numerische Aperatur
P	Leistung
P_0	ASE-Rauschleistung
P_S	Leistung der Signalstrahlung (im Freiraum)
R	Arbeitswiderstand der Photodiode
SNR	Signal-zu Rauschleistungsverhältnis
t	Zeit
T	Temperatur

T	Periodenlänge
T_u	Turbulenz
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor
V	Strukturparameter
x_E	vertikaler Versatz zwischen zwei Streulichtempfängern
α	Streuwinkel
δ_A	Akzeptanzwinkel einer Stufenprofilfaser
Δf	Dopplerfrequenz
$\Delta \Phi$	Phasendifferenz
$\Delta x(\Delta \Phi)$	Phasendifferenz abhängiger Streifenabstand
Δs	Abstand der Interferenzstreifen auf der Empfängerebene
ε	Winkel zwischen Streulicht und Referenzstrahl
ε_0	Dielektrizitätskonstante
η	Quantenwirkungsgrad der Photodiode
n_{eq}	äquivalenter Eingangsräuschfaktor
η_{in}	Einkopplungswirkungsgrad in den Faserverstärker
θ	LDA-Winkel
λ	Wellenlänge
σ	Rauschleistung
σ_{total}	Gesamtrauschen
φ	Kippwinkel zum Einstellen des Versatzes x_E
ω	Tailenradius des Gausstrahls
NDFA	(neodymium doped fibre amplifier) Neodym ³⁺ -dotierter Faserverstärker
APD	Avalanche Photodiode
ASE	(amplified spontaneous emission) verstärktes spontane Emission
WDM	(wavelength division multiplexing) wellenlängenselektiver Faserkoppler
LDA	Laser-Doppler-Anemometer
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt

KAPITEL 1 EINLEITUNG UND DER STAND DER FORSCHUNG	3
1.1 EINLEITUNG	3
1.2 STAND DER FORSCHUNG	5
1.3 GLIEDERUNG DER ARBEIT	8
KAPITEL 2 LASER-DOPPLER ANEMOMETRIE	10
2.1 DIE DOPPLERFREQUENZ.....	11
2.2 DAS HETERODYNING	12
2.3 DAS ZWIBELEUCHTUNGSSTRAHL-ZWEISTREUSTRAHL-LDA.....	14
2.4 DAS INTERFERENZSTREIFENMODELL.....	16
2.5 DAS LDA-MESSVOLUMEN.....	17
2.6 GESCHWINDIGKEITSPROFILMESSUNG MITTELS LDA	20
2.7 REFERENZSTRAHLANORDNUNG	20
2.7.1 <i>Signalbildung der Referenzstrahlanordnung.....</i>	<i>22</i>
2.7.2 <i>Ortsauflösung innerhalb des Messvolumens des Referenzstrahl-LDAs ..</i>	<i>29</i>
KAPITEL 3 DER LINIENSENSOR	33
3.1 ERZEUGUNG EINES LANGEN MESSVOLUMENS	34
3.2 DIE GLASFASERN ALS STREULICHTEMPFÄNGER.....	36
3.4 REALISIERUNG DES LINIENFÖRMIGEN MESSVOLUMENS MIT EINER EMPFANGSFASER41	
3.5 STREIFENDISPERSION.....	43
3.6 MEHREMPFÄNGERANORDNUNG	45
KAPITEL 4 DER FASERVERSTÄRKER	48
4.1 GRUNDLAGEN FASERVERSTÄRKER	50
4.2 ASE-STRAHLUNG	53
4.3 VERBESSERUNG DES SIGNAL-RAUSCHLEISTUNGSVERHÄLTNISSSES (<i>SNR</i>) VON LDA- STREULICHTSIGNALEN DURCH DEN EINSATZ EINES FASERVERSTÄRKERS	54
4.3.1 <i>Herleitung der SNR-Formel.....</i>	<i>55</i>
4.3.2 <i>SNR-Verhalten des Faserverstärkers.....</i>	<i>58</i>
4.3.3 <i>Ergebnisse der SNR-Berechnungen</i>	<i>63</i>
4.4 DER NEODYM ³⁺ -DOTIERTE FASERVERSTÄRKER (NDFA)	66
4.5 ASE-BANDPASSFILTERUNG	67
4.6 VERSTÄRKUNG VON LDA-STREULICHTSIGNALEN MIT EINEM ZWEISTUFIGEN NDFA .73	
4.6.1 <i>Kleinsignalverstärkung des NDFA.....</i>	<i>74</i>

Inhaltsverzeichnis

4.6.2	<i>Versuchsdurchführung</i>	75
4.6.3	<i>Ergebnisse</i>	75
4.7	DIREKTER VERGLEICH DES LDA-EMPFANGSMODULES (NDFA/PIN) MIT EINEM KONVENTIONELLEN LDA-EMPFÄNGER (APD)	77
4.8	<i>Ergebnisse des Sensorvergleichs</i>	78
4.9	EINSATZ DES NDFA ALS LDA-STREULICHTEMPFAINGER MIT KLEINER EMPFANGSAPERTUR	82
KAPITEL 5	DER LINIENSSENSORS ALS DURCHFLUSSSENSOR	83
5.1	AUFBAU DES LINIENSSENSORS IN EINEMPFAINGERANORDNUNG	83
5.2	UNTERSUCHUNG DES MESSVOLUMENS DES LINIENSSENSORS	85
5.3	AUFBAU DES LINIENSSENSORS IN ZWEIEMPFAINGERANORDNUNG	87
5.4	<i>Die Signalauswertung für den Liniensensor</i>	89
5.5	PHASENDIFFERENZMESSUNGEN ZUR ORTSBESTIMMUNG	90
KAPITEL 6	INTEGRATION DES LINIENSSENSORS IN EINEN PRÜFSTAND	92
6.1	STRÖMUNGSPROFILMESSUNGEN	93
6.2	REFERENZMESSUNG MIT EINEM KONVENTIONELLEN LDA-SYSTEM.....	94
6.2.1	<i>Strömungsprofilmessung mit dem Liniensensor</i>	95
6.2.2	<i>Die Kalibrierung des Liniensensors</i>	97
6.2.3	<i>Die Fitfunktion der Ortsfrequenz</i>	98
6.2.4	<i>Die Fitfunktion zur Ortsauflösung</i>	100
6.2.5	<i>Stabilität der Phasendifferenz und der Frequenz</i>	102
6.2.6	<i>Auflösung der Messvolumenlänge</i>	102
6.2.7	<i>Auflösung der Geschwindigkeit</i>	103
6.3	ERGEBNISSE DER STRÖMUNGSPROFILMESSUNG.....	104
KAPITEL 7	ZUSAMMENFASSUNG	111
KAPITEL 8	LITERATURVERZEICHNIS	112
ANHANG		122

Kapitel 1

Einleitung und der Stand der Forschung

1.1 Einleitung

Mit der Realisierung des ersten Lasers durch Maiman [1.1] stand der optischen Messtechnik aufgrund der kohärenten und intensiven Strahlung ein äußerst vielseitiges Werkzeug zur Verfügung, mit dem seither in den verschiedensten Bereichen der Wissenschaft und Industrie sehr effektive Messverfahren realisiert worden sind. Eines dieser Messverfahren ist die Laser-Doppler-Anemometrie. Die Laser-Doppler-Anemometrie ist eine kontaktlose Methode zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in Gasen und Flüssigkeiten, die für die verwendete Laserwellenlänge transparent sind. Seit der Entdeckung der Laser Doppler Anemometrie von Yeh und Cummins [1.2] sind verschiedenste Bauarten von Laser-Doppler-Anemometern (LDA) entwickelt worden. Laser-Doppler-Anemometer sind zu einem unverzichtbaren Werkzeug der Strömungsmesstechnik geworden.

In der PTB ist die Laser-Doppler-Anemometrie seit über 25 Jahren ein etabliertes Messverfahren sowohl für die Darstellung und Weitergabe der Einheit Strömungsgeschwindigkeit als auch für die Klärung unterschiedlichster Fragestellungen im Bereich der Durchflussmessung. Zur Verbesserung der Durchflussmessung von Gasen werden Prüfstände auf der Basis traversierbarer LDA-Systeme betrieben. Dabei handelt es sich insbesondere um ein Primärnormal zur Durchflussmessung von Gasen unter atmosphärischem Druck [1.3] als auch ein Primärnormal zur Erdgasdurchflussmessung bei hohem Druck [1.4] und eine Messeinrichtung zur Untersuchung installationsbedingter Messabweichungen von Turbinenradgaszählern [1.5]. Bei beiden Prüfständen werden Strömungsgeschwindigkeitsprofile über den Querschnitt einer LDA-Messdüse bzw. eines Rohres mit hoher Präzision gemessen, wobei die LDA-Systeme mit LDA-typischen Messvolumenabmessungen (Durchmesser 200 μm , Messvolumenlänge 1 mm) schrittweise traversiert werden müssen, um Punkt für Punkt die Geschwindigkeitsprofile abzutasten [1.6 - 1.9].

Kapitel 1: Einleitung und der Stand der Forschung

In dieser Arbeit wird ein neuartiger LDA-Liniensensor vorgestellt, der ohne die sonst aufwendige Traversierung herkömmlicher LDA-Systeme mit punktförmigem Messvolumen die Messung von Strömungsgeschwindigkeitsprofilen innerhalb eines linienförmigen Messvolumens erlaubt. Das Prinzip des neuartigen Sensors, der künftig auch als Durchflusssensor eingesetzt werden soll, beruht auf der gleichzeitigen Erfassung der Geschwindigkeit und der lokalen Position von Streupartikeln mit einem im Vergleich zu konventionellen LDA-Systemen extrem vergrößerten Messvolumen. Auf diese Weise lassen sich Strömungsgeschwindigkeitsprofile in Rohren von der Wand bis zur Rohrmitte ohne Traversierung messen, indem die Streuteilchen nacheinander an unterschiedlichen Orten innerhalb des Messvolumens das linienförmige Messvolumen in statistischer Folge durchqueren und so das Geschwindigkeitsprofil abtasten.

Der vorgestellte miniaturisierte Liniensensor basiert auf der LDA-Referenzstrahltechnik und nutzt äußerst kompakte und unempfindliche faseroptische Komponenten. Ein fokussierter durch das Rohr geführter Laserstrahl bildet das linienförmige Messvolumen. Das durch den Doppler-Effekt in der Frequenz verschobene Streulicht von in der Strömung mitgeführten Partikeln wird mit einer Doppelpfängeranordnung detektiert. Die Auswertung der Empfängersignale mittels Korrelations- und Heterodyntechniken erlaubt die Messung von Geschwindigkeitsprofilen mit Auflösungen innerhalb des LDA-Messvolumens bis in den Mikrometerbereich. Kernströmung und Rohrgrenzschicht werden so lokal hochauflösend erfasst. Auf der Empfängerseite werden gezielt Einmodenfasern sowohl im Hinblick auf die Realisierung kleiner Empfangsaperturen zur Streulichtdetektion über große Messvolumenlängen von bis zu 100 mm als auch im Hinblick auf die Implementierung neuer Faservertärker zur effizienten rauscharmen optischen Vorverstärkung der mit den kleinen Empfangsaperturen zwangsläufig schwachen Streulichtsignale, eingesetzt.

Da sich bis auf den LDA Beleuchtungsstrahl die gesamte LDA-Optik in faseroptische Elemente integrieren lässt, kann ein vielseitig einsetzbarer Liniensensor vorgestellt werden, der für die Durchflussmessung verwendet werden soll.

1.2 Stand der Forschung

Die Durchflusssensorik spielt in den unterschiedlichsten Anwendungsbereichen wie der Regelungs- und Prozesssteuerungstechnik, der Diagnosetechnik und der Medizintechnik eine wesentliche Rolle und besitzt insbesondere in der Erdgasindustrie mit den jährlich in Deutschland umgesetzten 100 Milliarden Kubikmetern Erdgas eine nicht zu unterschätzende volkswirtschaftliche Bedeutung.

Alle bekannten Durchflussmessgeräte wie Turbinenradgaszähler [1.10 bis 1.13], Ultraschallgaszähler [1.14 bis 1.43] und Zähler nach magnetisch-induktiven und thermischen Wirkprinzipien, reagieren vergleichsweise empfindlich auf Verformungen des Anströmprofils. Daher sollten zur Minimierung von Messabweichungen stets definierte Anströmbedingungen vorliegen. Im Idealfall sind dies ungestörte Geschwindigkeitsprofile, die denen einer voll ausgebildeten turbulenten Strömung entsprechen. Gaszähler sollten darüber hinaus vorzugsweise unter den Bedingungen eingesetzt werden, unter denen sie kalibriert bzw. geeicht worden sind, da durch die Installation veränderte Anströmbedingungen prinzipiell zu Messabweichungen führen können.

Aus den im Literaturverzeichnis aufgeführten Arbeiten [1.44] bis [1.54] ist zu entnehmen dass viele Problemstellungen im Bereich der Durchflussmessung bei Kenntnis der Wirkungsweise des Zählers und der jeweiligen Anströmbedingungen anhand der Rohrströmungsprofile beschrieben und gelöst werden können. Ein Lösungsansatz ist in den Arbeiten [1.55] bis [1.59] dokumentiert. Hier werden Zusammenhänge zwischen den Messabweichungen von Messblenden und der Größe sowie der Verteilung der Wandschubspannungen auf den Rohrumfang aufgezeigt. Damit sind Möglichkeiten eröffnet worden, Installationseffekte zu bewerten, ohne das Strömungsprofil in seiner Gesamtheit zu kennen.

Bei Ultraschallverfahren beispielsweise werden 2 bis 5 verschiedene Schallpfade verwendet, um Unsymmetrien im Geschwindigkeitsprofil zu bestimmen und durch Mittelung auszugleichen. Dies setzt jedoch umfangreiche experimentelle Untersuchungen an unterschiedlichen Rohrströmungen voraus, deren Ergebnisse für die Durchflussbestimmung in den betreffenden Zähler einprogrammiert werden.

Derartige Untersuchungen sind in [1.5] vorgenommen worden. Hier wurde ein Katalog von Strömungsprofilen nach Vorstörungskonfigurationen und den dazu gehörenden Messabweichungen von Turbinenradgaszählern erarbeitet. Es wurden Ergebnisse umfangreicher Untersuchungen dokumentiert, die für das Verständnis der Gesamtproblematik „Rohrleitungskonfiguration - gestörtes Strömungsprofil - Messabweichung“ und für die Beurteilung der Effizienz verschiedener Strömungsgleichrichter eine fundierte Grundlage bilden. Die Messungen fanden an einer Anlage in der PTB statt, mit der die Einflüsse unterschiedlicher Installationseffekte auf die Messabweichung von Turbinenradgaszählern ermittelt werden können. Dabei ermöglicht der Einsatz eines in der PTB entwickelten Halbleiter-LDA-Systems [1.6 und 1.7] über eine berührungslose „quasipunktförmige“ Messung von Strömungsgeschwindigkeiten die hochauflösende Erfassung von Strömungsprofilen. Die Erfassung eines Strömungsprofils erfolgt durch eine Traversierung des Messvolumens. Um eine effiziente Erfassung von Geschwindigkeitsprofilen über den gesamten Rohrquerschnitt bei unterschiedlichen Installationskonfigurationen und Durchflüssen durchführen zu können, wurde in der PTB ein Prüfstand zur automatisierten 2-Komponenten-Strömungsgeschwindigkeitsmessung konzipiert und aufgebaut [1.8]. Dieser Prüfstand ermöglicht einerseits mit Hilfe der eingesetzten LDA-Messtechnik eine detaillierte Erfassung der Strömungsgeschwindigkeitsprofildaten der Gasströmung und andererseits eine direkte Anbindung an die PTB-Normale für die Gasmengenmessung, um Aussagen über das Messverhalten der zu untersuchenden Zähler im Hinblick auf unterschiedliche Anströmbedingungen zu erhalten. Die Automatisierung erleichtert die umständliche und zeitaufwendige Messprozedur der Traversierung des Messvolumens erheblich.

Auf die Traversierung des LDA-Messvolumens kann verzichtet werden, wenn man das Messvolumen um Größenordnungen linienförmig verlängert und innerhalb des Messvolumens sowohl die Geschwindigkeit als auch den Ort des Streuteilchens erfasst. Auf diese Weise lassen sich LDA-Profil/Liniensensoren realisieren. LDA-Profilesensoren auf der Basis des Doppler-Referenzverfahrens mit zwei in Vorwärtsrichtung angeordneten Streulichtempfängern wurden bereits 1992 [1.57] beschrieben und im Hinblick auf die Untersuchung von Grenzschichten [1.58] weiterentwickelt und eingesetzt.

Interessant sind auch die von J. Czarske et al. publizierten Verfahren [1.60 bis 1.62] zur Geschwindigkeitsprofilmessung nach dem Doppler-Differenzverfahren mit zwei ineinander verlaufenden chromatisch unterscheidbaren Messvolumina mit unterschiedlich variierenden Streifenabständen. Bei einer geeigneten Kalibrierung sind nach diesem Prinzip Ortsauflösungen von wenigen Mikrometern bei Messvolumenlängen vom mm- bis in den cm-Bereich realisierbar, wobei die Messunsicherheit für die Geschwindigkeitsmessung gegenüber konventionellen Halbleiter-LDA-Systemen um eine Größenordnung reduziert werden kann.

Hier soll der in der PTB bereits seit 1992 verfolgte auf dem Doppler-Differenz-Verfahren basierende Ansatz aufgegriffen werden, bei dem sich der über eine Verkleinerung der Photoempfängeraperturen eine Messvolumenverlängerung erzielen lässt.

Ein interessanter Ansatz ist in [1.9] vorgestellt worden. Durch die hier vorgenommene Verringerung der Empfangsapertur des Streulichtempfängers eines Referenzstrahl-LDAs ist eine Messvolumenlänge von 10 mm erreicht worden. Mit diesem LDA ist eine vollständige Erfassung des örtlichen Geschwindigkeitsverlaufs innerhalb von Grenzschichten möglich. Ein derartiger Sensor kann zur Durchflussmessung in Rohrleitungen herangezogen werden. Allerdings ist die Messvolumenverlängerung begrenzt, da mit abnehmender Apertur zwar eine Messvolumenvergrößerung einsetzt, andererseits aber auch immer weniger Streulicht für die Signalbildung auf der Empfängerfläche zur Verfügung steht. Somit kann ein derartiger Sensor nur für kleine Rohrdurchmesser verwendet werden.

In dieser Arbeit wird die Idee von [1.9] aufgegriffen und die Verwendung von faseroptischen Verstärkern mit hohen Kleinsignalverstärkungen von über 40 dB als LDA-Streulichtempfänger mit sehr kleinen Empfangsaperturen und der damit verbundenen Messvolumenvergrößerung vorgestellt.

1.3 Gliederung der Arbeit

Die Dissertation gliedert sich in folgende Schwerpunkte:

Für das Verständnis des LDA-Liniensensors werden in **Kapitel 2** zunächst die Grundlagen der LDA-Technik behandelt. Dazu gehört die Dopplershift, die zur Auswertung notwendige Überlagerung mit einer Referenzfrequenz, dem Heterodynverfahren und die Einführung des Interferenzstreifenmodells. Im Hinblick auf die Generierung eines vergrößerten Messvolumens für den Liniensensor wird die Signalbildung auf der Streulichtempfängerfläche eines Referenzstrahl-LDAs beschrieben und die Notwendigkeit kleiner Empfangsaperturen vorgestellt

Kapitel 3 stellt den Aufbau eines Referenz-LDAs mit linienförmigem Messvolumen zur Durchflussmessungen in einer Rohrleitung vor. Die zur Generierung von großen Messvolumina notwendigen kleinen Empfangsaperturen in der Größenordnung des Modenfeldes von Einmodenfasern führen zu sehr geringen *SNR*-Werten (*SNR*: signal to noise ratio) bei der Signalauswertung. In Kapitel 3 wird daher die Einmodenfaser als Streulichtempfänger diskutiert, da durch die Verwendung der Faser auch gleichzeitig die Nutzung der sehr weit fortgeschrittenen Faserverstärkertechnologie zur optischen Aufbereitung des Streulichtes möglich wird.

Dass die Verwendung eines Faserverstärkers als LDA-Streulichtempfänger tatsächlich eine Verbesserung gegenüber einem konventionellen Empfänger, wie einer APD (Avalanche-Photodiode), darstellt, wird ausführlich in **Kapitel 4** gezeigt. Die Grundlagen, der Aufbau und die Eigenschaften des bei 1064 nm arbeitenden Neodym³⁺-dotierten Faserverstärkers werden hier erörtert. Die anschließenden Ergebnisse von *SNR*-Berechnungen zeigen eindeutig, dass das Empfangssystem bestehend aus einem Faserverstärker mit abschließender PIN-Photodiode im Vergleich zu einer APD bei gleich großen Empfangsaperturen ein deutlich verbessertes *SNR* aufweist, wodurch ein Liniensensor wie er in Kapitel 3 vorgestellt wurde, technisch erst realisierbar ist.

Der komplette Liniensensor bestehend aus der Empfangsfaser und dem anschließenden Faserverstärker wird in **Kapitel 5** diskutiert. Neben der Einempfänger-

Kapitel 1: Einleitung und der Stand der Forschung

anordnung, die sich zur integralen Durchflussmessung eignet, wird hier auch die Zweiempfängeranordnung präsentiert, mit der sowohl die Geschwindigkeit von Streuteilchen, als auch deren Ort innerhalb des langgezogenen Messvolumens messbar wird.

Messungen mit diesem Geschwindigkeitsprofilsensor in einer Rohrströmung werden im **Kapitel 6** im Detail erörtert. Die Messungen wurden in einem Rohrstück bei verschiedenen Durchflüssen, sprich Geschwindigkeiten, durchgeführt. Die Messergebnisse des Liniensensors werden mit bekannten Messergebnissen konventioneller Verfahren verglichen und diskutiert.

Die Zusammenfassung in **Kapitel 7**, das Literaturverzeichnis in **Kapitel 8** und ein Bildanhang schließen die Arbeit ab.

Kapitel 2

Laser-Doppler Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist zum unverzichtbaren Werkzeug der Strömungsmesstechnik geworden. Sie arbeitet als optisches Messverfahren berührungslos und rückwirkungsfrei und eignet sich besonders zur Untersuchung komplizierter Strömungsvorgänge in Gasen und Flüssigkeiten. Die Geschwindigkeit wird indirekt anhand von in der Strömung mitgeführten Streupartikeln gemessen, die hinreichend klein sein müssen, um dem Fluid schlupflos folgen zu können. Das Messprinzip beruht auf dem Dopplereffekt. Die Tracerteilchen werden mit einem gebündelten Laserstrahl beleuchtet und senden Streulicht aus. Dieses Streulicht ist in seiner Frequenz aufgrund der Bewegung des Tracerteilchens gegenüber der Laserfrequenz verschoben. Diese Dopplerverschiebung kann mit entsprechenden Maßnahmen ausgewertet und somit die Teilchengeschwindigkeit berechnet werden. Für das Verständnis des LDA-Liniensensors, mit dem Geschwindigkeitsprofile von Rohrströmungen ohne Traversierung eines punktförmigen Messvolumens gemessen werden können, sollen in diesem Kapitel die für das Verständnis notwendigen Grundlagen der LDA-Technik erläutert werden. Zunächst wird der Dopplereffekt vorgestellt und die Messung der Dopplerverschiebung mittels optischem Heterodyning beschrieben. Anhand eines in der LDA-Messtechnik weit verbreiteten Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDAs wird das Heterodyning erläutert. Aufgrund der erreichbaren kleinen Messvolumina kann die Strömungsgeschwindigkeit quasi punktförmig gemessen werden und mit einer Traversierung des Messvolumens ein Geschwindigkeitsprofil erstellt werden. Anschließend wird das dem Liniensensor zugrunde liegende Referenzstrahlverfahren vorgestellt, welches eine orts aufgelöste Geschwindigkeitsmessung innerhalb des Messvolumens zulässt.

2.1 Die Dopplerfrequenz

Abbildung 2.1 verdeutlicht das Doppler Messverfahren. Der Beleuchtungsstrahl eines Lasers, der monochromatisches Licht mit der Wellenlänge λ abstrahlt, trifft auf ein von der Strömung mitgeführtes Tracerteilchen mit der Strömungsgeschwindigkeit \vec{u} und wird von diesem gestreut. Aufgrund der jeweiligen Relativbewegungen des Teilchens bezüglich des Laserstrahls \vec{s} und des Empfängers \vec{r} wird der Dopplereffekt zweifach wirksam. Bezüglich des Lasers wirken die Streuteilchen als bewegte Empfänger und bezüglich des Empfängers wirken sich die Streuteilchen als bewegende Sender aus. Der Streulichtempfänger sieht dann die durch den Dopplereffekt hervorgerufene Frequenzshift oder Dopplerfrequenz [2.1]

$$\Delta f = \frac{\vec{u}(\vec{r} - \vec{s})}{\lambda}. \quad (2.1)$$

Mit den in Abbildung 2.1 eingezeichneten Winkeln Ψ und φ ergibt sich für die Frequenzshift

$$\Delta f = \frac{u}{\lambda} \sin(\varphi + \Psi) + \frac{u}{\lambda} \sin \varphi. \quad (2.2)$$

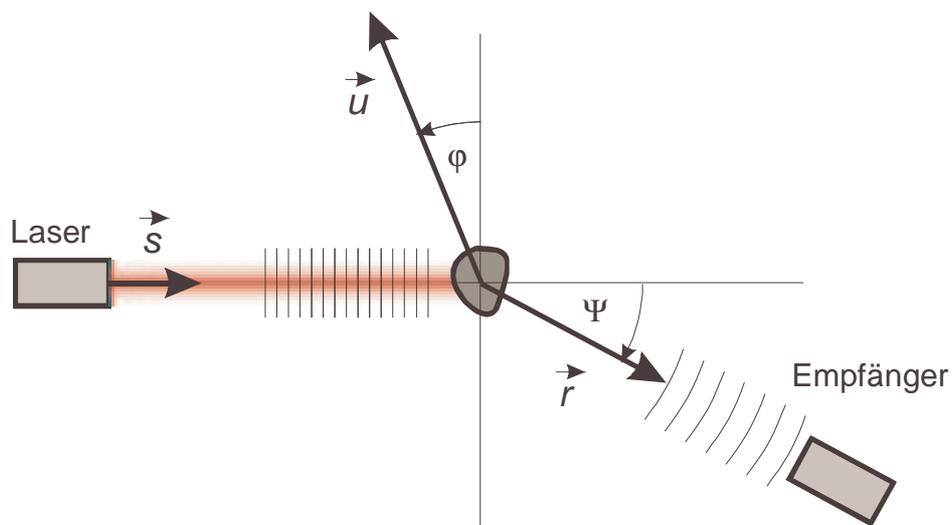


Abbildung 2.1: Doppler Effekt bei einem Laser-Doppler-Anemometer

Gesetzt den Spezialfall $\varphi=0^\circ$ vereinfacht sich obige Gleichung zu

$$\Delta f = \frac{u}{\lambda} \sin \Psi . \quad (2.3)$$

Durch das Messen der Frequenzdifferenz kann bei bekanntem Winkel Ψ und bekannter Wellenlänge λ die Geschwindigkeit u des Streuteilchens berechnet werden. Die Frequenzdifferenz Δf ist gegenüber der verwendeten Laserfrequenz relativ klein und daher schwierig zu messen. Wird das in Abbildung 2.1 veranschaulichte LDA mit einem Nd-YAG-Laser betrieben, dessen Arbeitswellenlänge $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ ist, dann wird bei einer angenommenen Teilchengeschwindigkeit von $u = 1 \text{ m/s}$ der Faktor $u/\lambda_0 = 940 \text{ kHz}$ bei einer Laserfrequenz von $281,8 \text{ THz}$.

Die Frequenz des Dopplerverschobenen Signals $f + \Delta f$ liegt also im Bereich der eigentlichen Lichtfrequenz f . Derartige Frequenzen können nicht mehr diskret detektiert werden und kleinste durch den Dopplereffekt verursachte Frequenzänderungen sind nur schwer auflösbar.

2.2 Das Heterodyning

Eine elegante Methode die Dopplerfrequenz zu messen ist die Überlagerung (Mischung) der Doppler verschobenen Frequenz mit einer zweiten Frequenz (Heterodyning). Anhand eines allgemeinen Überlagerungsbeispiels zweier Wellen E_1 und E_2 mit der selben Ausbreitungsrichtung z für den Zeitpunkt t soll dieser Lösungsansatz erläutert werden.

$$E_1(z, t) = E_{01} \cos(2\pi f_1 t - k_1 z), \quad (2.4)$$

$$E_2(z, t) = E_{02} \cos(2\pi f_2 t - k_2 z) \quad (2.5)$$

mit $f_{1,2}$: Frequenz

$k_{1,2}$: Wellenzahl

Die Gesamtwelle ist

$$E_{\text{Ges}}(z, t) = E_1(z, t) + E_2(z, t). \quad (2.6)$$

Für den einfachen Fall, dass beide Wellen die gleiche Amplitude haben

$$E_{01} = E_{02} = E_0 \quad (2.7)$$

und ein fester Ort $z = 0$ gewählt wird, gilt dann

$$E_{\text{Ges}}(z = 0, t) = E_0(\cos(2\pi f_1 t) + \cos(2\pi f_2 t)). \quad (2.8)$$

Das Additionstheorem für den Kosinus lautet:

$$\cos(\alpha) \cdot \cos(\beta) = \frac{1}{2}(\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)). \quad (2.9)$$

Man kann also schreiben:

$$E_{\text{Ges}}(z = 0, t) = E_0(\cos(2\pi f_1 t) + \cos(2\pi f_2 t)) = 2E_0 \cos((f_1 + f_2)t\pi) \cdot \cos((f_1 - f_2)t\pi). \quad (2.10)$$

Die Gesamtschwingung ist eine Überlagerung von zwei Frequenzen, der Summenfrequenz $(f_1 + f_2)$ und der Differenzfrequenz $(f_1 - f_2)$. Für den Fall sehr kleiner Frequenzunterschiede $(f_1 - f_2) \ll f_1$, wie es bei der Dopplerverschiebung der Fall ist, erhält man eine Schwebung, eine hochfrequente Schwingung, die mit einer langsamen Schwingung moduliert ist. Dieses sogenannte Differenz- oder Schwebungsverfahren ist mit der Modulation aus der Nachrichtentechnik verwandt. Die Signaldetektion erfolgt auf der sensitiven Fläche des Streulichtempfängers. Die Überlagerung beider Streuwellen führt auf der signalwirksamen Fläche der Photodiode zu einer Intensität I [2.2]:

$$I = c \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{\text{Ges}}^2 . \quad (2.11)$$

Aufgrund der periodischen Funktionen E_1 und E_2 wird die Intensität innerhalb einer Schwingungsperiode T zweimal Null [2.2]. Der zeitliche Mittelwert der Intensität ist

$$\bar{I} = \frac{1}{2} c \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{\text{Ges}}^2 . \quad (2.12)$$

In bezug auf die optische Mischung bieten sich zwei Grundprinzipien an. Es kann die Überlagerung zweier Streuwellen ausgewertet werden. Die Streuwellen können durch Streuung an zwei Beleuchtungsstrahlen aus verschiedenen Richtungen erzeugt werden, doch kann auch die Streuwelle nur eines Beleuchtungsstrahls ausgewertet werden, indem entweder mit verschiedenen Detektionsrichtungen gearbeitet wird oder aber die Streuwelle mit einem Referenzstrahl überlagert wird. Hierbei wird die Streuwelle ebenfalls mit einer Welle bekannter Frequenz, einer Referenzfrequenz, auf der sensitiven Empfängerfläche gemischt. Auch für dieses Verfahren sind verschiedene, den Messanforderungen angepasste Variationen denkbar. Anhand eines in der Strömungsmesstechnik häufig verwendeten Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDAs soll das Messprinzip des Differenzverfahrens vorgestellt werden.

2.3 Das Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDA

Bei dem in Abbildung 2.2 dargestellten Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDA wird die Überlagerung zweier Streuwellen von zwei Beleuchtungsstrahlen aus unterschiedlichen Richtungen ausgewertet. Der Strahl eines Lasers wird durch einen Strahlteiler in zwei Partialstrahlen gleicher Intensität aufgeteilt und durch eine Sendelinse mit der Brennweite f_{Linse} in deren Brennpunkt zur Überlagerung gebracht. Ein Partikel, das den Überlappungsbereich beider Laserstrahlen mit einer entsprechenden Strömungsgeschwindigkeit \vec{u} passiert, streut die Wellen von Strahl 1 und Strahl 2. Das Streulicht wird über eine Empfangslinse auf die sensitive Fläche einer Photodiode projiziert. Die Verwendung von Strahlfallen und einer Blende reduziert Störeinflüsse durch Reflexionen.

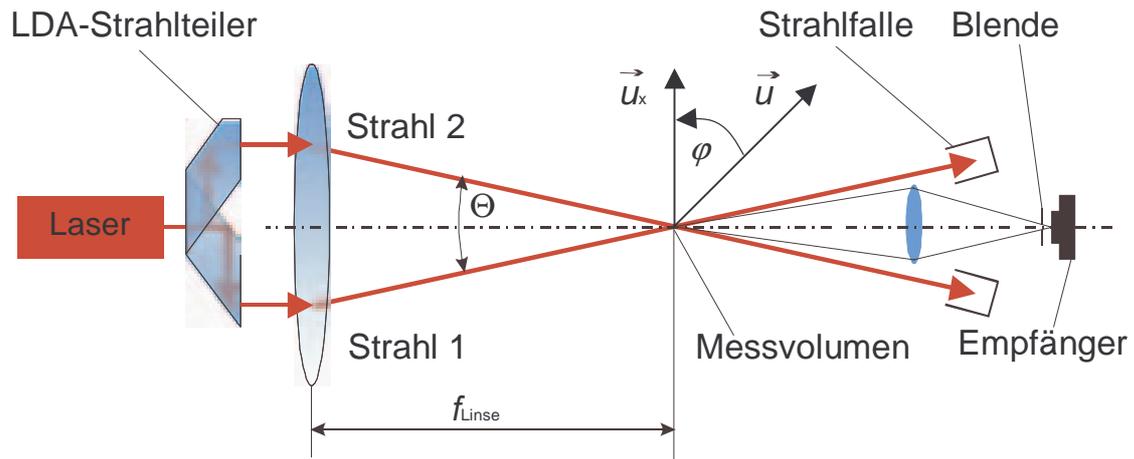


Abbildung 2.2: Prinzip des Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDAs

Auf Grund seiner Bewegung hat das Teilchen unterschiedliche Geschwindigkeitskomponenten bezüglich beider Wellen, sodass das gestreute Licht des Strahls 1 eine unterschiedliche Frequenz f_1 aufweist, als die Frequenz f_2 des gestreuten Lichts des Strahls 2.

Aus Abbildung 2.3 ergibt sich unter Zuhilfenahme der Gleichung 2.1 für die Einheitsvektoren \vec{e}_{s1} und \vec{e}_{s2} :

$$f_1 = f_0 + \frac{\vec{u}(\vec{r} - \vec{e}_{s1})}{\lambda}, \quad (2.13)$$

$$f_2 = f_0 + \frac{\vec{u}(\vec{r} - \vec{e}_{s2})}{\lambda}.$$

Die von der Empfangsdiode empfangene Frequenz f_E ist die Differenzfrequenz $f_2 - f_1$:

$$f_E = f_2 - f_1 = \frac{\vec{u} \cdot (\vec{e}_{s1} - \vec{e}_{s2})}{\lambda}. \quad (2.14)$$

Für den speziellen Fall $\varphi = 0^\circ$ wird daraus

$$f_E = \frac{2u \sin(\theta/2)}{\lambda}. \quad (2.15)$$

Ein wesentlicher Vorteil dieser Anordnung besteht darin, dass die Frequenz des empfangenden Signals unabhängig von der Stellung der Empfänger ist (Gleichung 2.15). Aufgrund dieser Tatsache und dass das Messvolumen durch die Überlagerung der beiden Partialstrahlen klar definiert ist und fest vorliegt, ist diese LDA-Anordnung in der LDA-Messtechnik sehr häufig anzutreffen.

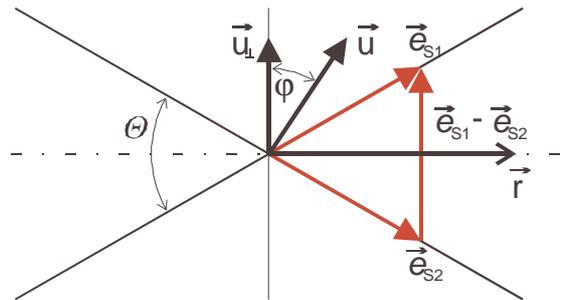


Abbildung 2.3: Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-Verfahren

2.4 Das Interferenzstreifenmodell

Neben der Doppler-Beschreibung kann man in einer vereinfachten Modellvorstellung die Überlagerung des Streulichtes mit einer zweiten Vergleichsfrequenz durch das Interferenzstreifenmodell beschreiben. Dieses Modell postuliert im Messvolumen, dem Ort der Überlagerung von zwei Strahlen, die Entstehung von Interferenzstreifen, deren Abstand d eine Funktion der Wellenlänge λ und des Überlagerungswinkels θ ist.

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} . \quad (2.16)$$

In Abbildung 2.4 sind die Interferenzstreifen als Ergebnis der Überlagerung von zwei Strahlen dargestellt, deren Phasenfronten in dem Bereich der Überlagerung idealer Weise als parallel angenommen werden. Die Interferenzstreifen verlaufen entlang der Winkelhalbierenden des Kreuzungswinkels beider Laserstrahlen.

Bewegt sich ein Teilchen entlang der x-Achse mit der Geschwindigkeit u_x , dann reflektiert es die Hell-Dunkelbereiche des Messvolumens. Die Geschwindigkeit ist

das Verhältnis der zurückgelegten Strecke Δx zu der benötigten Zeit Δt bzw. das Produkt der Strecke mit der Frequenz Δf . Für den zurückgelegten Weg d empfängt der Streulichtempfänger die Frequenz f_E . Diese entspricht der Geschwindigkeitskomponente u_x des Teilchens senkrecht zum Interferenzstreifenmuster.

$$u_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} = d f_E. \quad (2.17)$$

Mit Gleichung 2.16 lässt sich die Gleichung 2.17 wieder in die Gleichung 2.15 überführen. Der Interferenzstreifenabstand d ist eine wesentliche Größe in der Laser-Doppler-Anemometrie. Im weiteren Verlauf (Kapitel 5 und 6) wird das Interferenzstreifenmodell zur Veranschaulichung des hier vorgestellten Liniensensors nochmals aufgegriffen werden.

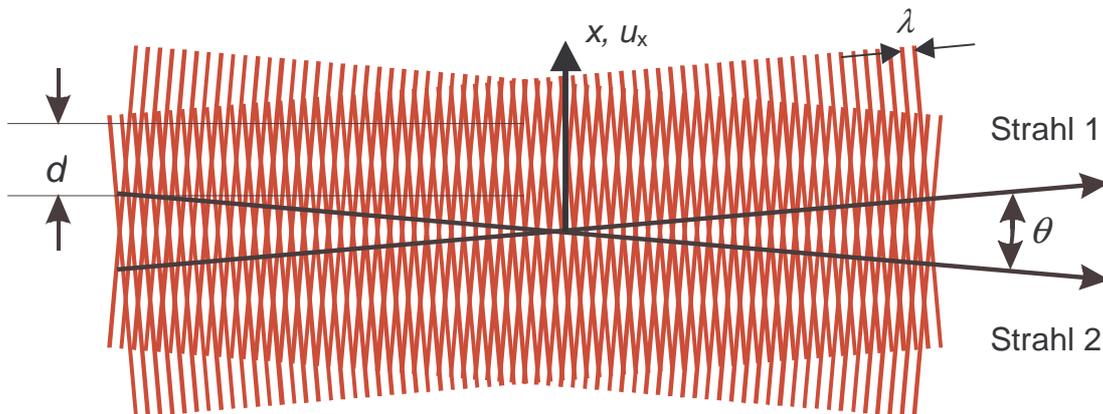


Abbildung 2.4: Ableitung des Interferenzstreifenmodells in der Laser-Doppler-Anemometrie. Überlagerung von zwei Beleuchtungsstrahlen.

2.5 Das LDA-Messvolumen

Das Messvolumen eines LDAs ist der Bereich, aus dem für den Streulichtempfänger auswertbare Streulichtsignale bezüglich der Geschwindigkeit des Tracerpartikels detektiert werden können. Dabei macht es keinen Unterschied, ob ein Schnittvolumen zweier Laserstrahlen, wie es für das hier vorgestellte Zwei-

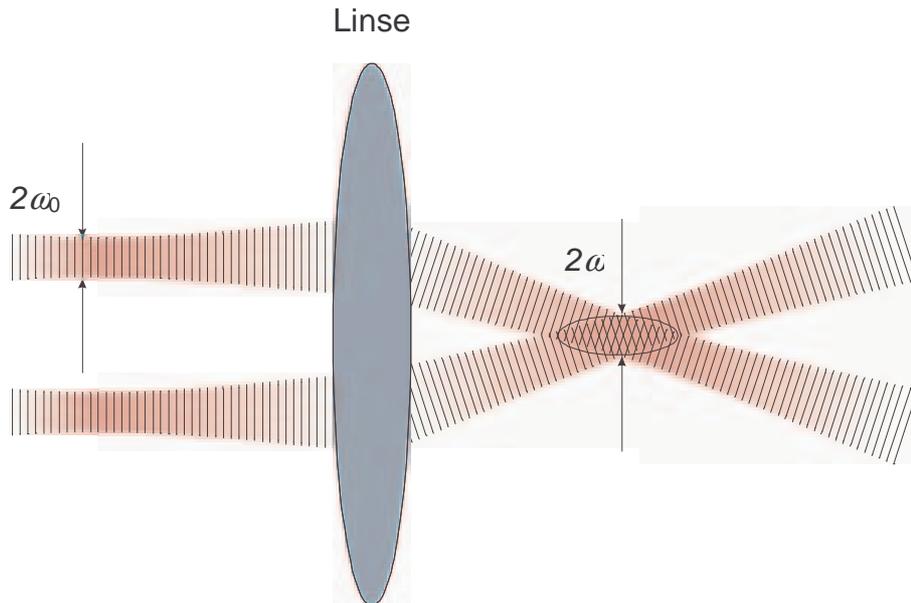


Abbildung 2.5: Messvolumen des Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDAs.

beleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDA zutrifft, existiert, oder nicht. Es spielt weiterhin keine Rolle ob ein Interferenzfeld am Ort der Lichtstreuung real in Form von Energiedichteschwankungen nachweisbar ist oder ob es einen virtuellen Charakter aus Sicht des Empfängers besitzt, wie es bei dem Referenzstrahlensystem (Abschnitt 2.7) des nachfolgen vorgestellten Liniensensor zutrifft.

Die Messvolumenform des in Abbildung 2.5 dargestellten Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDAs ist aufgrund der Gaußförmigen Intensitätsverteilung der verwendeten fokussierten Laserstrahlen ein rotationssymmetrischer Ellipsoid. In der Laser-Doppler-Anemometrie ist es üblich die räumlichen Abmessungen des Messvolumens bezüglich des e^{-2} -Abfalls der Intensität der Interferenz zu definieren [2.1, S.88]. Die Maße des Ellipsoiden, der in Abbildung 2.6 vergrößert dargestellt ist, sind:

$$a = \frac{\omega}{\cos(\vartheta/2)}, \quad b = \omega, \quad c = \frac{\omega}{\sin(\vartheta/2)}. \quad (2.18)$$

ϑ ist der Schnittwinkel beider Laserstrahlen und ω ist der Lasertailenradius im Messbereich. Dieser ist abhängig von der Brennweite der verwendeten Linse f_{Linse} , der Wellenlänge λ und dem Strahlradius ω_0 des Laserstrahls vor der Linse und es gilt

für die Abbildung eines Gaußschen Strahls durch eine dünne Linse (Die „Dicke“ der Linse ist gegenüber den Krümmungsradien vernachlässigbar klein):

$$\omega = \frac{\lambda \cdot f_{\text{Linse}}}{\pi \omega_0} . \quad (2.19)$$

Das Messvolumen kann durch Variieren des Strahlabstandes vor der Sendelinse (Änderung des Schnittwinkels θ) und durch Strahlaufweitung in seiner Länge und Breite beeinflusst werden. Die Messvolumen-Länge und -Breite herkömmlicher Differenz-LDAs liegt in der Größenordnung von einigen 100 μm . Mit derartig kleinen Messvolumina ist eine quasi punktförmige Messung der Strömungsgeschwindigkeit und somit bei einer Traversierung des Messvolumens eine Erstellung des Strömungsprofils mit hoher Auflösung möglich.

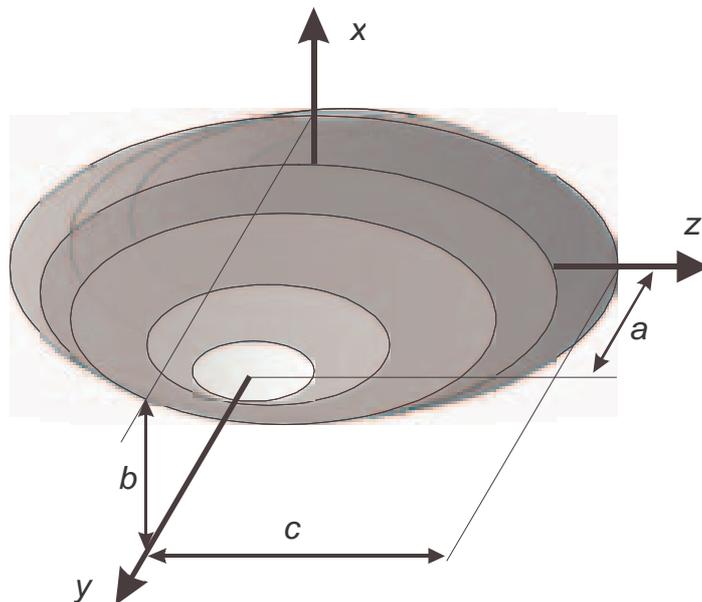


Abbildung 2.6: Das Messvolumenform des Zwei-beleuchtungsstrahl-Zwei-streustrahl-LDAs hat die Form eines rotationssymmetrischen Ellipsoids.

2.6 Geschwindigkeitsprofilmessung mittels LDA

Zur Erstellung von Geschwindigkeitsprofilen beispielsweise in Rohrleitungen wird das Messvolumen schrittweise entlang der Rohrdiagonalen bewegt und je Messpunkt eine Mittelung vorgenommen. Durch eine Strahlaufweitung und mit Hilfe von großen Schnittwinkeln können die Messvolumengrößen reduziert werden, wodurch eine höhere Auflösung erreicht wird und Geschwindigkeitsprofilmessungen an Grenzschichten vorgenommen werden können.

Mit dem nachfolgend vorgestellten Referenzstrahl-LDA wird ein gänzlich anderer Ansatz zur Erstellung von Geschwindigkeitsprofilen vorgestellt ohne eine Traversierung vornehmen zu müssen. Anstatt mit kleinen Messvolumina zu arbeiten wird die Messvolumengröße verlängert. Durch eine Phasendifferenzmessung von zwei Streulichtempfängern kann auf den Ort des Streuteilchens innerhalb des Messvolumens geschlossen werden, sodass eine orts aufgelöste Geschwindigkeitsmessung entlang des ganzen Messvolumens möglich ist.

2.7 Referenzstrahlanordnung

Die zuvor vorgestellte Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDA-Anordnung lässt sich, wie in Abbildung 2.7 dargestellt, durch das Umsetzen des Streulichtempfängers aus der Position 1, in einen der beiden Strahlen, Position 2, in eine Referenzstrahlanordnung umwandeln. Man spricht in diesem Fall von einem Referenzstrahl LDA mit gekreuzten Strahlen. Bei der LDA-Referenzstrahlanordnung erfolgt die optische Mischung durch die Überlagerung des Streulichtes aus dem Beleuchtungsstrahl (E_2) mit dem Licht des Referenzstrahls (E_1). Die optische Mischung ist aber auch durch ein separat geführten Referenzstrahl möglich, was z.B. mit Hilfe von Glasfasern erfolgen kann (Kapitel 5).

Anhand der hier schematisch dargestellten Referenzstrahlkonfiguration mit einem Beleuchtungsstrahl und einem Referenzstrahl sollen die auf der sensitiven Fläche des Streulichtempfängers auftreffenden möglichen Streulichtwellen, die zur Geschwindigkeitsbestimmung herangezogen werden können, explizit beschrieben werden.

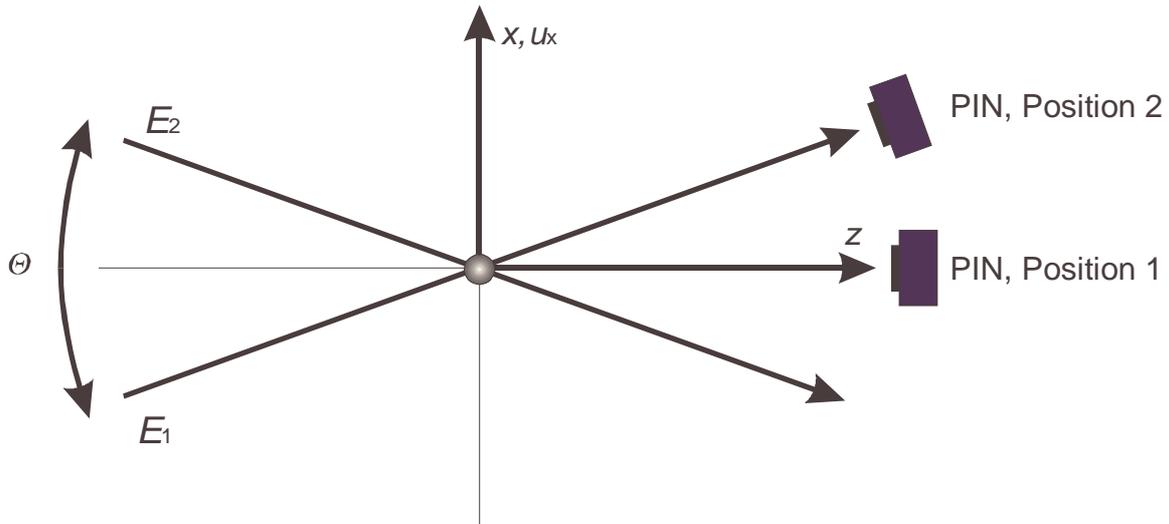


Abbildung 2.7: Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDA in Differenz (Pos. 1) und Referenzstrahl-Anordnung (Pos.2).

Das dargestellte Streuteilchen mit der Geschwindigkeit u_x generiert auf seiner Bahn durch die beiden Strahlen, die sich unter dem Winkel θ schneiden und deren Feldstärke E_1 und E_2 ist, zwei Streulichtwellen.

Eine Streuwelle mit der Feldstärke E_{S1} wird durch die Lichtstreuung an dem Strahl 1 und eine weitere Streuwelle mit der Feldstärke E_{S2} durch die Lichtstreuung an dem Strahl 2 gebildet. Daraus folgt mit der Gleichung (2.12)

$$\langle I \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 c (E_1 + E_{S1} + E_{S2}) \cdot (E_1^* + E_{S1}^* + E_{S2}^*). \quad (2.20)$$

Ausmultipliziert wird daraus:

$$\langle I \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \left(\begin{aligned} &E_1 E_1^* + E_1 E_{S1}^* + E_1 E_{S2}^* + E_{S1} E_1^* + E_{S1} E_{S1}^* \\ &+ E_{S1} E_{S2}^* + E_{S2} E_1^* + E_{S2} E_{S1}^* + E_{S2} E_{S2}^* \end{aligned} \right). \quad (2.21)$$

Das von dem Empfänger aufgenommene Signal setzt sich aus den folgenden vier Anteilen zusammen:

1. Gleichanteil:

$$\langle I_{\text{Gleich}} \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c (E_1 E_1^* + E_{S1} E_{S1}^* + E_{S2} E_{S2}^*). \quad (2.22)$$

2. Extinktionsanteil:

$$\langle I_{\text{Ex}} \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c (E_1 E_{S1}^* + E_{S1} E_1^*). \quad (2.23)$$

3. Wechselanteil aus der Überlagerung des Partialstrahls 1 mit der Streuwelle des Partialstrahls 2:

$$\langle I_{AC1} \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c (E_1 E_{S2}^* + E_{S2} E_1^*). \quad (2.24)$$

4. Wechselanteil aus der Überlagerung der beiden Streuwellen:

$$\langle I_{AC2} \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c (E_{S1} E_{S2}^* + E_{S2} E_{S1}^*). \quad (2.25)$$

Die Information über die Dopplerfrequenz ist nur in den beiden Wechselanteilen enthalten. Je nach Grundprinzip der optischen Mischung wird einer der beiden Wechselanteile verwendet. Wird im Fall eines Referenzstrahl-LDAs nur ein Beleuchtungsstrahl verwendet, so beschreibt Gleichung (2.24) die Intensität des Streulichtwechselanteils am Empfänger. Der Wechselanteil der Gleichung (2.25), der bei dem oben vorgestellten Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-LDA den Wechselanteil bestimmt, ist aufgrund der größeren Intensität des Referenzstrahls im Vergleich zu dem Beleuchtungsstrahl zu vernachlässigen.

2.7.1 Signalbildung der Referenzstrahlanordnung

Das Dopplersignal des Referenzstrahl-LDAs entsteht nach Gleichung 2.24, aus der Überlagerung der Feldstärke \vec{E}_R des direkt auf den Empfänger fallenden Laserstrahls (Referenzstrahl) mit der Feldstärke \vec{E}_S des aus dem zweiten Laserstrahl (Beleuchtungsstrahl) gestreuten Lichtes (Streustrahl). Im Ergebnis der Überlagerung

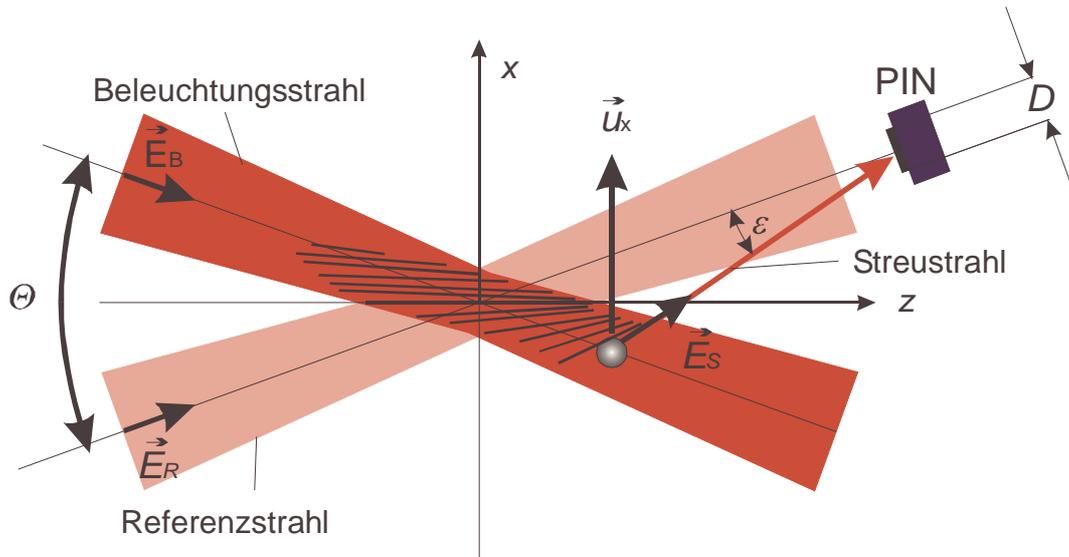


Abbildung 2.8: Strahlgeometrie eines Referenzstrahl-LDAs.

der signalbildenden Feldstärken auf der Empfängeroberfläche ergibt sich das Messvolumen aus der Sicht des Empfängers in Form eines „virtuellen Interferenzfeldes“, in Abbildung 2.8 eingezeichnet, entlang der Strahlachse des Beleuchtungsstrahls. Die Generierung des Schwebungssignals nach Gleichung (2.24), das durch die Photodiode gemessen wird, hängt von mehreren Faktoren ab, die hier nachfolgend zusammenhängend dargelegt werden sollen. Der Einfachheit halber werden ebene Wellen angenommen.

Die Dopplersignale entstehen durch die Überlagerung der Feldstärke

$$E_R = E_{R0} \cos(2\pi ft - \vec{k}_R \vec{r}) \quad (2.26)$$

des direkt auf die sensitive Fläche mit dem Durchmesser D der Diode fallenden Laserstrahls (Referenzstrahl) mit der Feldstärke

$$E_S = E_{S0} \cos(2\pi(f + \Delta f)t - \vec{k}_S \vec{r} + \varphi(t)) \quad (2.27)$$

des aus dem Beleuchtungsstrahl gestreuten Streustrahls (f = Frequenz der Strahlung, \vec{k} = Wellenvektor, $|\vec{k}| = 2\pi / \lambda$).

Kapitel 2: Laser-Doppler-Anemometrie

Zur einfacheren Berechnung bei der Überlagerung dieser beiden Wellen wird anstatt mittels der Additionstheoreme von Sinus und Kosinus (2.9) die komplexe Schreibweise verwendet und es gilt:

$$E_R = E_{R0} e^{j(2\pi ft - \vec{k}_R \vec{r})}, \quad (2.28)$$

$$E_S = E_{S0} e^{j(2\pi(f+\Delta f)t - \vec{k}_S \vec{r} + \varphi(t))}, \quad (2.29)$$

$$E_{Ges} = E_{R0} e^{j(2\pi ft - \vec{k}_R \vec{r})} + E_{S0} e^{j(2\pi(f+\Delta f)t - \vec{k}_S \vec{r} + \varphi(t))} = e^{j2\pi ft} \left(E_{R0} e^{-j\vec{k}_R \vec{r}} + E_{S0} e^{j(2\pi \cdot \Delta f \cdot t - \vec{k}_S \vec{r} + \varphi(t))} \right). \quad (2.30)$$

Die Intensität I der Welle auf der sensitiven Fläche des Photoempfängers ist proportional zum Quadrat der Gesamtfeldstärke:

$$I = c \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{Ges}^2 = c \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{Ges} E_{Ges}^*, \Leftrightarrow \quad (2.31)$$

$$\frac{I}{c \cdot \varepsilon_0} = e^{j2\pi ft} \left(E_{R0} e^{-j\vec{k}_R \vec{r}} + E_{S0} e^{j(2\pi \Delta f t - \vec{k}_S \vec{r} + \varphi(t))} \right) e^{-j2\pi ft} \left(E_{R0} e^{j\vec{k}_R \vec{r}} + E_{S0} e^{-j(2\pi \Delta f t - \vec{k}_S \vec{r} + \varphi(t))} \right) \quad (2.32)$$

Weiter umgeformt wird daraus

$$I = c \cdot \varepsilon_0 \left(E_{R0}^2 + E_{S0}^2 + 2E_{R0} E_{S0} \cos(2\pi \Delta f t - \vec{r}(\vec{k}_S - \vec{k}_R) + \varphi(t)) \right). \quad (2.33)$$

Der zeitliche Mittelwert lautet

$$\langle I \rangle = c \cdot \varepsilon_0 \left(\frac{(E_{R0}^2 + E_{S0}^2)}{2} + E_{R0} E_{S0} \cos(2\pi \Delta f t - \vec{r}(\vec{k}_S - \vec{k}_R) + \varphi(t)) \right). \quad (2.34)$$

Der erste Term von Gl. (2.34) führt zu einem DC-Anteil des durch die Photodiode generierten Photostroms I_{DC} . Dieser führt zu einem Offset und enthält keine Information über die Geschwindigkeit. Der zweite Term stellt das eigentliche Signal dar. Er enthält die gewünschte Dopplerfrequenz Δf und erlaubt damit (Gleichung 2.4) die Bestimmung der Geschwindigkeitskomponente \vec{u}_x . Dieser Term ist nur unter den nachfolgend diskutierten Randbedingungen auswertbar:

- 1) Die Phasendifferenz $\varphi(t)$ darf nicht schwanken, da es sonst zu einem Auswaschen des Signals kommt (zeitliche Kohärenz).
- 2) Die Differenz der Wellenvektoren $\vec{k}_R - \vec{k}_S$ muss klein sein, da sonst ein Kosinusbild der Intensitätsverteilung des Wechselanteils auf der Photodiode entsteht, das sich über die beleuchtete Fläche der Diode integriert, wegmittelt. (Die Bedingung für räumliche Kohärenz muss eingehalten werden).
- 3) Der Gleichstromanteil darf die Photodiode nicht übersättigen

Punkt 1: Kohärenzzeit und Kohärenzlänge

Um Rauscheinflüsse zu minimieren, ist für den Liniensensor ein wellenlängenstabilisierter, transversal und longitudinal einmodiger Nd-YAG-Ringlasers (Lightwave, Series 122) mit kleinen Emissionslinienbreiten eingesetzt worden. Laut Hersteller wird für die Frequenzstabilität eine Linienbreite $\Delta f \leq 5 \text{ kHz/msec}$ angegeben. Für die Kohärenzzeit Δt_{koh} bzw. die Kohärenzlänge l_{koh} bedeutet das im angegebenen Zeitintervall:

$$\Delta t_{\text{koh}} = \frac{1}{\Delta f} \approx 0,2 \text{ ms}, \quad l_{\text{koh}} = c \Delta t \approx 60 \text{ km}. \quad (2.35)$$

Die optischen Weglängen in den hier vorgestellten Versuchsaufbauten liegen in der Größenordnung von einigen Metern. Es kann demnach immer hinreichende zeitliche Kohärenz vorausgesetzt werden, so dass Punkt 1) nicht weiter untersucht wird.

Punkt 2: Räumliche Kohärenz

In Abschnitt 2.3 wurde das Interferenzstreifenmodell bei einem Zwei-Beleuchtungsstrahl-Zwei-Streustrahl-LDA vorgestellt. In diesem Abschnitt ist die Entstehung des virtuellen Interferenzstreifensystems bei einem Referenzstrahl-LDA aus der Sicht des Streulichtempfängers entlang der Strahlachse des Beleuchtungsstrahls erläutert worden. Ein idealer punktförmiger Empfänger würde dieses Streifensystem über die gesamte Ausdehnung des Beleuchtungsstrahls detektieren. Für einen realen Empfänger (Abbildung 2.9) ist die Integration über der ganzen Empfängerfläche mit

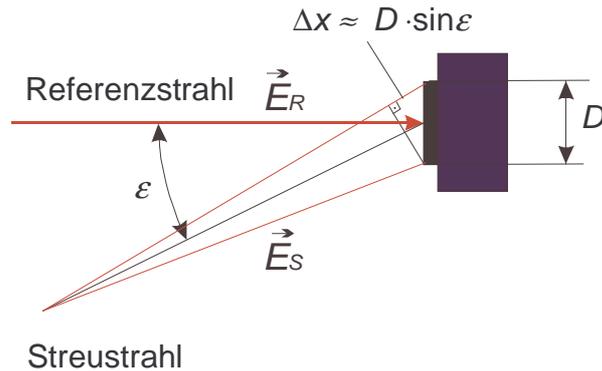


Abbildung 2.9: Kohärenzbedingung für den Streulichtempfänger.

dem Durchmesser D zu berücksichtigen. In Abhängigkeit von der Apertur des Empfängers und der Position des Streuteilchens können Streuwelle und Referenzwelle einen Winkel ε einschließen. Je weiter der Winkel wird, um einen Liniensensor mit großem Messvolumen zu erhalten, um so größer wird der Gangunterschied zwischen dem Streulicht und dem Referenzlicht. Ist der Gangunterschied kleiner als eine halbe Wellenlänge, so kann der Kohärenzwinkel ε_K als Funktion der Wellenlänge λ und des Durchmessers der Empfängerapertur D wie folgt angegeben werden [2.3, Chapter 4.4].

$$D \cdot \sin(\varepsilon_K) \leq \frac{\lambda}{2}, \quad (2.36)$$

$$\Rightarrow \varepsilon_K \leq \arcsin\left(\frac{\lambda}{2D}\right).$$

Größere Winkel zwischen Referenz- und Streuwelle führen zu konstruktiven und destruktiven Interferenzen mit Bereichen hoher Intensität (I_{\max}) und Bereichen geringer Intensität, (I_{\min}) über der Empfängeroberfläche. Der Winkel abhängige Streifenabstand $\Delta s(\varepsilon)$ dieses Interferenzstreifensystems kann mit der Gleichung 2.16 angegeben werden:

$$s(\varepsilon) = \frac{\lambda}{2 \sin(\varepsilon/2)}. \quad (2.37)$$

Für sehr kleine Winkel ε ist der Streifenabstand $\Delta s(\varepsilon) \gg D$. Die Diode kann den Intensitätsschwankungen mit einem hohen Kontrast folgen [2.3, Visibility Factor,

S.196] und infolgedessen mit einem hohen Modulationsgrad $m \sim 1$, der sich aus der AC-Amplitude dividiert durch den DC-Anteil des Diodenstroms i zusammensetzt, wahrnehmen.

$$m = \frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} = \frac{\text{AC - Amplitude}}{\text{DC - Amplitude}}. \quad (2.38)$$

Mit zunehmendem ε wird der Streifenabstand kleiner und die Interferenzerscheinung auf der integrierenden sensitiven Fläche der Diode beeinflussen das Streulichtsignal negativ. Abbildung 2.10 stellt das Streifensystem für zwei verschiedene Winkel ε dar. Infolge der Interferenzerscheinung kommt es zu einem „Verwaschen“ des Signals. Ist der Streifenabstand gleich der Kantenlänge eines quadratischen Streulichtempfängers, kommt es zu einer ersten Auslöschung. In diesem Fall nimmt die integrierende Fläche eine immer gleich bleibende Intensität war.

Für ein Verhältnis von

$$\frac{D}{\Delta s} = 1,22 \quad (2.39)$$

nimmt ein kreisrunder Empfänger kein Wechselsignal auf, d.h. der Modulationsgrad hat den Wert 0 [2.3, Chapter 8.8].

Mit den Gleichungen 2.37 und 2.39 lässt sich ein maximaler Grenzwinkel ε_G angeben, bei dem es zu einer Auslöschung kommt:

$$\varepsilon_G \leq 2 \arcsin \left(1,22 \frac{\lambda}{2D} \right). \quad (2.40)$$

Die Größe des Messvolumens wird hier also maßgeblich durch den Akzeptanzkegel des realen Empfängers mit einer endlich großen Apertur bestimmt.

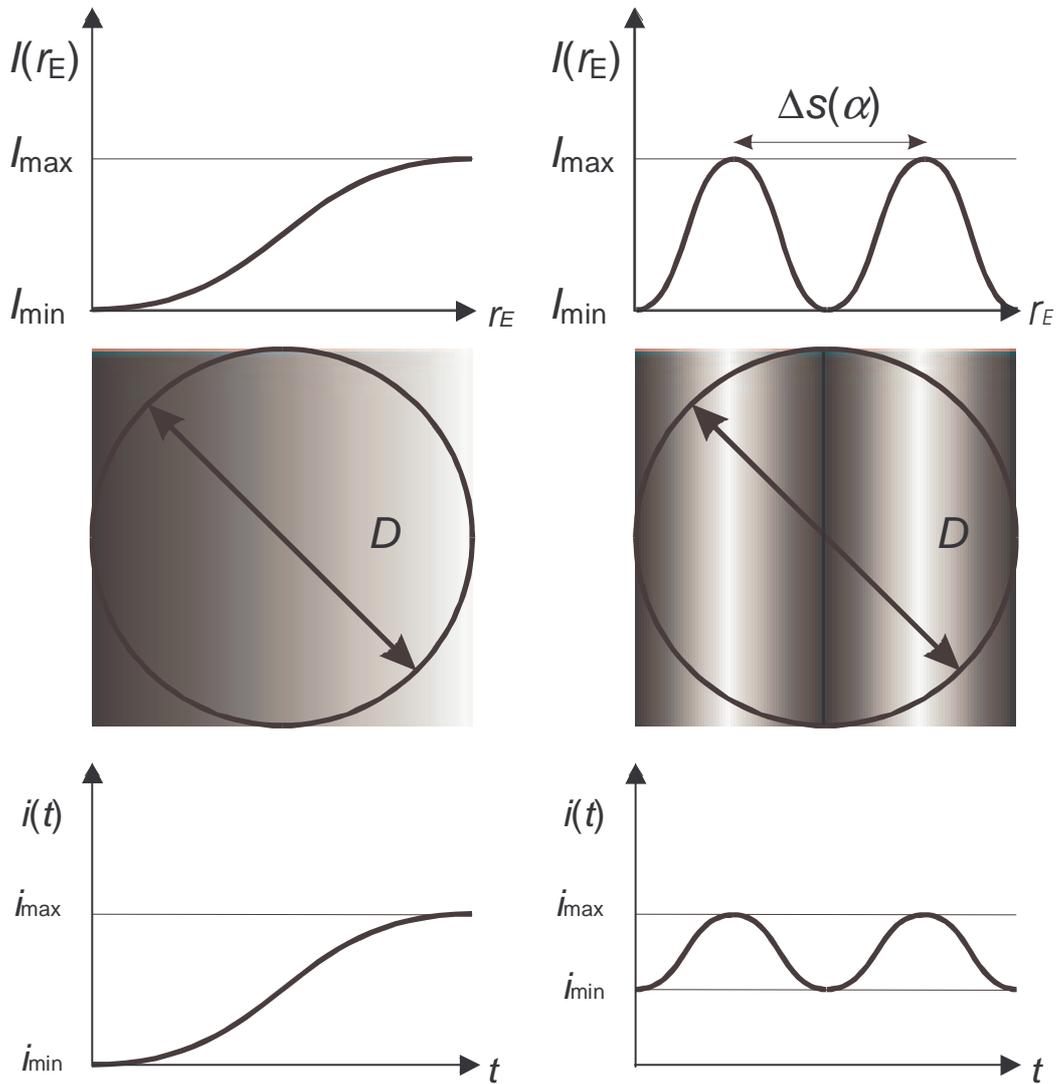


Abbildung 2.10: Intensitätsverteilung des Wechselanteils auf der Empfängerfläche einer Diode.

Wird für den Liniensensor ein größeres Messvolumen und somit ein größerer Öffnungswinkel benötigt, muss darauf geachtet werden, dass die Bedingung der räumlichen Kohärenz eingehalten wird. Große Öffnungswinkel des Streulichtempfängers können nur durch eine Verringerung des Streulichtempfängerdurchmessers erreicht werden.

Punkt 3: Der Streulichtempfänger

Der Gleichstromanteil ist bei der Streulichtdetektion unerwünscht. Je nach Art des Photodetektors, diese befinden sich direkt im Referenzstrahl, wird die Sättigungsgrenze schon bei relativ kleinen Laserleistungen erreicht. Eine Erhöhung des Signals verstärkt zwar den Wechselanteil (Gleichung 2.34) doch ist eine Steigerung der Laserleistung für die vorgestellte Referenzstrahlanordnung nur begrenzt möglich, da die Sättigung der Photodioden eine obere Grenze für das erreichbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis setzt .

2.7.2 Ortsauflösung innerhalb des Messvolumens des Referenzstrahl-LDAs

Zusätzlich zur Geschwindigkeit der Streuteilchen kann bei der LDA-Referenzstrahl-Anordnungen auch noch der Durchtrittsort \vec{z}_2 innerhalb des Beleuchtungsstrahls in Abbildung 2.11 bestimmt werden. Das ist auf der Basis einer Messung der räumlichen Frequenz (Ortsfrequenz) des Interferenzfeldes in der Ebene senkrecht zur Strahlachse des Referenzstrahls mit Hilfe eines weiteren Empfängers möglich [3.1]. Die Ortsfrequenz kann indirekt durch eine Phasendifferenzmessung zwischen den Dopplersignalen beider Empfänger ermittelt werden.

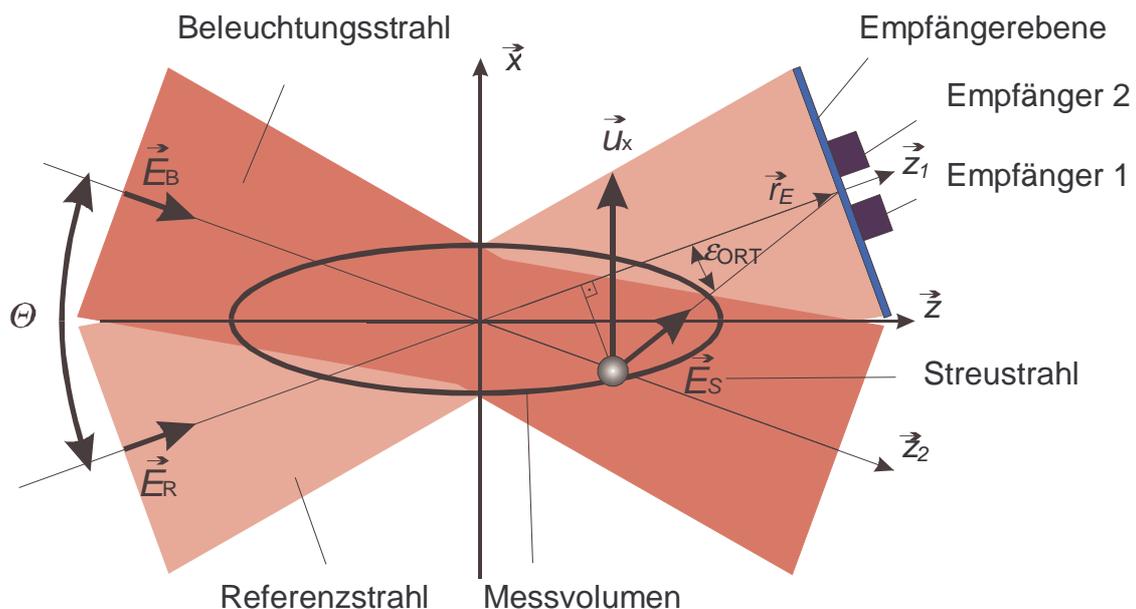


Abbildung 2.11: Zweiempfängeranordnung zur Messung der Phasendifferenz.

In Abhängigkeit vom Durchtrittsort des Streuteilchens durch das Messvolumen schließen Streustrahl und Referenzstrahl bei der Überlagerung auf der Empfängerfläche im Abstand \bar{r}_E (Empfängerebene) einen Winkel ε_{ORT} ein (siehe Abbildung 2.11). Dieser Winkel führt auf der Empfängerebene zu einer ortsabhängigen Phasenlage Φ der Interferenz. Für eine Phasenänderung $\Delta\Phi = 2\pi$ zwischen zwei Punkten mit dem Abstand x_E kann aus Abbildung 2.12 das Verhältnis

$$\frac{\Delta\Phi}{2\pi} = \frac{x_E}{\Delta s} \quad (2.41)$$

bestimmt werden. Δs ist der Abstand der Interferenzstreifen in Richtung v .

$$\Delta s = \frac{\lambda}{2\sin(\varepsilon_{\text{ORT}}/2)} \quad (2.42)$$

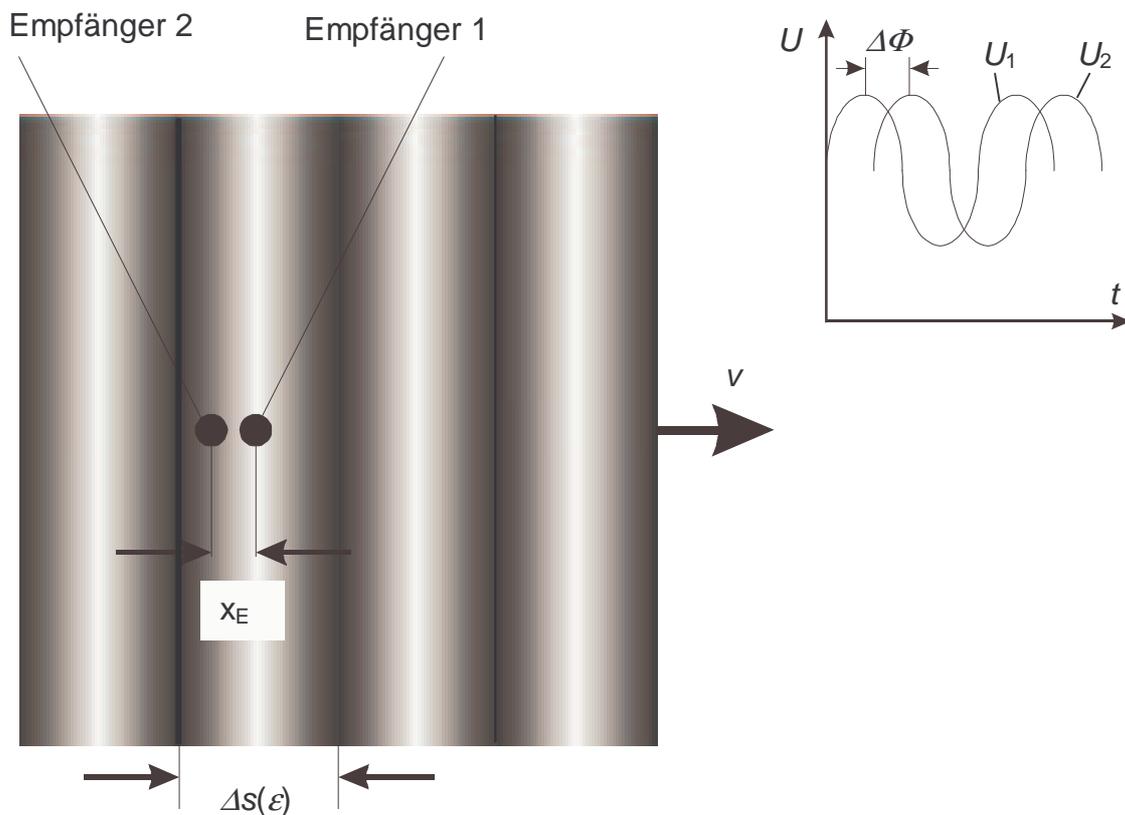


Abbildung 2.12: Phasendifferenzmessung mit zwei Streulichtempfängern zur Ortsbestimmung. Die gemessenen Spannungsverläufe U_1 und U_2 sind aufgrund des Abstandes x_E phasenverschoben.

Aus dem in Abbildung 2.11 schematisch dargestellten Referenzstrahl LDA mit zwei Streulichtempfängern kann der Winkel ε_{ORT} bestimmt werden:

$$\tan(\varepsilon_{\text{ORT}}) = \frac{z_2 \sin(\theta)}{r_E - z_2 \cos(\theta)}. \quad (2.43)$$

Aus Gleichung 2.41 und 2.42 folgt:

$$\Delta s = \frac{2\pi}{\Delta\Phi} x_E = \frac{\lambda}{2\sin(\varepsilon_{\text{ORT}}/2)} \quad (2.44)$$

$$\Rightarrow \sin(\varepsilon_{\text{ORT}}/2) = \frac{\lambda \cdot \Delta\Phi}{4\pi \cdot x_E} \Leftrightarrow \varepsilon_{\text{ORT}} = 2\arcsin\left(\frac{\lambda \cdot \Delta\Phi}{4\pi \cdot x_E}\right). \quad (2.45)$$

Aus Gleichung (2.43) folgt:

$$\begin{aligned} r_E \tan(\varepsilon_{\text{ORT}}) - z_2 \cos(\theta) \tan(\varepsilon_{\text{ORT}}) &= z_2 \sin(\theta) \\ \Leftrightarrow r_E \tan(\varepsilon_{\text{ORT}}) &= z_2 (\sin(\theta) + \cos(\theta) \tan(\varepsilon_{\text{ORT}})) \\ \Leftrightarrow z_2 &= \frac{r_E \tan(\varepsilon_{\text{ORT}})}{\sin(\theta) + \cos(\theta) \tan(\varepsilon_{\text{ORT}})} = \frac{r_E \sin(\varepsilon_{\text{ORT}})}{\cos(\varepsilon_{\text{ORT}}) (\sin(\theta) + \cos(\theta) \tan(\varepsilon_{\text{ORT}}))} \\ &= \frac{r_E \sin(\varepsilon_{\text{ORT}})}{\cos(\varepsilon_{\text{ORT}}) \sin(\theta) + \cos(\theta) \sin(\varepsilon_{\text{ORT}})} = \frac{r_E \sin(\varepsilon_{\text{ORT}})}{\sin(\theta + \varepsilon_{\text{ORT}})}. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Mit (2.45) wird Gleichung (2.46) für $\varepsilon_{\text{ORT}} \ll \theta$ und $\varepsilon_{\text{ORT}} \ll 1$ und $(\sin(\varepsilon_{\text{ORT}}) \approx \varepsilon_{\text{ORT}} \approx \arcsin(\varepsilon_{\text{ORT}}))$ zu

$$z_2 \approx \frac{r_E \varepsilon_{\text{ORT}}}{\sin(\theta)} = \frac{\lambda \cdot r_E}{2\pi x_E \cdot \sin(\theta)} \Delta\Phi. \quad (2.47)$$

Bezogen auf die z-Achse:

$$\Delta z \approx \frac{\lambda \cdot r_E \cdot \cos(\theta/2)}{2\pi x_E \cdot \sin(\theta)} \Delta\Phi. \quad (2.48)$$

Durch die Messung der Phasendifferenz $\Delta\Phi$, kann der relative Versatz Δz der Streuteilchen, die sich durch das Messvolumen bewegen entlang der Z-Achse gemessen werden, wodurch zusätzlich zur Geschwindigkeit nun auch die Ortsbestimmung des Streuteilchens bestimmt werden kann. Es lassen sich mit der Zweiempfängeranordnung somit Geschwindigkeitsprofile innerhalb des Messvolumens aufnehmen ohne eine Traversierung vornehmen zu müssen. Die Größenordnung der Messvolumina bei der hier vorgestellten LDA-Konfiguration liegt bei einigen 100 μm und ist beispielsweise geeignet Strömungsprofile an Grenzschichten zu untersuchen. Bei räumlich ausgedehnteren Anwendungen aber sind diesem Prinzip Grenzen gesetzt, da der Winkels ε_{ORT} , der durch den Streustrahl und den Referenzstrahl aufgespannt wird, durch die Kohärenzbedingung nicht beliebig aufgeweitet werden kann ohne dass die Streulichtempfängerflächen beider Sensoren verkleinert werden müssten, was wiederum mit einer Reduzierung der Empfindlichkeit verbunden wäre.

Der im nachfolgenden Kapitel vorgestellte Liniensensor bedient sich der hier beschriebenen Ortsbestimmung bei gleichzeitig stark verlängerter Messvolumenlänge. Durch die Verwendung von Glasfasern als Streulichtempfänger, deren lichtleitender Kerndurchmesser nur einige Mikrometer groß ist, kann ein deutlich größerer Winkel ε_{ORT} aufgespannt und somit eine drastische Verlängerung des Messvolumens erzielt werden.

Kapitel 3

Der Liniensensor

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Grundlagen der LDA-Technik und speziell im Hinblick auf den Liniensensor die LDA-Referenzstrahl-Anordnung vorgestellt worden sind, mit der bei einer Zweiempfängeranordnung eine orts aufgelöste Geschwindigkeitsmessung durchführbar ist, soll hier das Liniensensorprinzip ausführlich vorgestellt werden. Zunächst wird die Vergrößerung des Referenzstrahl-Messvolumens beschrieben, mit dem später entlang des gesamten Radius einer Rohrleitung die Strömungsgeschwindigkeit von Streuteilchen messbar ist. Dazu gehört die Beschaffenheit des Beleuchtungsstrahls, dessen Strahldurchmesser exakt an die Messaufgabe im Rohr angepasst werden muss und die aufgrund der räumlichen Kohärenz notwendige Reduzierung der sensitiven Fläche des LDA-Streulichtdetektors, damit ein genügend großer Empfangskegel zur Detektion von Streulicht aufgespannt werden kann. Aufgrund der kleinen Empfangsaperturen wird eine Einmodenfaser als Streulichtempfänger vorgestellt, die sich durch die sehr kleinen Empfangsaperturen besonders zur Bildung eines großen Streulichtempfangskegels für das benötigte lange Messvolumen eignet. Nachdem das Sensorprinzip erläutert worden ist, wird die Messanordnung zur Durchflussmessung in einem Rohrstück vorgestellt. Abschließend wird eine Mehrempfängeranordnung mit zwei Streulichtempfangsfasern basierend auf der in Kapitel 2.4 geschilderten Phasendifferenzmessung präsentiert, mit der neben der Geschwindigkeit des Streuteilchens gleichzeitig der Ort innerhalb des Messvolumens bestimmt werden kann. Diese Anordnung ermöglicht - ohne eine Traversierung vornehmen zu müssen - eine Geschwindigkeitsprofilmessung entlang des gesamten Rohrradius.

3.1 Erzeugung eines langen Messvolumens

Der Liniensensor ist speziell für die Anwendung in Rohrleitungen entwickelt worden. Er basiert auf der in Kapitel 2.7 vorgestellte Referenzstrahltechnik. Das Messvolumen wird durch den Beleuchtungsstrahl und dem Öffnungswinkel des Streulichtempfängers aufgespannt. Das gestreute und Doppler-verschobene Licht eines durch das Messvolumen strömenden Teilchens mit der Geschwindigkeit u wird innerhalb des Empfangskegels erfasst, und anschließend mit einem Teil des Laserstrahls, dem Referenzstrahl überlagert. Abbildung (3.1) zeigt die Installation eines konventionellen Referenzstrahl LDAs an eine Rohrleitung. Sowohl der Beleuchtungsstrahl als auch der Referenzstrahl werden durch Fenster in das Rohr fokussiert. Der Empfänger befindet sich in dem im Vergleich zum Beleuchtungsstrahl optisch schwächeren Referenzstrahl. Das Streulicht und das Licht des Referenzstrahls werden wie in Kapitel 2.7.1 angesprochen auf der sensitiven Fläche überlagert. Bei diesem Überlagerungsprozess entsteht das in Gleichung 2.34 vorgestellte Schwebungssignal, dessen Dopplerverschiebung Δf ausgewertet werden kann.

Die Größe des Messvolumens des in Abbildung 3.1 dargestellten LDAs ist der Bereich, aus dem Signale von der Photodiode empfangen werden können. In radialer Richtung des Beleuchtungsstrahls wird dieser Bereich durch den exponentiellen Abfall der Feldstärke des Gaußförmigen Beleuchtungsstrahls bestimmt. In

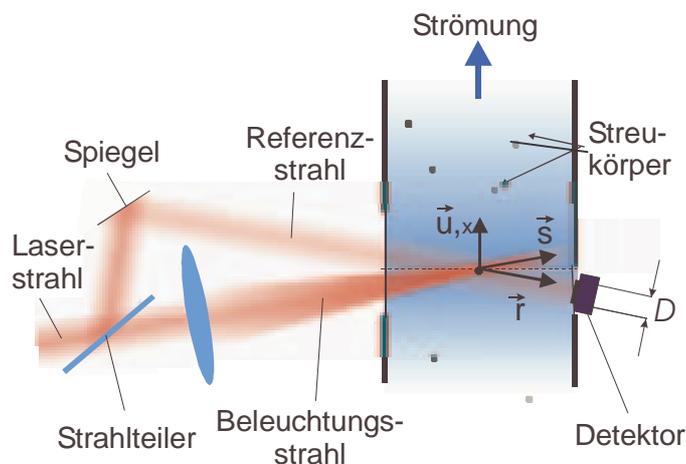


Abbildung 3.1 Referenzstrahl LDA mit linienförmigen Messvolumen.

Kapitel 3: Der Liniensensor

transversaler Richtung des Beleuchtungsstrahls ist der Feldstärkeabfall dagegen bei hinreichend großen Lasertailen zu vernachlässigen. In dieser Richtung wird der Messbereich dadurch begrenzt, dass die räumliche Kohärenz (Kapitel 2.7.1) bei zunehmender Entfernung des Streuteilchens vom Kreuzpunkt beider Strahlen abnimmt.

Soll die Geschwindigkeit über den halben Rohrdurchmesser ($\varnothing = 200 \text{ mm}$) erfasst werden ohne eine Traversierung des Messvolumens vornehmen zu müssen, muss das Messvolumen auf eine Länge von 100 mm gestreckt werden. Im Vergleich zu konventionellen LDAs müssen mit der sensitiven Fläche des Empfängers bei derartig großen Messvolumen Streulichtsignale aus einem sehr viel größeren Raumwinkel von der Rohrwand bis zur Rohrmitte erfasst werden. In Kapitel 2.7.1 wird darauf hingewiesen, dass die räumliche Kohärenz zwischen Referenzstrahl und Beleuchtungsstrahl bei zunehmender Ausdehnung abnimmt. Für den in Abbildung 3.1 dargestellten Anwendungsfall wird ein Öffnungswinkel $\varepsilon_{\max} \sim 17^\circ$ benötigt. Bei einer Betriebswellenlänge $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ (Nd-YAG-Ringlaser) darf der Durchmesser des an der Rohrwand installierten LDA-Streulichtempfängers nach Gleichung 2.40 nur etwa $4 \mu\text{m}$ betragen. Realisierbar wäre dieser Aufbau mit einer Avalanche Photodiode mit vorgeseztem Pinhole [3.1].

Mit der Verkleinerung der Empfängerfläche geht aber auch eine Reduzierung der empfangenen Streulichtmenge einher. Um dennoch eine genügend hohe Streulichtmenge zu erhalten, kann die Energie des Beleuchtungsstrahls erhöht werden. Aufgrund der benötigten Form des Beleuchtungsstrahls (in Kapitel 3.4 wird darauf noch näher eingegangen) werden dafür aber sehr hohe Beleuchtungsstärken notwendig. Weil sich für den oben beschriebenen Anwendungsfall die Sensorfläche bis auf wenige μm verkleinert hat, lässt sich der Streulichtempfänger durch die Verwendung von Glasfasern, speziell Einmodenfasern, realisieren. Die benötigte kleine Empfängerfläche liegt im Bereich des Modenfelddurchmessers von Einmodenfasern für den verwendeten Wellenlängenbereich.

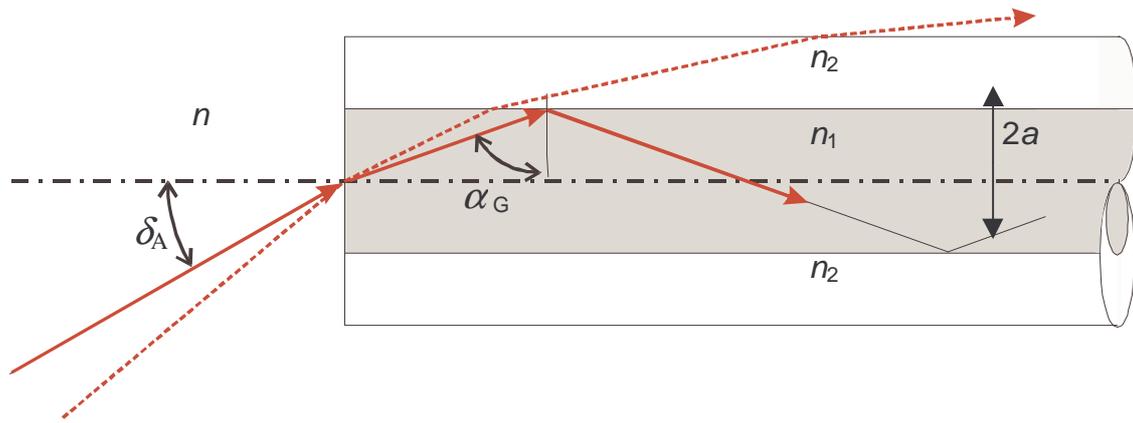
Die Verwendung der Glasfasertechnik hat gegenüber den konventionellen Techniken Vorteile. Die Glasfasern sind sehr robust, sind für elektro-magnetische Felder

unempfindlich und nehmen sehr wenig Platz ein, so dass sich die Fasern leicht in einen geschlossenen Messaufbau integrieren lassen. Durch die Verwendung von Faserkopplern kann der Referenzstrahl, der in konventionellen Referenz-LDAs zusätzlich zum Beleuchtungsstrahl in das Fluid fokussiert werden muss, ebenfalls mit dem Streulicht überlagert werden. Dadurch braucht nur noch ein Laserstrahl als Beleuchtungsstrahl in das zu messende Fluid fokussiert werden, wodurch sich der Messaufbau vereinfacht.

Der entscheidende Vorteil durch die Verwendung von Einmodenfasern liegt in der Nutzung der aus der Nachrichtentechnik stammenden hoch entwickelten Faserverstärkertechnik. Das von der Faser geführte Licht kann mit Hilfe von Faserverstärkern für Kleinsignale im nW-Bereich mit Verstärkungen bis zu 40 dB im Pegel angehoben werden. Durch die Verwendung von Faserverstärkern, die der Empfangsfaser nachgeschaltet sind, kann das sehr schwache Streulicht optisch aufbereitet werden und nach der Verstärkung mit dem Referenzsignal überlagert werden. Im Kapitel 4 wird die Technik des verwendeten Faserverstärkers vorgestellt. Im Folgenden sollen die zum Verständnis der Streulichteinkopplung in die Faser notwendigen Formeln eingeführt werden um anschließend die Bildung des Messvolumens des Liniensensors mit Empfangsfasern vorzustellen.

3.2 Die Glasfasern als Streulichtempfänger

Die zur Streulichtdetektion eingesetzten Fasern sind Stufenindex-Fasern. In Abbildung 3.2 ist ein Querschnitt durch die zylinderförmige Faser dargestellt. Durch das Einbringen von Dotierungsstoffen, wie Phosphoroxid, Germaniumoxid, Boroxid und Aluminiumoxid, um nur die wichtigsten zu nennen, kann der Brechungsindex des Quarzglas verändert werden und ein radiales Brechzahlprofil erzeugt werden. Bei der Herstellung sind Stufen- und parabolförmige Brechzahlprofile durchführbar. In Abbildung 3.2 ist eine Stufenindexfaser dargestellt. Der Kern der Faser (core) hat eine höhere Brechzahl als der Mantel (coating) $n_1 > n_2$. Eine wichtige Größe insbesondere für die Einkopplung des Streulichtes in die Faser ist der Akzeptanzwinkel δ_A , der größtmögliche Winkel, damit gerade noch Wellenführung existiert. Wird für Lichtstrahlen der Winkel δ_A überschritten, kommt es im Kernbereich



n	Brechzahl außerhalb der Faser
α_G	Grenzwinkel der Totalreflexion
δ_A	Akzeptanzwinkel
a	Kernradius

Abbildung 3.2: Stufenprofilfaser mit Kernbereich (Brechzahl n_1) und Mantelbereich (Brechzahl n_2).

nicht mehr zur Totalreflexion an der Grenzschicht zwischen Kern und Mantel, und die Lichtwellen werden in den Mantelbereich gebrochen. Sie verlassen entweder den Mantel oder pendeln im Mantel, wo sie zunehmend gedämpft werden.

Aus dem Brechungsgesetz von Snellius und aus der Grenzbedingung der Totalreflexion folgt:

$$n \sin \delta_A = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_G} = n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}. \quad (3.1)$$

Das Produkt aus der Brechzahl n außerhalb der Faser mit dem Sinus des Akzeptanzwinkels δ nennt man numerische Apertur NA , mit obiger Gleichung folgt:

$$NA = n \sin \delta_A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (3.2)$$

Treffen Streulichtstrahlen innerhalb der numerischen Apertur NA auf die Stirnfläche der Faser, werden diese je nach Einfallswinkel auf unterschiedlich langen Wegen durch die Faser transportiert. Aufgrund der Welleneigenschaft des Lichtes ist nicht bei jedem Einfallswinkel $< \delta_A$ eine Ausbreitung möglich. Infolge der unterschiedlichen

Weglängen können sich durch Interferenzen Lichtwellen auslöschen, verstärken und abschwächen. Für eine bestimmte Wellenlänge gibt es eine diskrete Zahl von Winkeln, bei denen ein Weitertransport in der Faser statt findet. Im Kernbereich der Faser ergeben sich Lösungen, die durch die Besselfunktionen [3.2] beschrieben werden können. Die möglichen Lösungen oder Schwingungsformen, die ausbreitungsfähig sind, nennt man Eigenwellen oder Moden. Man spricht von LP_{mn} -Moden, wobei m die Umfangsordnung und n die radiale Ordnung beschreibt. Abbildung 3.3 zeigt Modenbilder der Lichtintensität auf der Faserstirnfläche. Dargestellt ist der Bereich der Kern-Mantelgrenzfläche.

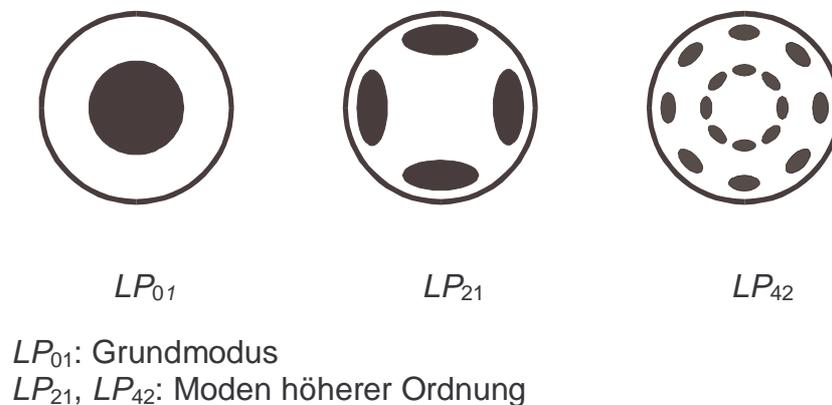


Abbildung 3.3: Modenfelder auf der Faserstirnfläche.

Es gibt Moden höherer Ordnung, deren Einfallswinkel nahe δ_A ist und Moden niedriger Ordnung, die nahezu parallel die Faser durchlaufen können. Aufgrund der unterschiedlichen Weglängen kommt es bei Fasern, die mehrere Moden führen können, zur sogenannten Modendispersion. Das eingekoppelte mehrmodige Signal wird auf dem Weg durch die Faser in die Länge gezogen. Je größer der Weg innerhalb der Faser, umso stärker wirkt sich die Modendispersion auf das Signal aus. Fasern, die das Licht mehrmodig (multimode) führen, eignen sich daher nicht als Streulichtempfänger bei Referenzstrahlverfahren, da aufgrund der Modendispersion die Kohärenzbedingung verletzt wird. Nur wenn alles Streulicht, das von der Faser eingefangen werden kann, die selbe Weglänge zurücklegt, also einmodig (single-mode) geführt wird, bleibt die Kohärenz des Streulichtes erhalten und es kann eine anschließende Überlagerung (Interferenz) mit dem Referenzsignal durchgeführt werden.

3.3 Die Einmodenfaser als Streulichtempfänger

Die Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden hängt von der Beschaffenheit der Faser, der numerischen Apertur NA , dem Kernradius a und von der verwendeten Wellenlänge λ ab. Diese Größen werden zusammengefasst im Strukturparameter V (auch normierte Frequenz oder V-Parameter genannt) [3.3].

$$V = \frac{2 a NA}{\lambda}. \quad (3.3)$$

Für $V \leq 2,405$ erhält man schließlich eine Faser, die nur noch einen einzigen Modus führt, eine Einmodenfaser. Das Licht wird wie für den Streulichtempfang benötigt nur noch über einen Weg durch die Faser geführt. Die Kohärenz des Streulichtes bleibt aufgrund der gleichen Weglängen innerhalb der Faser erhalten. Die Einmodenfaser kann somit als LDA-Streulichtempfänger eingesetzt werden.

Die radiale optische Leistungsverteilung innerhalb der Einmodenfaser ist in Abbildung 3.4 aufgetragen und kann durch eine Gaußfunktion approximiert werden [3.4]:

$$P(r) = P_0 \cdot e^{-2 \left(\frac{r}{\omega_{0,F}} \right)^2}. \quad (3.4)$$

Der die Breite der Gaußkurve charakterisierende Parameter $\omega_{0,F}$ wird als Gauß'scher Modenfeldradius oder Fleckradius bezeichnet und ist ein Maß für die radiale Ausdehnung in der Faser. Bei der genauen Betrachtung der Abbildung 3.4 fällt auf, dass die Ausdehnung des Fleckradius nicht an der Kern-Mantel-Grenze endet, sondern Ausläufer der Gaußfunktion in Gleichung 3.4 in den Mantel hineinragen. Obwohl das vom Kern geführte Licht nach dem Modell der Totalreflexion an der Kern-Mantel-Grenze nach Gleichung 3.1 strahlenoptisch gesehen gar nicht in den Mantel eindringen dürfte, existiert dennoch eine reale abklingende optische Leistungskomponente. Im wellenoptischen Modell endet das elektromagnetische Feld nicht abrupt an der Kern-Mantel-Grenze, sondern erstreckt sich bis in den Mantelbereich. Man bezeichnet diese Felder als evaneszente Felder bzw.

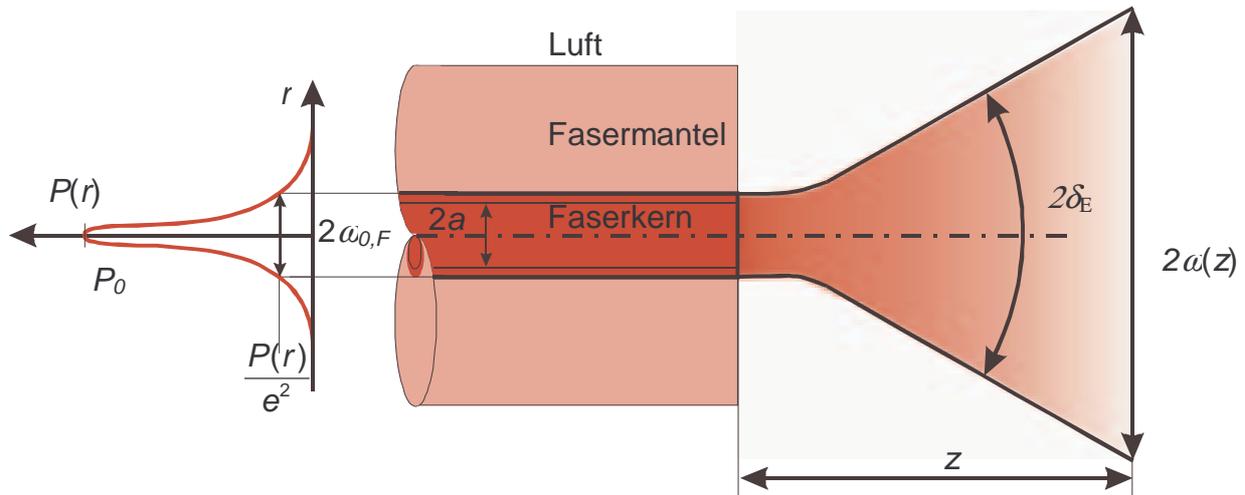


Abbildung 3.4: Gaußsche Strahlweite $\alpha(z)$ und Abstrahlwinkel δ_E einer Einmodenfaser und räumliche Verteilung des von der Einmodenfaser geführten Lichtes; optische Leistung $P(r)$ als Funktion des Faseradius r .

evaneszente Intensitäten (evanescent: abklingend). Für das Verhältnis zwischen dem vom Hersteller angegebenen Kernradius a und dem Modenfeldradius $\omega_{0,F}$ gilt bei Stufenprofilfasern nach [3.5, Gln. 4.51]:

$$\frac{\omega_{0,F}}{a} \approx 0,65 + 1,62 \cdot V^{-3/2} + 2,88 \cdot V^{-6}. \quad (3.5)$$

Bei einer Einmodenfaser mit $V=2,405$ ergibt sich für den Strahlradius $\omega_{0,F} \approx 1,1a$.

Bei dem Übergang des optischen Feldes von der Faser in ein nichtführendes Medium (z.B. Luft) wird der Divergenzwinkel δ aufgespannt, der sich nach dem Gauß'schen Modell aus der Wellenlänge λ und dem Fleckradius $\omega_{0,F}$ ergibt [3.6, Gln. 7.6]:

$$\delta = \arctan\left(\frac{\lambda}{n \cdot \omega_{0,F}}\right) \quad (3.6)$$

(n ist die Brechzahl des Mediums außerhalb der Faser).

Durch die Verwendung der Einmodenfaser als Streulichtempfänger wird der Kohärenzwinkel $2\vartheta_K$ (Gleichung 2.36) des Photoempfängers in Abbildung 2.9 durch den Gauß'schen Akzeptanzwinkel 2δ der Faser ersetzt.

Wird die hier vorgestellte Einmodenfaser als Streulichtempfänger in einem Referenz-LDA eingesetzt, dann besteht die Möglichkeit das Streulicht mit einem Faserkoppler zu überlagern. Dazu wird das Referenzsignal ebenfalls in eine Einmodenfaser eingekoppelt und mit dem Referenzsignal durch einen Faserkoppler überlagert. Somit kann auf den Referenzfreistrahler verzichtet werden und der Aufbau des Sensors vereinfacht sich erheblich.

3.4 Realisierung des linienförmigen Messvolumens mit einer Empfangsfaser

Der Aufbau des Liniensensors mit einer Empfangsfaser ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Strahltaile ω_0 des Gauß'schen Beleuchtungsstrahls (stark vergrößert dargestellt) befindet sich an der linken Rohrwand. Das Messvolumen, der Bereich der Überlagerung des Beleuchtungsstrahls mit dem Empfangskegel, deckt die ganze linke Rohrhälfte ab. Für die Untersuchungen an Rohrleitungen ist eine Stufenindexfaser ($NA = 0,15$, $\omega_{0F} \approx 3 \mu\text{m}$) in einem Winkel von $\sim 8^\circ$ zum Laserstrahl in der gegenüberliegenden Wand angebracht. Der Öffnungswinkel 2δ beträgt nach Gleichung 3.6 etwa 13° . Nur Licht, welches innerhalb dieses Öffnungswinkels auf die Faserstirnfläche trifft, wird eingekoppelt und kann empfangen werden. Der durch den Öffnungswinkel aufgespannte Empfangskegel ist blau hervorgehoben.

Der Tailenradius ω_0 des Beleuchtungsstrahls ist so gewählt worden, dass der Strahlradius ω in der Mitte des Rohres mit dem Rohrradius $r = 100\text{mm}$ gerade $2\omega_0$ ist. In diesem Fall kann von einer annähernd gleichbleibenden Streulichtleistung zwischen Wand und Rohrmitte bezüglich des gegenüberliegenden Empfängers ausgegangen werden, d.h. der Intensitätsverlust des sich zur Rohrmitte verbreiterten Strahls wird gerade durch den verringerten Abstand zur Empfangsfaser kompensiert.

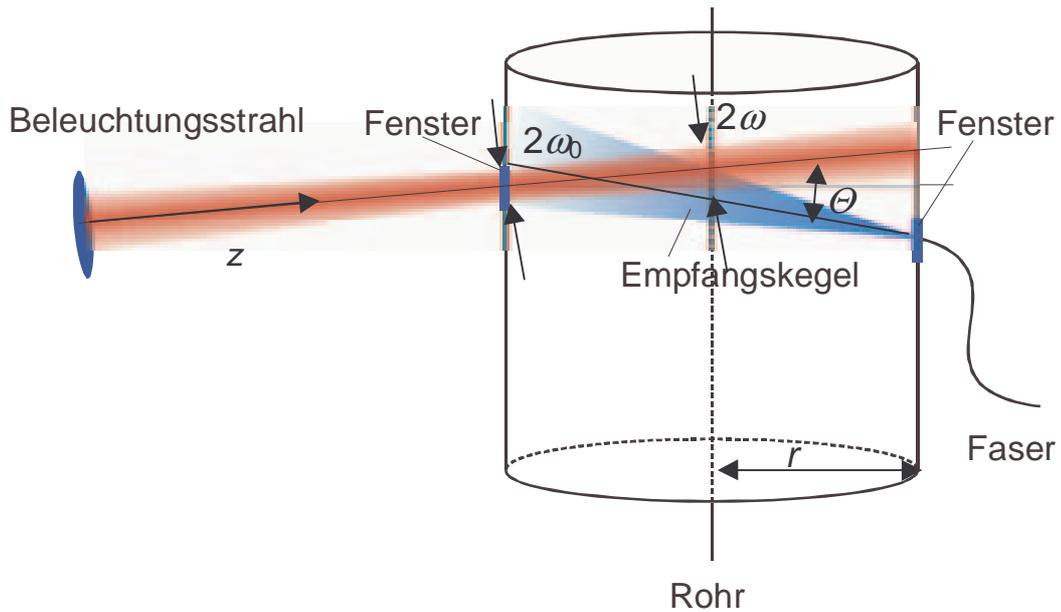


Abbildung 3.5: Installation des Liniensensors in einem Rohr.

Die Abnahme des Strahlradius ω ($1/e^2$ -Abfall der Feldstärke) auf der z -Achse Gaußscher Strahlen wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2} . \quad (3.7)$$

Dabei ist

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (3.8)$$

der sogenannte Konfokalparameter, ω_0 der Strahlradius im Brennpunkt $z = 0$ mm und λ die Wellenlänge des Laserlichtes.

Mit der Bedingung, dass die Taille an der Rohrwand $z = 0$ mm liegen und der Beleuchtungsstrahl in der Rohrmitte den doppelten Taillendurchmesser haben soll

$$\omega(z = 100\text{mm}) = 2\omega_0 , \quad (3.9)$$

folgt aus den Gleichungen 3.4 und 3.5:

$$\omega_0 \approx 140 \text{ m.} \quad (3.10)$$

Die Bündelung des Beleuchtungsstrahls mit der Taille $2\omega_L$ durch eine Linse mit der Brennweite $f'=200$ mm wird näherungsweise durch

$$\omega_0 \approx \frac{\lambda}{\pi\omega_L} f' \quad (3.11)$$

beschrieben. Für die folgenden Messungen ist ein Laserstrahldurchmesser $2\omega_L$ von etwa 1 mm gewählt worden. In Abschnitt 5 präsentierte Messergebnisse zeigen für den eingestellten Laserstrahldurchmesser eine nahezu konstante Intensität der empfangenen Streulichtsignale aus allen Bereichen des Messvolumens.

3.5 Streifendispersion

Der Streuwinkel α , unter dem die Streulichtsignale erfasst werden können, ist im Referenzverfahren eine Funktion vom Ort z_2 innerhalb des Messvolumens und somit ist auch die Dopplerfrequenz Δf bei konstanter Geschwindigkeit u eine Funktion des Ortes z_2 . Bleibt diese Ortsabhängigkeit unberücksichtigt, entsteht hierbei eine systematische Abweichung. Dieser Sachverhalt kann als Streifendispersion bezeichnet werden, da diese Ortsabhängigkeit im Streifenmodell ein sich ändernder Streifenabstand entspricht. Abbildung 2.8 zeigt das vom Empfänger gesehene „virtuelle Interferenzfeld“ für ein Referenzstrahl LDA. Die ortsabhängige Frequenzänderung verursacht hier eine Verzerrung des Streifensystems.

Die Einflüsse der Streuwinkeländerung können als Funktion des Winkels α aus der Beziehung aus Gleichung 2.1:

$$\Delta f = \frac{\vec{u}(\vec{r} - \vec{s})}{\lambda} = \frac{2}{\lambda} \vec{u} \sin\left(\frac{\Theta + \alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (3.12)$$

abgeleitet werden. Für das Zentrum des Messvolumens ($\alpha = 0^\circ$), siehe Abbildung 3.6, ergibt sich die für die Differenzstrahlanordnung bekannte Beziehung in Gleichung 2.15.

Diese Frequenzänderung kann durch eine entsprechende Kalibrierung berücksichtigt werden. Ein Streukörper mit konstanter Geschwindigkeit wird durch das Messvolumen bewegt und die Dopplerfrequenz Δf in Abhängigkeit des Ortes z bestimmt. Das Erstellen einer solchen Kalibrierkurve wird in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellt.

Um die Auswirkung der vom Streuwinkel abhängigen Abweichungen der Dopplerfrequenz bei Durchflussmessungen einer notwendigen Kalibrierung klein zu halten, ist der Winkel des Beleuchtungsstrahls durch das Rohr auf etwa 5° eingestellt worden. Für diesen Fall stimmt die messbare Geschwindigkeitskomponente mit der wahren Strömungsrichtung bei etwa $\frac{1}{4} \varnothing_{\text{Rohr}}$ überein und die Abweichungen mitteln sich heraus.

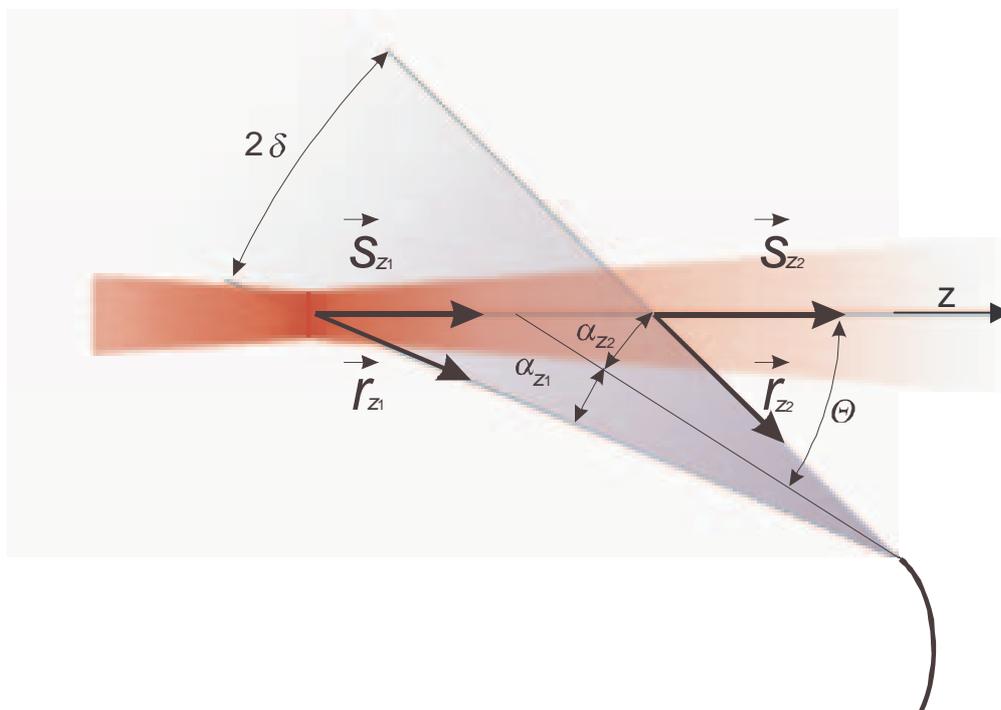


Abbildung 3.6: Einfluss des Streuwinkels α auf die Dopplerfrequenz.

3.6 Mehrempfängeranordnung

Um die Messung von Geschwindigkeitsprofilen stationärer Strömungen in Rohrleitungen ohne eine Traversierung des Messvolumens zu ermöglichen sind zwei Bedingungen zu erfüllen. Zum einen muss ein ausreichend großes Messvolumen erzeugt werden und zum anderen muss die lokale Position eines mit der Strömung mitgeführten Streuteilchens erfasst werden.

Bei einem Faserempfänger mit nur einer Empfangsfaser ist nur eine Integration der Strömungsgeschwindigkeit über den Weg möglich, ähnlich wie die der Ultraschallverfahren. Für eine Profilmessung jedoch ist es notwendig, die Position des Strahldurchtritts der Streuteilchen zu erhalten.

Die zur Herleitung der Signalbildung auf der sensitiven Fläche des Referenzstrahl LDAs vorgestellten Gleichungen aus Kapitel 2.7.2 ermöglichen eine Ortsbestimmung des Streuteilchens innerhalb des Messvolumens (in z-Richtung). Auf der Basis einer Messung der räumlichen Frequenz (der Ortsfrequenz) des (imaginären) Interferenzfeldes in einer Ebene senkrecht zur Strahlachse des Referenzstrahls. Diese Ortsfrequenz kann indirekt durch eine Phasendifferenzmessung zwischen den Doppler-Signalen von mindestens zwei Empfängern mit unterschiedlichen x_E -Koordinaten im Referenzstrahl erfolgen.

$$x_E = 2r \sin\left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right). \quad (3.13)$$

Hierfür wird neben der Empfangsfaser $F1$ eine zusätzliche Empfangsfaser $F2$ verwendet (Abbildung 3.7). $F2$ wird nahe $F1$ angebracht, so dass beide Sensoren zwei virtuelle Streifensysteme „sehen“, die leicht zueinander geneigt sind.

Ist der Winkel $\theta = \theta_1 - \theta_2$ zwischen den beiden Empfangsfasern klein, ist der Frequenzunterschied der Dopplerdifferenzfrequenz gering und der Ort z des Streuteilchendurchtritts entlang der z-Achse kann aus der gemessenen Phasendifferenz $\Delta\Phi$ beider Empfängersignale nach Gleichung 2.48 bestimmt werden

$$z(\Delta\Phi) \approx \frac{\lambda \cdot \cos(\theta/2)}{4\pi \cdot \sin(\varepsilon/2) \cdot \sin(\theta)} \Delta\Phi. \quad (3.14)$$

Soll die Messvolumenlänge in einem Rohr 100 mm sein und die Neigung gerade einen Streifenabstand betragen, so darf der zweite Faserempfänger gegenüber dem ersten nur um $x_E = 10 \mu\text{m}$ versetzt sein. Aufgrund der Manteldurchmesser von 125 μm beider verwendeten Fasern ist dies nicht möglich. Allerdings lässt sich der Abstand x_E durch einen vertikalen Versatz einstellen. Das ist bei Fasern mit einem Manteldurchmesser von 125 μm durch eine Positionierung außerhalb der Strahl- und Empfängerebene (vertikaler Versatz) möglich. Anhand des in Abbildung 3.8 dargestellten FC-Steckers mit zwei aneinander liegenden Einmodenfasern kann der vertikale Versatz realisiert werden. Durch das Verdrehen des Steckers um den Winkel $\varphi \approx 4,6^\circ$ kann ein vertikale Versatz von $x_E = 10 \mu\text{m}$ eingestellt werden. Die von den beiden Faserkernen empfangenen LDA-Signale zeigen dann im betrachteten Messvolumen eine Phasendifferenz von etwa $\pm 180^\circ$ zueinander. Wie in Abbildung 3.7 gezeigt, liegen im Außenbereich der Messvolumen dann die gestrichelten virtuellen Streifen gerade zwischen den ungestrichelten. Je nach Signalqualität kann mit einer Phasenkorrelationsrechnung der Phasenversatz mit einer Auflösung bis zu 1° ausgewertet werden. Bei einer Messvolumenlänge von 100 mm erhält man damit etwa 300 Messstellen, d.h. die Ortsauflösung liegt bei etwa 0,3 mm. Die Auswertung des Messortes ist für die Messung von Profilen wichtig, da bei dem extrem langen Messvolumen der Streuwinkel und damit auch der virtuelle

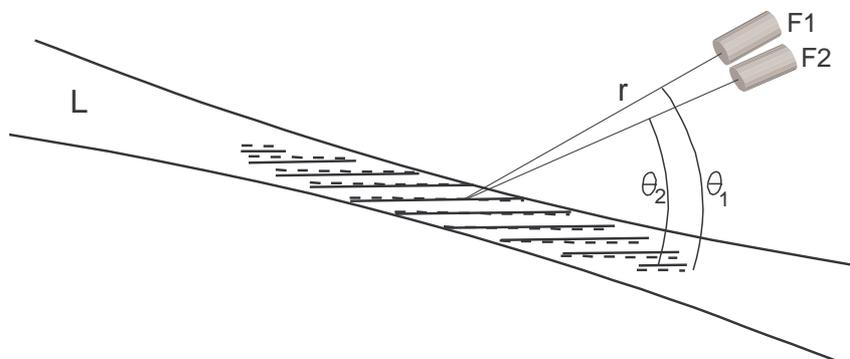


Abbildung 3.7: Zwei virtuelle Streifensysteme des Durchflusssensors mit zwei Empfängern.

Kapitel 3: Der Liniensensor

Streifenabstand bzw. die Dopplerfrequenz Δf bis zu einem Faktor von 2 variiert. Mit der Kenntnis des Ortes kann zugleich die Frequenzänderung entlang der Längsausrichtung des Messvolumens mit Gleichung 3.9 korrigiert werden.

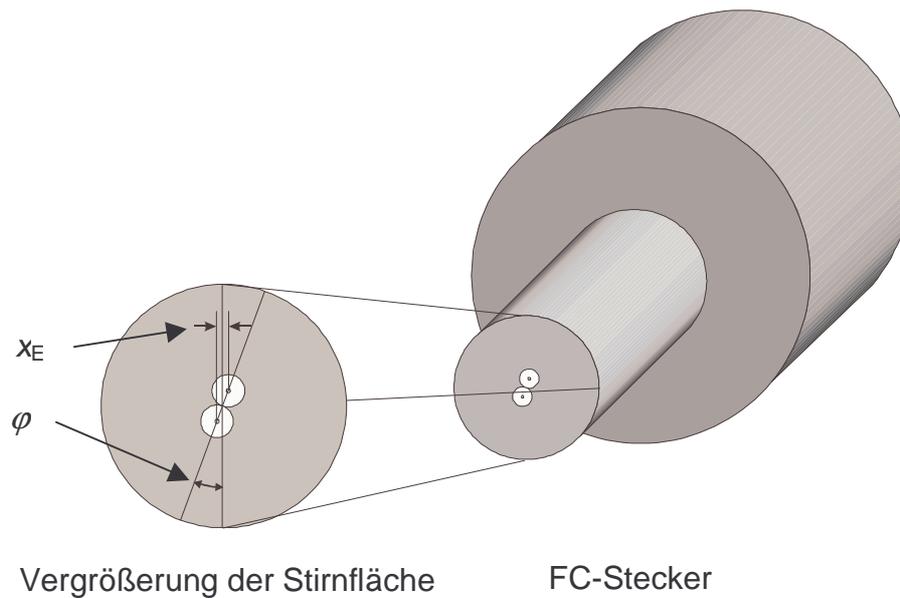


Abbildung 3.8: Stirnfläche eines FC-Steckers mit zwei integrierten Streulichtempfangsfasern.

Kapitel 4

Der Faserverstärker

In Kapitel 3 ist das LDA-Streulichtempfangssystem bestehend aus einer Einmodenfaser mit abschließender Photodiode vorgestellt worden. Dieses Empfangssystem zeichnet sich aufgrund der kleinen sensitiven Fläche durch einen großen Kohärenzkegel aus, mit dem sich für das Referenzstrahl-LDA benötigte weit ausgedehnte linienförmiger Messvolumen (100 mm) bilden lässt. Bedingt durch die kleinen Empfängerflächen, sowohl bei einer verwendeten Avalanche Photodiode (APD) mit Pin-hole als auch bei der Einmodenfaser mit nachgeschalteter Photodiode, ist aber die empfangene optische Leistung des Streulichtes im Vergleich zu großflächigen Empfängern sehr viel geringer. Hinzu kommt, dass um Rauscheinflüsse zu minimieren für den Liniensensor eine wellenlängenstabilisierte, transversal und longitudinal einmodige Laserdiode, mit kleinen Emissionslinienbreiten verwendet werden muss. Die Ausgangsleistungen dieser Laserdioden sind aber nur auf einige 100 mW beschränkt. Das von den beiden zu diskutierenden LDA-Streulichtempfangssystemen wahrnehmbare Streulicht des Beleuchtungsstrahls geht mit einer Reduzierung der Empfängerfläche schließlich im Rauschen der Photodiode unter, sodass dieser Art der Messvolumenverlängerung Grenzen gesetzt sind.

Genügend hohe Laserleistungen bei gleichzeitig geringen Emissionslinienbreiten können mit kompakten, diodengepumpten Nd:YAG-Lasern erreicht werden. Bereits 1991 wurde über ein diodengepumptes 300 mW Nd:YAG-LDA/PDA berichtet [4.1], das für die Phasen-Doppler-Messung zur Partikelgrößenbestimmung eingesetzt wurde. Die Entwicklung dieses Nd:YAG-LDA/PDA Systems wurde aber aufgrund des beträchtlichen Einbruches der Detektionsempfindlichkeit bei 1064 nm nicht fortgeführt. Die Emissionswellenlänge von 1064 nm liegt nämlich gerade in einem Minimum der spektralen Empfindlichkeitskurven aller einsetzbaren Photoempfänger wie Silizium-, Germanium- bzw. InGaAs-Photodioden, siehe Abbildung 4.1. So ist die Ansprechempfindlichkeit für 1064 nm bei herkömmlichen Si-Photodioden ca. 60 % geringer als bei den Wellenlängen von leistungsstarken GaAs-Laserdioden im Bereich um 830 nm.

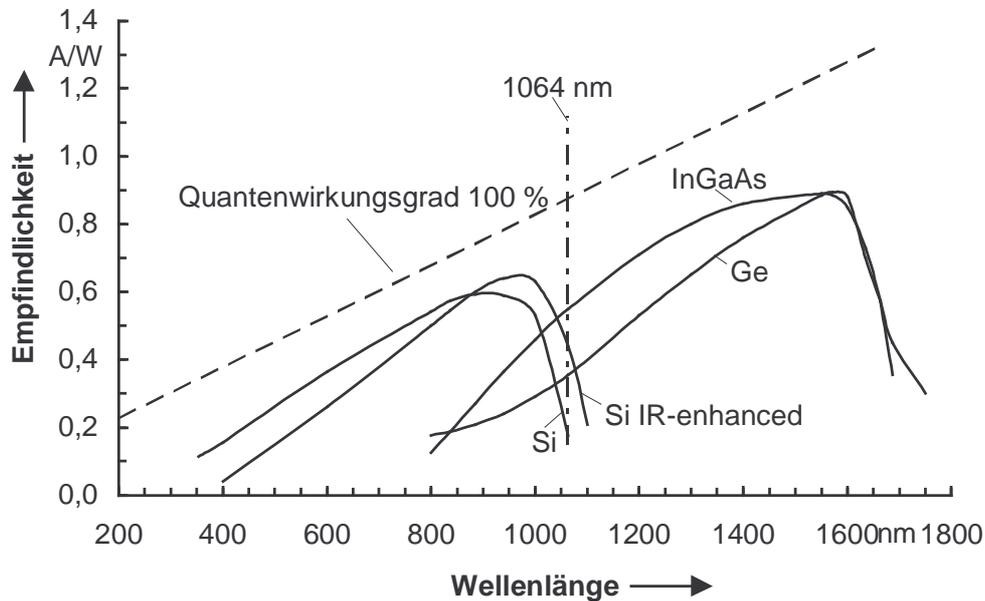


Abbildung 4.1: Absolute spektrale Empfindlichkeit verfügbarer Halbleiterdetektoren [4.2].

Aufgrund der geringen Quantenausbeute bei 1064 nm erfolgt deshalb die Umwandlung optischer Streulichtsignale in elektrische Signale mit einem wesentlich schlechteren *SNR* als z.B. bei 830 nm. In [4.2] und [4.3] wurde gezeigt, dass für Partikelgrößen kleiner als 1 μm die Leistungsfähigkeit eines Nd:YAG-LDA mit einer Laserleistung von 750 mW lediglich der Leistungsfähigkeit eines 100 mW Diodenlaser-LDA mit einer Laserwellenlänge von 830 nm entspricht. Dieses Ergebnis, das mit für 1064 nm selektierten „Si IR-enhanced“-Photoempfängern erzielt wurde, verschlechtert sich nochmals, wenn nichtselektierte Si-Photodioden als Empfangsdioden eingesetzt werden.

Durch die Dotierung des Kerns der diskutierten einmodigen LDA-Streulichtempfangsfaser mit geeigneten laseraktiven Ionen ist es möglich, einen faseroptischen Verstärker zu realisieren, mit dem die Verluste, bedingt durch die benötigten kleinen Empfängerflächen und der geringen Quantenausbeute, kompensiert werden können.

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Versuche das *SNR* von 1064 nm LDA-Streulichtsignalen durch die Verwendung eines Faserverstärkers zu verbessern wurden erstmals 1996 in [4.16] vorgestellt. Hier konnte gezeigt werden, dass sich Streulichtsignale, die durch eine Einmodenfaser erfasst worden sind, durch faseroptische Verstärkung im Pegel deutlich anheben lassen und sich dadurch eine Verbesserung des *SNRs* erreichen lässt.

In diesem Kapitel werden die für das Verständnis notwendigen Grundlagen der Faserverstärkertechnik im Allgemeinen und des für den Liniensensor verwendeten Neodym³⁺-dotierten Faserverstärkers im Speziellen vorgestellt.

Von besonderem Interesse ist ein Vergleich des LDA-Streulichtempfangssystems bestehend aus einem Faserverstärker mit PIN-Photodiode mit den gängigen LDA-Streulichtempfangssystemen wie der PIN- oder Avalanche-Photodiode (APD). Anhand von *SNR*-Berechnungen wird gezeigt, dass sich das *SNR* eines LDA-Streulichtempfängers durch das Vorschalten eines Faserverstärkers deutlich anheben lässt.

4.1 Grundlagen Faserverstärker

Im Bereich der optischen Nachrichtenübertragungstechnik haben sich Faserverstärker als ideale Verstärker für optische Signale herauskristallisiert. Besonders der im dritten Telekommunikationsfenster bei 1550 nm arbeitende EDFA (erbium doped fibre amplifier) ist aus Langstreckenübertragungssystemen mit Übertragungsraten von einigen Gbit/s nicht mehr wegzudenken.

Faserverstärker, siehe Abbildung 4.2, bestehen im wesentlichen aus einer Pumpquelle, einem Faserkoppler und einer dotierten Glasfaser mit einer Länge von wenigen Metern. Die Pumpquelle, i. a. eine breitbandig emittierende Laserdiode, versorgt über den Faserkoppler den Verstärker mit Energie, wobei der mit laseraktiven Stoffen dotierte Kern der Glasfaser das aktive Medium bildet. Tritt ein schwaches Signal in den dotierten Faserkern ein, geben die durch die Pumpstrahlung angeregten Dotierungionen ihre Energie durch stimulierte Emission an das Signal ab und

Kapitel 4: Der Faserverstärker

verstärken es. Frequenz, Phase und Polarisation vom zu verstärkenden schwachen Signal bleiben erhalten.

Grundlegende Untersuchungen über die Verstärkungseigenschaften von Faserverstärkern, insbesondere die einer Erbium³⁺-dotierten Faser für die Wellenlänge von 1550 nm, sind schon ausführlich durchgeführt und sowohl in etlichen Einzelpublikationen wie auch in verschiedenen Büchern publiziert worden [4.4], [4.5], [4.6], [4.7]. Mit den EDFAs wurden Kleinsignalverstärkungen (Verstärkung im Bereich vor dem Einsetzen der Gewinnsättigung mit Signalen im nW-Bereich) von bis zu 54 dB erreicht [4.8]. Dies entspricht einem Verstärkungsfaktor von über 250.000.

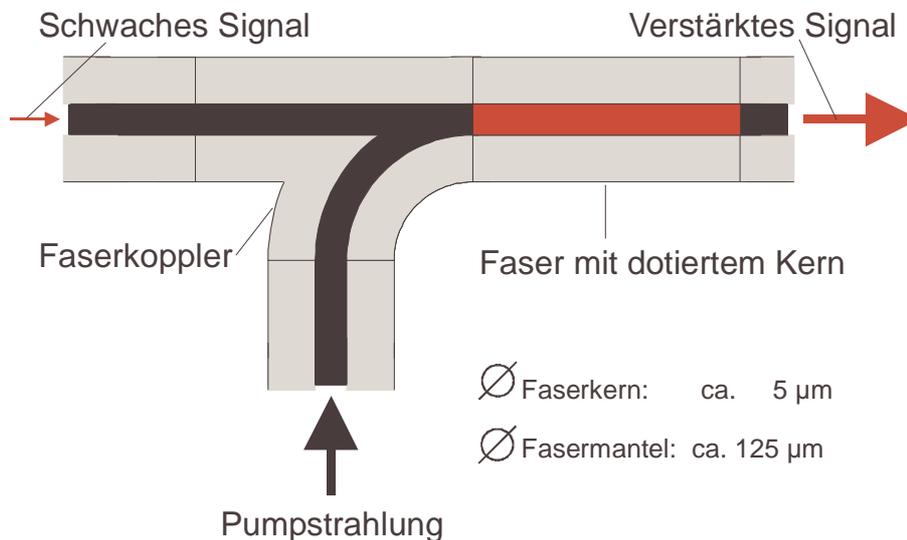


Abbildung 4.2: Grundprinzip eines Faserverstärkers.

Zur Verstärkung der 1064 nm-Strahlung sind Neodym³⁺-dotierte Faserverstärker (NDFA; engl: neodym doped fibre amplifier) einzusetzen. Als Pumpquelle eignen sich breitbandig emittierende GaAs-Laserdioden mit einer Emissionswellenlänge um 810 nm. In [4.9] wurde erstmals gezeigt, dass bei einer Pumpleistung von 50 mW und einer Pumpwellenlänge von 808 nm eine Kleinsignalverstärkung von 30 dB (Faktor: 1000) in einer Neodym³⁺-dotierten Faser für 1064 nm erreicht wurde.

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Das Prinzip der optischen Verstärkung kann recht anschaulich anhand des Energieniveaudiagramms von Neodym³⁺ beschrieben werden (siehe Abbildung 4.3). Durch die 810 nm-Pumpstrahlung werden die im Quarzgitter eingebrachten dreifach positiv geladenen Neodym³⁺-Ionen aus dem ⁴I_{9/2}-Grundniveau in das ⁴F_{5/2}-Niveau energetisch angehoben. Von dort aus erfolgt sofort ein nichtstrahlender Übergang in das metastabile ⁴F_{3/2}-Niveau. In Quarzglas beträgt die Lebensdauer in diesem Niveau ca. 0,5 ms [4.5]. Innerhalb dieses Zeitraumes kann das im ⁴F_{3/2}-Niveau befindliche Neodym³⁺-Ion spontan in tiefergelegene Niveaus relaxieren. Da die Übergangswahrscheinlichkeit für einen Übergang vom ⁴F_{3/2}-Niveau in das ⁴I_{11/2}-Niveau mit über 45 % am größten ist, bildet sich auch um 1060 nm die stärkste Fluoreszenz aus. Der energetische Abstand E der beteiligten Energieniveaus bestimmt die Wellenlänge der Fluoreszenzerscheinung:

$$E = hf \quad (4.1)$$

mit h : Plancksches Wirkungsquantum und f : Frequenz.

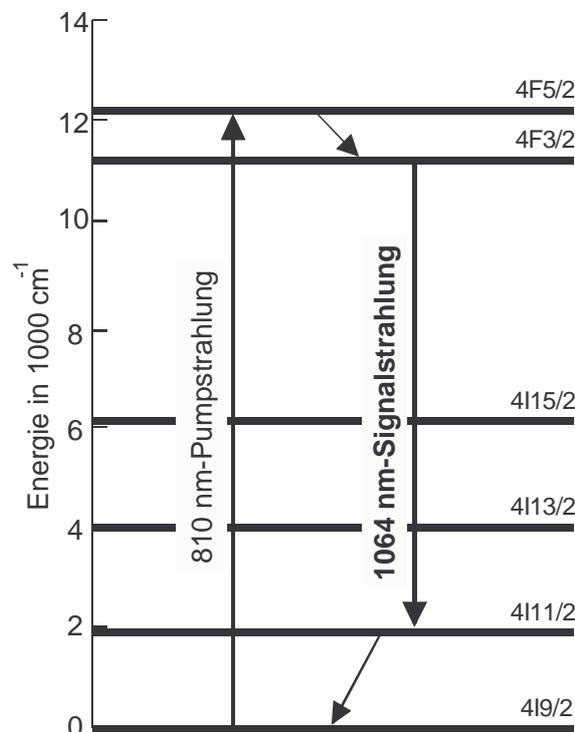


Abbildung 4.3: Energieniveaudiagramm von Neodym³⁺ in Quarzglas.

Die Starkniveau-Aufspaltung der beteiligten Niveaus führt aber auch zu einem verbreiterten Emissionsspektrum, so dass sich das Emissionsspektrum von 1050 nm bis 1070 nm erstreckt. Die rasche Entleerung des $^4I_{11/2}$ -Niveau resultiert dann wieder durch strahlungslose Übergänge ins Grundniveau. Der 1060 nm-Übergang in Neodym³⁺ ist somit ein klassischer 4-Niveau-Übergang.

Trifft nun innerhalb der Niveaulbensdauer ein Photon mit einer Wellenlänge innerhalb des angegebenen Emissionsspektrums auf ein angeregtes Ion, so fällt dieses Ion unmittelbar in das $^4I_{11/2}$ -Niveau. Das einfallende Photon induziert die Emission eines zweiten neuen Photons mit identischen Eigenschaften. Es hat die gleiche Frequenz, Phase und Polarisation wie das einfallende Photon. Wie eine Lawine werden so mehr und mehr identische Photonen erzeugt, und ein einfallendes schwaches Signal wird auf diese Weise optisch verstärkt. Dieser stimulierte Prozess wird letztendlich für die Faserverstärkeranwendung genutzt.

4.2 ASE-Strahlung

Das Zurückfallen eines Ions aus dem angeregten Zustand $^4F_{3/2}$ in den Grundzustand kann allerdings auch ohne äußere Einflüsse, also spontan, stattfinden. Diesen rein statistisch zu erfassenden Prozess wird als spontane Emission bezeichnet. Auch in diesem Fall wird ein Photon der Energie hf frei, allerdings in beliebiger Richtung und spektral breitbandig auftretend. Im laseraktiven Faserkern des Faserverstärkers breitet sich diese Strahlung jedoch durch Totalreflexion aus und wird durch stimulierte Emission weiter verstärkt (ASE: amplified spontaneous emission). Dieser Verstärkungsprozess wirkt sich störend auf das SNR der Signalstrahlung aus. Einerseits wird durch die ASE die Besetzungsdichte des Energieniveaus $^4F_{3/2}$ reduziert und andererseits kann das Nutzsignal völlig im ASE-Rauschen untergehen. Die ASE-Strahlung tritt bei der optischen Verstärkung immer gemeinsam mit der stimulierten Emission auf. Durch entsprechende Maßnahmen, die in Kapitel 4.5 noch beschrieben werden, kann die ASE-Strahlung aber recht gut unterdrückt werden.

4.3 Verbesserung des Signal-Rauschleistungsverhältnisses (*SNR*) von LDA-Streulichtsignalen durch den Einsatz eines Faserverstärkers

In diesem Kapitel wird das Streulichtempfangssystem bestehend aus einem NDFA und einer PIN-Photodiode vorgestellt und mit einem konventionellen LDA-Streulichtempfänger, einer APD, verglichen.

Mit zunehmender Messvolumenlänge des Liniensensors werden kleinere Empfängerflächen benötigt. Gleichzeitig wächst die Entfernungen zwischen Streulichtempfänger und Streuteilchen. Die erreichbare Ausweitung des linienförmigen Messvolumens hängt daher unmittelbar mit der Leistungsfähigkeit des Streulichtempfangssystems und der damit verbundenen möglichen Signalverstärkung zusammen. Als besonders hochwertiges Streulichtempfangssystem gegenüber einer einfachen PIN-Photodiode mit nachgeschalteter elektrischer Signalverstärkung werden in konventionellen LDAs meist Avalanche Photodioden eingesetzt. Aus der Verstärkertechnik ist bekannt, dass es nach Friiss vorwiegend auf das Rauschverhalten der Eingangsstufe ankommt. Bei der APD erzielt die Vorverlegung der Verstärkung in die Photodiode trotz zusätzlicher dadurch entstehender Rauschquellen eine *SNR*-Verbesserung. Durch die Vorverlegung der Verstärkung in einen optischen Vorverstärker kann eine weitere *SNR*-Verbesserung erreicht werden, was im Folgenden theoretisch anhand von *SNR*-Berechnungen und anschließend durch Messergebnisse praktisch veranschaulicht wird.

Berechnungen bzgl. der optischen Vorverstärkung mit EDFA-Faserverstärkern für 1550 nm wurden in [4.7] durchgeführt. Diese Berechnungsmethoden lassen sich ohne weiteres auch auf eine Verstärkung mit Neodym³⁺-dotierten Fasern bei 1064 nm übertragen [4.10]. Es lässt sich zeigen, dass durch die optische Vorverstärkung die Empfindlichkeit einer durch das Thermische Rauschen limitierten Empfangseinheit, drastisch verbessert werden kann. In [4.7] konnte ebenso gezeigt werden, dass im Vergleich zu einer APD und zu einer APD mit vorgeschaltetem Faserverstärker die besten *SNR*-Ergebnisse mit einer PIN-Photodiode mit vorgeschaltetem Faserverstärker erreicht werden. Im folgenden werden die Berechnungsmethoden an die gegebene Problematik angepasst und die Ergebnisse ausführlich dargelegt und diskutiert.

4.3.1 Herleitung der SNR-Formel

Das SNR eines von einer Photodiode gelieferten elektrischen Stromes ist abhängig vom Quadrat des Signal-Photostromes I_s und vom Gesamttrauschen σ_{total}^2 gemäß:

$$\text{SNR}_e = \frac{I_s^2}{\sigma_{\text{total}}^2}. \quad (4.2)$$

Die Nennung der physikalischen Größen und ihre Indizierung erfolgt gemäß den allgemein üblichen Bezeichnungen aus der englischsprachigen Literatur. Der Index "e" am SNR-Term soll auf die Betrachtung von elektrischen Leistungen hindeuten.

Bei einer Photodiode mit der Möglichkeit der internen Ladungsträgermultiplikation und der Vorschaltung eines Faserverstärkers wird die auf die Detektoroberfläche auftreffende optische Signalleistung P_s umgewandelt in einen elektrischen Signal-Photostrom I_s , der sich gemäß nachfolgender Gleichung berechnen lässt:

$$I_s = \eta G \langle M \rangle \frac{e \eta_{\text{in}} P_s}{h f_s}. \quad (4.3)$$

In den Gleichungen (4.2) - (4.3) und in den nachfolgenden Gleichungen sind:

P_s : Leistung der Signalstrahlung (im Freiraum)

I_s : Signal-Photostrom

σ_{total} : Gesamttrauschen

P_0 : ASE-Rauschleistung

n_{eq} : äquivalenter Eingangsrauschfaktor

η_{in} : Einkopplungswirkungsgrad in den Faserverstärker

η : Quantenwirkungsgrad der Photodiode

B_e : elektronische Bandbreite der Photodiode

f_s : Frequenz der Signalstrahlung

G : optischer Gewinn des Faserverstärkers

B_0 : Bandbreite der optischen Strahlung

M : Anzahl der Moden im Faserverstärker

$\langle M \rangle$: Lawinenmultiplikationsfaktor

F_{ex} : Zusatzrauschfaktor

T : Temperatur

h : Plancksches Wirkungsquantum

k_B : Boltzmann Konstante

e : Elementarladung

R : Arbeitswiderstand der Photodiode

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Der Einkopplungswirkungsgrad η_{in} ist definiert über das Verhältnis der in den Faserverstärker eingekoppelten Leistung zur Strahlungsleistung, die sich auf der Stirnfläche des Faserkerns befindet und berücksichtigt Leistungsverluste, die auf dem Weg zwischen der Empfangsfaser und der mit laseraktiven Ionen dotierten Faser auftreten können. Die Ursachen der Leistungsverluste werden in Kapitel 5 näher erläutert.

Neben den wesentlichen Rauschursachen, wie das Thermische Rauschen und das Schrotrauschen, sind im Nenner von Gleichung (4.2) auch das in der APD entstehende Zusatzrauschen und die Rauschquellen, die durch den optischen Verstärkungsprozess entstehen, zu berücksichtigen. Diese sind das Signal-ASE-Schwebungsrauschen und das ASE-ASE-Schwebungsrauschen.

Die ASE-Strahlung resultiert aus der spontanen Emission, die neben der gewünschten stimulierten Emission innerhalb des Faserverstärkers permanent generiert und zwangsläufig mitverstärkt wird. Da die 3 dB-Bandbreite der ASE-Strahlung mit ca. 10 nm recht groß ist, wird die ASE-Strahlung an der nichtlinearen Kennlinie des Photoempfängers mit sich selbst und mit der Signalstrahlung gemischt. Diese Mischprodukte liefern das ASE-ASE-Schwebungsrauschen und das Signal-ASE-Schwebungsrauschen. An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass die Detektion der ASE-Strahlung und damit auch das Schwebungsrauschen durch eine optische Bandpassfilterung eingegrenzt werden kann. Das Rauschen, das dem Signal-Photostrom überlagert ist, setzt sich somit in erster Linie aus vier Rauschanteilen zusammen, die z. T. durch den Lawinenprozess in einer APD noch weiter verstärkt werden.

Diese Rauschanteile sind im Überblick:

- das in den ohmschen Widerständen des Photoempfängers entstehende Thermische Rauschen

$$\sigma_{th}^2 = \frac{4k_B T B_e}{R}, \quad (4.4)$$

- das mit der quantenhaften Natur der Signalstrahlung unmittelbar verbundene Schrotrauschen

Kapitel 4: Der Faserverstärker

$$\sigma_{\text{shot}}^2 = 2eB_e \frac{\eta e G}{hf_s} (\eta_{in} P_s + MP_o) F_{\text{ex}} \langle M \rangle^2, \quad (4.5)$$

- das Signal-ASE-Schwebungsrauschen

$$\sigma_{\text{s-ASE}}^2 = 4\eta_{in} P_s P_o \frac{B_e}{B_o} \left(\frac{\eta e G}{hf_s} \right)^2 \langle M \rangle^2, \quad (4.6)$$

- und das ASE-ASE-Schwebungsrauschen

$$\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2 = MP_o^2 \left(\frac{\eta e G}{hf_s} \right)^2 \frac{2B_e}{B_o^2} \left(B_o - \frac{B_e}{2} \right) \langle M \rangle^2, \quad (4.7)$$

so das für das gesamte Rauschen σ_{total}^2 gilt:

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{th}}^2 + \sigma_{\text{shot}}^2 + \sigma_{\text{s-ASE}}^2 + \sigma_{\text{ASE-ASE}}^2. \quad (4.8)$$

Es sollte noch erwähnt werden, dass sich die ASE-Rauschleistung gemäß

$$P_o = n_{\text{eq}} hf_s B_o \quad (4.9)$$

und der Zusatzrauschfaktor gemäß

$$F_{\text{ex}} = k \langle M \rangle + (1-k) \left(2 - \frac{1}{\langle M \rangle} \right) \quad (4.10)$$

mit k als Ionisationsverhältnis berechnen lassen. Der äquivalente Eingangsrauschfaktor n_{eq} in Gleichung (4.8) ist eine dimensionslose Rechengröße, die vom Faserverstärkergewinn und von der Höhe der Besetzungsinversion abhängig ist. Bei einem hohen Gewinn und bei vollständiger Besetzungsinversion gilt $n_{\text{eq}} = 1$.

Werden nun die Gleichung (4.3) bis (4.8) in die Gleichung (4.2) eingesetzt, so entsteht mit geringfügigen Umformungen eine Formel, die zur SNR -Berechnung aller

zu untersuchenden Anwendungsfälle genutzt werden kann. Nachfolgende Gleichung (4.11) beschreibt sozusagen den Fall, dass die Signalstrahlung zunächst einen Faserverstärker durchläuft und dann von einer APD in einen elektrischen Strom umgewandelt wird:

$$\text{SNR}_e = \frac{\eta_{in}^2 P_s^2}{\frac{hf_s}{\eta G} 2B_e (\eta_{in} P_s + MP_o) F_{ex} + 4\eta_{in} P_s P_o \frac{B_e}{B_o} + MP_o^2 \frac{2B_e}{B_o^2} \left(B_o - \frac{B_e}{2} \right) + \frac{4k_B T B_e}{R \langle M \rangle^2} \left(\frac{hf_s}{e\eta G} \right)^2} \cdot (4.11)$$

Für den relevanten Fall, dass ein Faserverstärker einer PIN-Diode vorgeschaltet wird, folgt aus Gleichung (4.11) mit $\langle M \rangle = F_{ex} = 1$:

$$\text{SNR}_e = \frac{\eta_{in}^2 P_s^2}{\frac{hf_s}{\eta G} 2B_e (\eta_{in} P_s + MP_o) + 4\eta_{in} P_s P_o \frac{B_e}{B_o} + MP_o^2 \frac{2B_e}{B_o^2} \left(B_o - \frac{B_e}{2} \right) + \frac{4k_B T B_e}{R} \left(\frac{hf_s}{e\eta G} \right)^2} \cdot (4.12)$$

I	II	III	IV
σ_{shot}^2	$\sigma_{s\text{-ASE}}^2$	$\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2$	σ_{th}^2

Die vier Terme (I bis IV) im Nenner beschreiben die Anteile des Schrotrauschens σ_{shot}^2 , des Signal-ASE-Schwebungsrauschens $\sigma_{s\text{-ASE}}^2$, des ASE-ASE-Schwebungsrauschens $\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2$ und des Thermischen Rauschens σ_{th}^2 .

4.3.2 SNR-Verhalten des Faserverstärkers

Das Problem bei der LDA-Signalverarbeitung bzw. Signaldetektion besteht darin, dass bei kleinsten Streustrahlungsleistungen das Thermische Rauschen des Photodetektors größer ist als der Signalanteil und damit das SNR limitiert. Wie bei einer Avalanche-Diode lässt sich aber durch den optischen Gewinn G eines Faserverstärkers der Thermische Rauschanteil ($\sim G^{-2}$) gegenüber dem Schrotrauschanteil ($\sim G^{-1}$) verringern [4.11], [4.12], vgl. Gleichung (4.12).

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Der Verstärkungsprozess in der Faser erhöht zwar durch spontane Relaxationsprozesse (ASE) das Rauschen des zu verstärkenden optischen Signals geringfügig ($\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2$ und $\sigma_{\text{s-ASE}}^2$), diese Rauschanteile können aber durch den hohen optischen Gewinn leicht ausgeglichen werden, so dass der Signalanteil des elektrischen Signals das Thermische Rauschen und das zusätzliche in der dotierten Faser entstehende Rauschen überwiegt. Das Verhalten der Rauschkomponenten und die SNR-Verbesserung in Abhängigkeit vom Gewinn des Faserverstärkers ist in Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 graphisch dargestellt. Für die Berechnung wurden solche Werte berücksichtigt, die bei der Verstärkung einer 1060 nm-Signalstrahlung in einer Neodym³⁺-dotierten Faser typisch sind. Die grundlegenden Parameterwerte sind: $\eta = 0,4$, $n_{\text{eq}} = 1$, $T = 300 \text{ K}$, $P_s = 100 \text{ nW}$, $B_o = 1 \text{ GHz}$, $B_e = 100 \text{ MHz}$, $R = 50 \Omega$ und $M = 2$. Außerdem ist angenommen worden, dass von der optischen Signalleistung (100 nW) nur 10 % ($\eta_{\text{in}} = 0,1$) in den Faserverstärker eingekoppelt werden und die Detektion über eine PIN-Diode erfolgt.

Abbildung 4.4 zeigt die Rauschleistungswerte der vier Rauschanteile aus den Gleichungen (4.4) - (4.7). Man erkennt, dass ohne Verstärkung ($G = 0$) und bei sehr kleiner Verstärkung das Thermische Rauschen σ_{th}^2 überwiegt. Hingegen wird bei einem hohen optischen Gewinn ($G > 25 \text{ dB}$) der Anteil des Thermischen Rauschens,

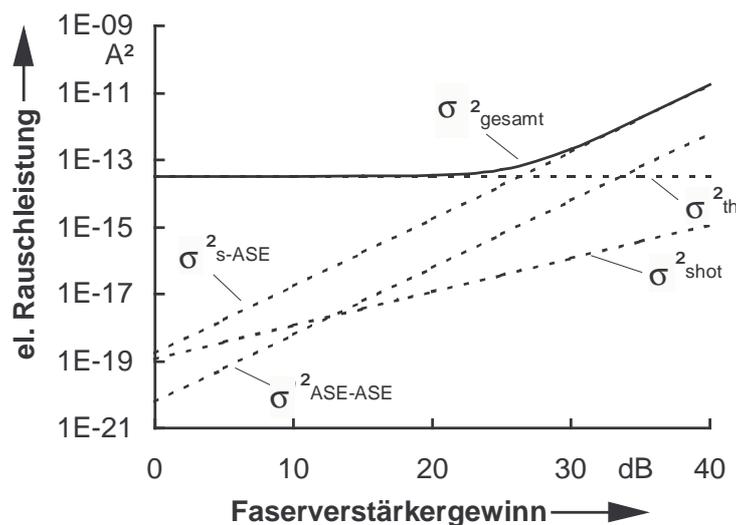


Abbildung 4.4: Rauschleistungsanteile in einem von einer PIN-Photodiode gelieferten elektrischen Strom in Abhängigkeit vom Gewinn eines vorgeschalteten Faserverstärkers für 1064 nm-Signalstrahlung.

bezogen auf das Gesamtrauschen σ_{total}^2 , vernachlässigbar klein, siehe auch G^2 -Anteil im Nenner von Term IV der Glg. (4.12). Im wesentlichen wird dann das Rauschen durch den Signal-ASE-Schwebungsrauschanteil $\sigma_{\text{s-ASE}}^2$ bestimmt. Mittels optischer Bandpassfilterung lassen sich aber die ASE-Schwebungsrauschanteile noch mindern, sodass durch die optische Vorverstärkung die Empfindlichkeit der Empfangsdiode idealer Weise nur noch vom Schrotrauschen der zu verstärkenden Strahlung begrenzt wird.

Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf des nach Glg. (4.12) bestimmten elektrischen Signal-Rauschverhältnisses SNR_e der Signalwelle nach Durchlaufen eines Neodym³⁺-dotierten Faserverstärkers als Funktion des optischen Gewinns. Eine PIN-Photodiode würde bei direkter Beleuchtung (d.h. ohne Einkopplung in eine Faser; $\eta_{\text{in}} = 1$) das 100 nW Signal in ein elektrisches Signal mit einem SNR von -14 dB (Faktor 0,04) wandeln. Im Vergleich zur Kombination Faserverstärker/PIN-Diode bei 0 dB Faserverstärkergegniss ist dies ein um 20 dB besserer SNR -Wert. Jedoch schon ab Faserverstärkergegnisswerten, die größer als 10 dB sind, setzt im Vergleich zur direkten Detektion eine SNR -Verbesserung ein. Durch den optischen Vorverstärkungsprozess werden sogar bei Gewinnsen größer als 30 dB SNR -Verbesserungen von bis zu 35 dB (Faktor: 3162) erzielt.

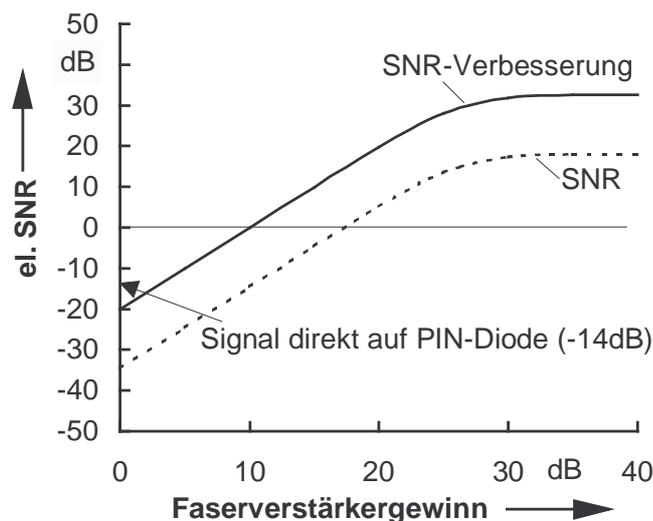


Abbildung 4.5: Signal-Rauschverhältnis des von einer PIN-Photodiode gelieferten elektrischen Stroms in Abhängigkeit vom Faserverstärkergegniss für 1064 nm-Signalstrahlung.

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Die *SNR*-Verbesserung ist limitiert auf ein maximal erreichbares Signal-Rauschverhältnis $\text{SNR}_e^{\text{max}}$. Die Ursache für die Begrenzung ist das ASE-Rauschen. Die Ermittlung von $\text{SNR}_e^{\text{max}}$ für eine bestimmte Signalleistung und Signalbandbreite erfolgt unter der Annahme, dass im Faserverstärker ein hoher Gewinn vorliegt und die Signalleistung am Faserverstärkereingang größer ist als die im Faserverstärker durch spontane Übergänge verursachte Rauschleistung. Die letzte Bedingung ist in jedem Fall erfüllt, wenn für die mittlere Photonenzahl $\langle n \rangle \gg 1$ gilt. Setzt man für $\langle n \rangle_{\text{min}} = 100$ Photonen an, so ergibt sich aus $P_{s,\text{min}} = \langle n \rangle_{\text{min}} hf_s B_s$ für eine Laserwellenlänge von $\lambda_s = 1,064 \mu\text{m}$ bei einer Laserlinienbreite von $B_s = 100 \text{ MHz}$ eine Mindestsignalleistung von ca. 1 nW. Diese Leistung liegt im Bereich der Streulichtleistungen, die bei Messungen an Luftströmungen entstehen. Hier sind Streulichtleistungen zwischen 10^{-9} W und 10^{-8} W typisch.

Das maximale Signal-Rauschverhältnis berechnet sich aus Glg. (4.12) für $G \gg 1$ und $P_s > P_o$ gemäß:

$$\text{SNR}_e^{\text{max}} = \frac{\eta_{in} P_s}{4 P_o \frac{B_e}{B_o}} = \frac{\eta_{in} P_s}{4 n_{\text{eq}} h f_s B_e} \quad (4.13)$$

Zur Bewertung des durch den Faserverstärkungsprozess verbesserten *SNR* muss es mit dem *SNR* verglichen werden, welches ohne optische Verstärkung ($G = 1$, $P_o = 0 \text{ mW}$, $\eta_{in} = 1$) erreicht wird:

$$\text{SNR}_e = P_s \left(\frac{2 h f_s B_e}{\eta} + \frac{4 k_B T B_e}{R P_s} \left(\frac{h f_s}{e \eta} \right)^2 \right)^{-1} \quad (4.14)$$

Bildet man den Quotienten aus den Gleichungen (4.13) und (4.14), so erhält man nach [4.7] den *SNR*-Verbesserungsfaktor x für eine PIN-Photodiode mit vorgeschaltetem Faserverstärker, der wie folgt berechnet wird:

$$x = \frac{\eta_{in}}{2 \eta n_{\text{eq}}} \left(1 + \frac{2 k_B T h f_s}{R \eta e^2} \frac{1}{P_s} \right) \quad (4.15)$$

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Gleichung (4.15) zeigt, dass die SNR -Verbesserung durch den Faserverstärkereinsatz bei höheren Streuleistungen kleiner wird. Hingegen wird ähnlich wie bei der APD bei kleiner werdendem P_s durch die interne Verstärkung der dotierten Faser der Rauschanteil des Thermischen Rauschens gegenüber dem Schrotrauschanteil klein gehalten. Da der thermische Rauschanteil sozusagen überspielt wird, vgl. Term IV in Glg. (4.12), wird das SNR größer. Dies gilt aber nur so lange, wie die Streuleistung P_s größer bleibt als die Rauschleistung, die durch die spontane Emission in der Faser erzeugt wird. Mit den Werten, die für die Berechnung der Rauschanteile und für die SNR -Werte eingesetzt wurden, ergibt sich ein SNR -Verbesserungsfaktor von 3791 oder 35,8 dB.

Mit der Erhöhung des SNR ist gleichzeitig auch eine Anhebung der Detektionsempfindlichkeit verbunden. Löst man Gleichung (4.14) nach P_s auf, so erhält man für den Fall ohne optische Vorverstärkung eine Beziehung zwischen der Streuleistung P_s und dem Signal-Rauschverhältnis SNR_e :

$$P_s \approx SNR_e \frac{4hf_s B_e}{\eta} \sqrt{\frac{4k_B T}{e^2 R B_e SNR_e}} \quad (4.16)$$

Mit optischer Faservorverstärkung folgt aus der Gleichung (4.13), dass bereits eine wesentlich kleinere Streuleistung ausreicht, um ein gleiches SNR_e , wie in der Gleichung (4.16) angesetzt, zu erzielen ($SNR_e^{\max} = SNR_e$). Diese Streuleistung entspricht dann der minimal detektierbaren Streuleistung P_s^{\min} , die sich errechnet aus:

$$P_s^{\min} = \frac{4n_{eq} h \cdot f_s B_e SNR_e}{\eta_{in}} \quad (4.17)$$

Somit kann ein Empfindlichkeitssteigerungsfaktor y definiert werden gemäß:

$$y = \frac{P_s}{P_s^{\min}} \approx \frac{\eta_{in}}{\eta \cdot n_{eq}} \sqrt{\frac{4k_B T}{R \cdot e^2 \cdot B_e \cdot SNR_e}} \quad (4.18)$$

Die folgende Beispielrechnung soll diese Empfindlichkeitssteigerung verdeutlichen. Ist z. B. bei einer Einzelauswertung von 10 MHz-Burstsignalen mittels Fouriertransformation eine Messunsicherheit von 10^{-4} gefordert, so genügt bei einer Digitalisierung mit 512 Abtastpunkten und einer Abtastfrequenz von 100 MHz ein Signal-Rauschverhältnis von 10 (10 dB) [4.18]. Für ein solches *SNR* errechnet sich aus Gleichung (4.18) eine Steigerung der Detektionsempfindlichkeit von $y = 29,5$ dB, was einem Steigerungsfaktor von 899 entspricht.

Wird dieses Ergebnis auf absolute Streulichleistungswerte übertragen, so muss nach der Gleichung (4.16) die empfangene Streulichleistung ohne Faserverstärkereinsatz größer sein als $6,7 \mu\text{W}$, um ein *SNR* von 10 dB erzielen zu können. Hingegen kann durch die optische Vorverstärkung mittels Faserverstärker das gleiche *SNR* schon von Streulichleistungswerten größer als $7,5 \text{ nW}$ erreicht werden. Das heißt, durch die optische Vorverstärkung wird eine Erweiterung des Messbereiches um drei Zehnerpotenzen erreicht - bei gleichbleibender Signalqualität der elektrischen Signale wird ein Messbereichssprung für die zu detektierende optische Signalleistung vom μW - Bereich hinunter in den nW - Bereich ermöglicht.

4.3.3 Ergebnisse der *SNR*-Berechnungen

Hinsichtlich der *SNR*-Verbesserung und der damit verbundenen Herabsetzung der Detektionsschwelle ist nun der Vergleich der verschiedenen Photodetektionseinheiten sehr interessant. Die Gleichung (4.11) beschreibt das *SNR* einer APD mit vorgeschaltetem Faserverstärker und die Gleichung (4.12) das *SNR* für eine PIN-Diode mit vorgeschaltetem Faserverstärker. Wird nun eine einzelne APD ohne Vorverstärkung ($\eta_{in} = 100 \%$, $G = 1$, $P_o = 0$) betrachtet, so reduziert sich Gleichung (4.11) auf:

$$SNR_e = \frac{P_s}{\frac{2B_e hf_s}{\eta} F_{ex} + \frac{4k_B TB_e}{RP_s} \left(\frac{hf_s}{e\eta \langle M \rangle} \right)^2} \quad (4.19)$$

Für den Grenzfall, dass in der Photodiode kein Lawinenprozess stattfindet, so das $\langle M \rangle = F_{ex} = 1$ gilt, vereinfacht sich Gleichung (4.19) auf die nachfolgende

Gleichung (4.20), welche für die SNR -Berechnung einer einzelnen PIN-Diode herangezogen werden kann:

$$SNR_e = \frac{P_s}{\frac{2B_e hf_s}{\eta} + \frac{4k_B TB_e}{RP_s} \left(\frac{hf_s}{e\eta}\right)^2}. \quad (4.20)$$

Im folgenden soll nun das SNR -Verhalten der unterschiedlichen Photodetektions-einheiten untersucht werden. Für die Berechnungen, werden die nachfolgenden Parameter eingesetzt: $\lambda_s = 1,06 \mu\text{m}$; $T = 300 \text{ K}$; $M = 2$; $\eta = 0,4$; $R = 50 \Omega$; $B_e = 100 \text{ MHz}$; $B_o = 1 \text{ GHz}$; $n_{eq} = 1$ und $k = 0,4$. Das Ergebnis der Berechnungen ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Aufgetragen sind für die unterschiedlichen Konstellationen das Signal-zu-Rauschleistungsverhältnis SNR_e in Abhängigkeit von der Signalleistung P_s . Wird die Signalstrahlung direkt auf eine PIN-Photodiode oder eine APD gegeben, so wird der Einkoppelwirkungsgrad auf $\eta_{in} = 100 \%$ gesetzt. Ist ein Faserverstärker vorgeschaltet, so werden Einkoppelwirkungsgrade von $\eta_{in} = 10 \%$ bzw. 20% angenommen (Transmissionsverluste durch faseroptische Bauteile, wie optische Isolatoren und Filter).

Im betrachteten Leistungsbereich werden, wie erwartet, die geringsten SNR -Werte bei der Detektion mit einer PIN-Photodiode erreicht (Multiplikationsfaktor = $\langle M \rangle = 1$). Erst bei Signalleistungen oberhalb von wenigen μW werden relativ gut verwertbare elektrische Signale mit SNR -Werten, die größer als 10 dB sind, erzeugt. Hier ist dann der Signalleistungsanteil im von der PIN-Photodiode gelieferten elektrischen Strom zehnmal größer als der Rauschanteil. Eine deutliche Verbesserung wird mit Avalanche-Photodioden erzielt ($\langle M \rangle = 100$ und $\langle M \rangle = 250$). Die Berechnungen haben ergeben, dass im Vergleich zur PIN-Photodiode beim Einsatz einer APD SNR -Werte von ca. 10 dB mit 20mal kleineren Signalleistungen erreicht werden können. Hier genügen bereits Leistungen um 50 nW .

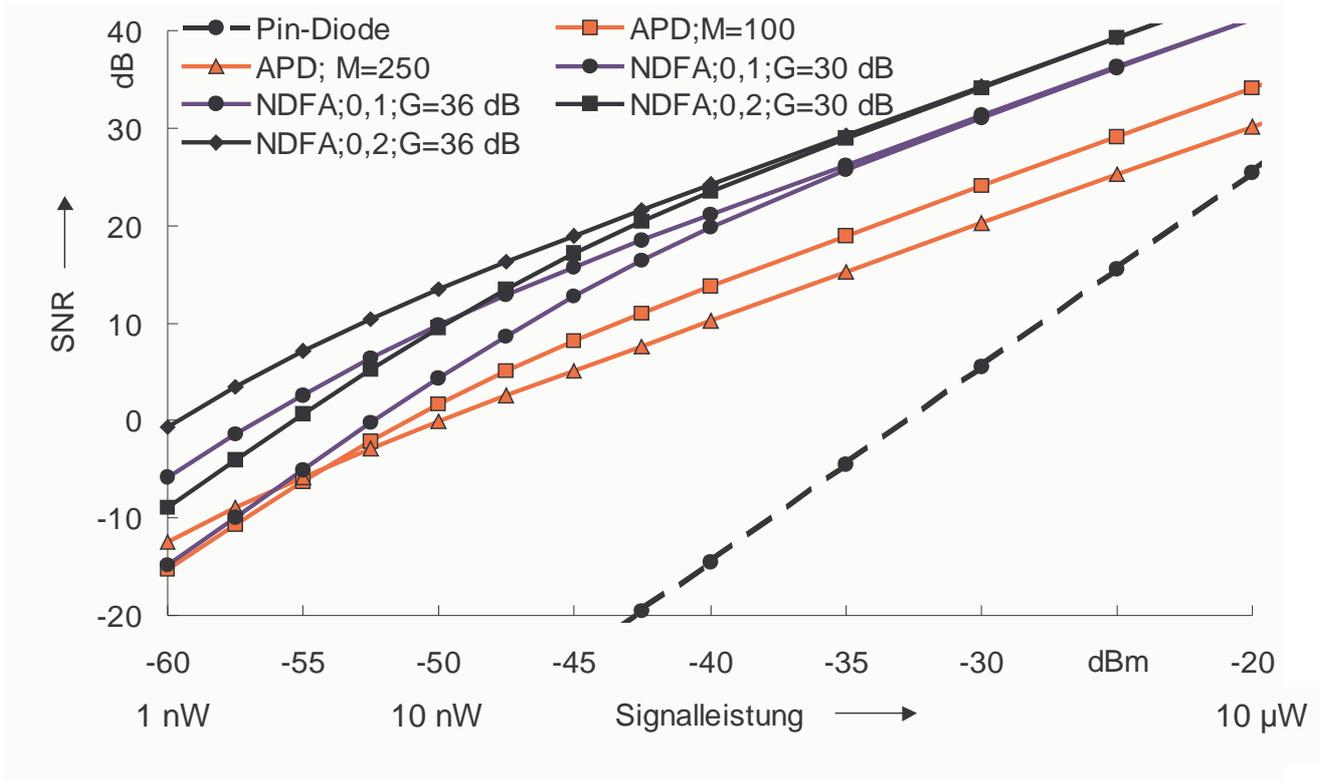


Abbildung 4.6: Berechnete *SNR*-Werte in Abhängigkeit von der Signalleistung für unterschiedliche *SNR*-Empfangssysteme.

Trotz der unvermeidlichen Einkoppelverluste werden die besten Ergebnisse beim Einsatz eines Faserverstärkers als optischer Vorverstärker vor einer Photodiode erzielt. Für die Kombination mit einer PIN-Photodiode sind in Abbildung 4.6 vier Kurvenverläufe dargestellt (10 % / 30 dB; 10 % / 36 dB; 20 % / 30 dB und 20 % / 36 dB). Diese vier Kurvenverläufe wurden für unterschiedliche Einkoppelwirkungsgrade (%-Angabe) und Faserverstärkergewinne (dB-Angabe) berechnet. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit Zunahme des Faserverstärkergewinns und insbesondere mit Zunahme des Einkoppelwirkungsgrades eine Erhöhung der *SNR*-Werte erreicht wird. Bei einem Einkoppelwirkungsgrad von 20 % und einem Faserverstärkergewinn von 36 dB (Faktor: 4000) genügt eine Signalleistung von 5 nW (~53 dBm), um ein *SNR* von 10 dB zu erzielen. Dies entspricht einer Empfindlichkeitssteigerung gegenüber der PIN-Photodiode um den Faktor 200 und gegenüber der APD um den Faktor 10. Eine geringfügige Verbesserung kann noch bei Signalleistungen, die kleiner als 10 nW sind, erreicht werden, wenn statt einer PIN-Photodiode eine APD eingesetzt wird (Kurvenverlauf: 20 % / 36 dB / $\langle M \rangle = 250$). Der zusätzliche Aufwand, der mit dem Einsatz einer APD verbunden ist (Hoch-

spannungsquelle), rechtfertigt jedoch nicht den erzielbaren Nutzen. An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, dass die optische Vorverstärkung von nW-Signalen schon mehrfach experimentell realisiert wurde. So wurde in [4.16] [4.17] dargestellt, dass sich 3 nW-Signale mit einem Gewinn von 54 dB (Faktor: 250.000) verstärken ließen.

Der Vorteil der optischen Vorverstärkung mittels Faserverstärker in Verbindung mit einer thermisch limitierten Photodiode besteht darin, dass die Anzahl der Photonen und damit die optische Strahlungsleistung durch den Faserverstärkergewinn vor der opto-elektronischen Wandlung drastisch erhöht wird und gleichzeitig die Intensität der durch den optischen Verstärkungsprozess entstehenden Rauschkomponenten in der Photodiode erzeugten Thermischen Rauschanteil nicht überschreitet.

4.4 Der Neodym³⁺-dotierte Faserverstärker (NDFA)

Mit dem in Abbildung 4.7 vorgestellten Aufbau wurden erste Untersuchungen bezüglich der optischen Vorverstärkung von LDA-Streulichtsignalen durchgeführt. Mit einem konventionellen Zwei-Streustrahl-LDA-Aufbau und einem 1064 nm amplitudenstabilen Nd:YAG-Ringlaser als LDA-Sendequelle wurde ein LDA-Messvolumen mit einem Streifenabstand von 2 μm gebildet. Als Streukörper diente ein kurzes Stück Glasfaser (Außendurchmesser: 125 μm), das an der Achse eines kleinen Motors befestigt wurde und durch das Messvolumen geführt wurde. Über einen wellenlängenselektiven Koppler (WDM: wavelength division multiplexing) wird die Pumpstrahlung aus einer transversal einmodig emittierenden 808 nm-Laserdiode (Typ: SDL-5422H1) mit dem LDA-Streulicht überlagert. Der Koppler wurde mit der laseraktiven Faser durch thermisches Spleißen verlustarm verbunden. Die laseraktive Faser war eine Stufen-Index-Faser und mit 1300 ppm Neodym³⁺ dotiert. Sie hatte eine Cut-off Wellenlänge von 965 nm, einen Faserkerndurchmesser von 4,2 μm und eine Länge von 2 m. Die aus der Faser austretende Strahlung wurde mittels zweier Linsen zunächst kollimiert, durch einen Bandpass gefiltert und anschließend auf die sensitive Fläche eines Photoempfängers fokussiert.

Mit einer im Messvolumen stehenden Faser und 56 mW Laserleistung im Messvolumen konnten 26 nW Streulichtleistung in den Kern des Faserverstärkers eingekoppelt werden. Ohne Pumpleistung wurden von dem eingekoppelten Streulicht nach Durchlaufen des Faserverstärkers und der Filtereinheit 17 nW hinter den Filtern gemessen. Bei einer Pumpleistung von 59 mW wurde das CW-Streulichtsignal auf 960 nW verstärkt. Das entspricht einer Verstärkung von 17,5 dB.

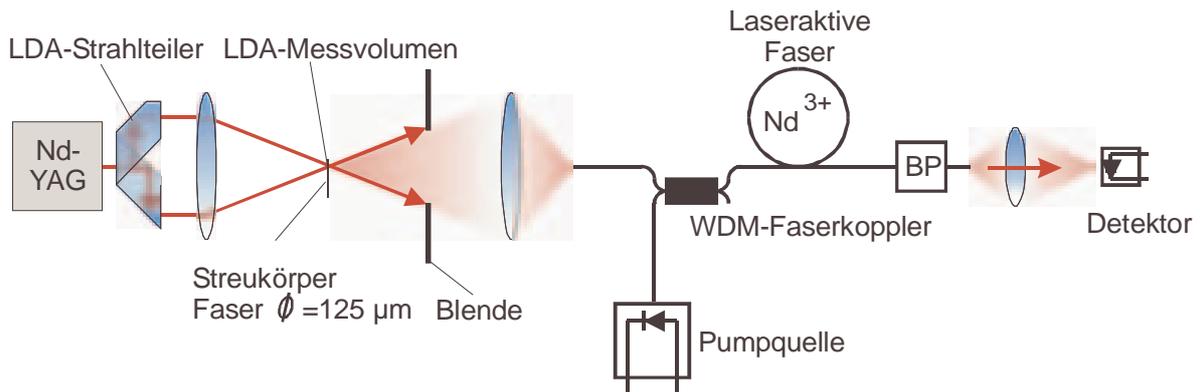


Abbildung 4.7: LDA mit einstufigem Neodym³⁺-dotiertem Faserverstärker.

4.5 ASE-Bandpassfilterung

Die vorgenommene Bandpassfilterung (BP) des Ausgangssignals in Abbildung 4.7 dient der Trennung des verstärkten LDA-Signals von der störenden ASE-Strahlung (Kapitel 4.2). Abbildung 4.8 zeigt ein typisches Ausgangssignalspektrum des NDFA ohne Bandpassfilterung mit und ohne optischer Verstärkung für ein spektral schmalbandiges LDA-Eingangssignal. Neben dem deutlich zu erkennenden Maximum des LDA-Signals ist ebenfalls das Maximum des ASE-Spektrums zu erkennen. Diese spektrale Komponente ist zum einen dafür verantwortlich, dass bei der Wandlung der optischen Signale in elektrische Signale die ASE-Schwebungsrauschanteile entstehen (Kapitel 4.3.1) und zum anderen mindert es den Gewinn bei der Signalwellenlänge. Daher gilt es, diese Komponente so weit wie möglich zu unterdrücken. Aufgrund der spektral breitbandigen Natur im Vergleich zum schmalbandigen Eingangssignal lässt sich die ASE-Strahlung durch eine schmalbandige Bandpassfilterung sehr gut unterdrücken.

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Um eine effektive Bandpassfilterung zu realisieren, wurden die Filterkurven der zur Verfügung stehenden Filterelemente ausgemessen. Als Referenzspektrum dient das ASE-Spektrum, das mit dem in Abbildung 4.7 gezeigten Faserverstärkeraufbau mit und ohne Signallinie erzeugt wurde. Die Spektren der verstärkten 1064 nm-Linie wurden bei einer Signalleistung von 100 nW aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.8 bis 4.11 dargestellt.

Abbildung 4.8 zeigt insgesamt 3 Messkurven, die ohne Filterung aufgenommen wurden. Zum einen das Spektrum der unverstärkten Signallinie. Zum anderen bei eingeschalteter Pumpstrahlung die ASE-Spektren jeweils mit und ohne verstärkter Signallinie. Die Kurven zeigen deutlich, dass der spektrale Leistungsanteil des verstärkten 1064 nm-Signals im Vergleich zum ASE-Strahlungsanteil sehr gering ausfällt (~1,5 %). Da die Verstärkungskurve sowohl inhomogen als auch homogen verbreitert ist, würden in einer nachfolgenden Verstärkungsstufe die im ${}^4F_{3/2}$ -Niveau befindlichen Dotierungionen vorwiegend von der ASE-Strahlung angeregt werden. Infolgedessen würde die ASE-Strahlung nochmals verstärkt werden, und der Teil der ASE-Strahlung, der innerhalb der Bandbreite der Signalstrahlung liegt, entzöge dem Verstärkungsprozess, der eigentlich für die Signallinie optimiert sein sollte, zusätzlich Energie.

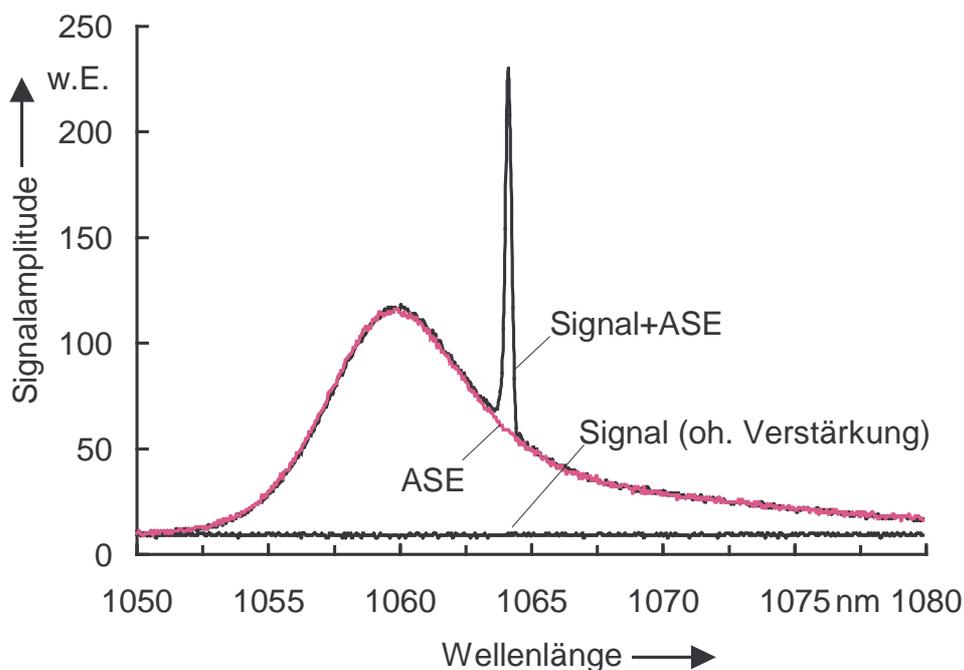


Abbildung 4.8: ASE- und Signalspektrum ohne Filter.

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Durch die Filterung mittels eines Interferenzfilters (Abbildung 4.9), eines Etalons (Abbildung 4.10) oder einer Kombination von beidem (Abbildung 4.11), lässt sich der Leistungsanteil der verstärkten 1064 nm-Laserlinie deutlich erhöhen. Eine effektivere und auch rauschärmere Verstärkung könnte somit durch das Nachschalten einer zweiten Verstärkerstufe erreicht werden. Eine weitere Verbesserung ist erzielbar, wenn neben einer spektral engen Bandpassfilterung noch eine Filterung der Polarisation durchgeführt wird. Auf diese Weise wird erreicht, dass lediglich der ASE-Strahlungsanteil, der die gleiche Polarisation aufweist, wie sie die Signalstrahlung besitzt, transmittiert wird.

Die besten Resultate im Hinblick auf eine zweistufige Verstärkung werden erzielt, wenn in die Verstärkungsstrecke eine Kombination von einem Bandpassfilter und einem optischen Isolator eingebaut wird [4.13]. Der optische Isolator verhindert nicht nur die Rückkopplung der Signal- und der ASE-Strahlung von der zweiten Stufe in die erste Stufe, sondern es wird auch nur die Strahlung in Vorwärtsrichtung transmittiert, die innerhalb des Transmissionsbereiches der im Isolator befindlichen Polarisatoren liegt. So ergaben Berechnungen [4.14, S.495], dass mit einem zweistufigen Erbium-Faserverstärker für 1,53 μm eine Gewinnverbesserung von 12 dB (Faktor: 15) und eine Reduzierung der Rauschzahl von ursprünglich 10 dB auf die theoretisch mögliche Untergrenze von 3 dB erzielt werden kann, vorausgesetzt die Einfügedämpfung zwischen beiden Stufen fällt klein aus.

Da der ASE-Strahlungsanteil bei kleineren Signalleistungen prozentual größer wird, erhöht sich die Rauschzahl zu kleineren Signalleistungen hin. Durch den Einsatz eines ASE-Bandpassfilters hinter dem Faserverstärker lässt sich die Rauschzahl wieder verringern. In [4.15] wurden deshalb die Rauschzahlen des Faserverstärkers in Abhängigkeit von der Signalleistung und in Abhängigkeit von der Bandbreite unterschiedlicher ASE-Bandpassfilter berechnet. Es wurde angenommen, dass der Verstärker bidirektional mit $P_{P1}^+ = 75 \text{ mW}$ in Vorwärtsrichtung und mit $P_{P2}^- = 30 \text{ mW}$ in Rückwärtsrichtung gepumpt wird. Des Weiteren wurde angenommen, dass die aus dem Faserverstärker austretende Signalstrahlung ohne Leistungseinbußen gemessen werden kann. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.12 dargestellt.

Kapitel 4: Der Faserverstärker

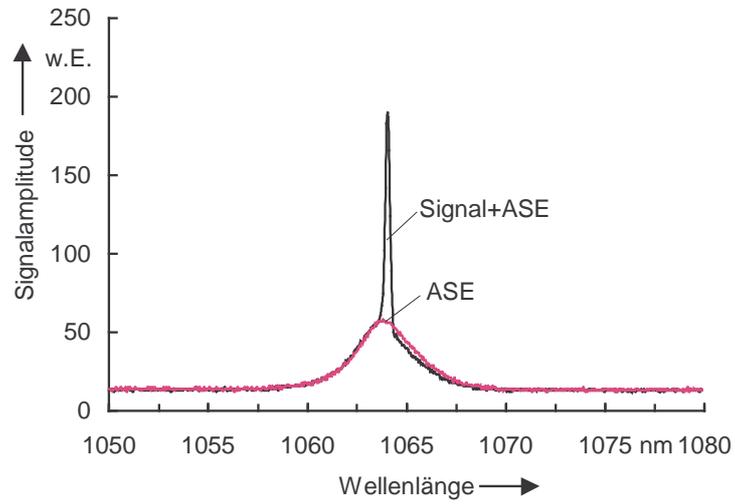


Abbildung 4.9: ASE- und Signalspektrum mit 4nm Interferenzfilter.

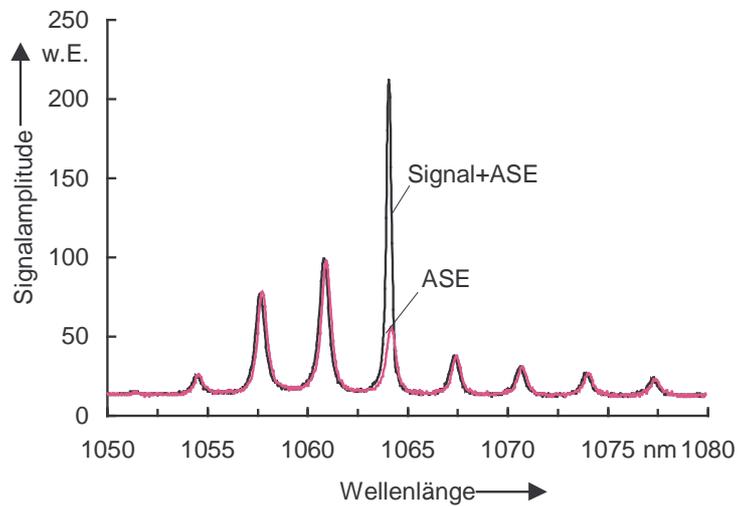


Abbildung 4.10: ASE- und Signalspektrum mit 0,43nm Etalon.

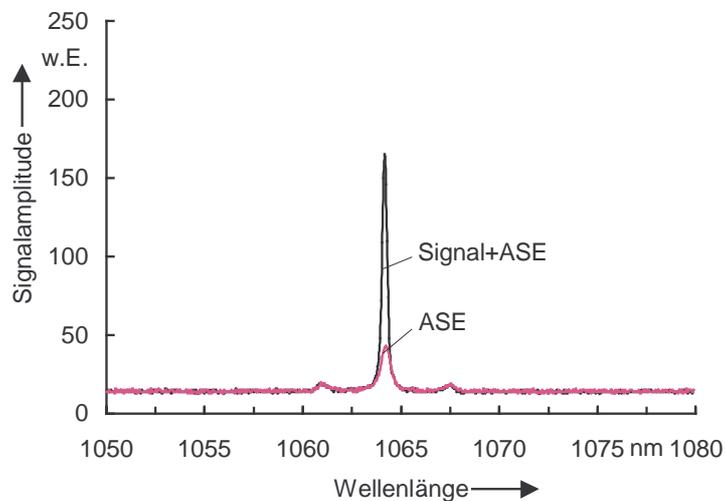


Abbildung 4.11: ASE- und Signalspektrum mit 4nm Interferenzfilter und 0,43nm Etalon.

Liegt die Rauschzahl bei 100 μW -Signalen mit ca. 3,3 dB noch an der theoretische Untergrenze, so wird sie mit Abnahme der eingekoppelten Signalleistung kontinuierlich größer. Werden bei einer Signalleistung von -50 dBm (10 nW) die verstärkten Signale ungefiltert auf den Photoempfänger gegeben, ergibt sich eine Rauschzahl von 26,5 dB. Mit einem 4 nm-Bandpassfilter reduziert sich die Rauschzahl auf 20 dB, und durch eine weitere Einengung der Bandpassfilterung auf 0,43 nm reduziert sich die Rauschzahl nochmals auf 14,1 dB.

Eine weitere Reduzierung der Rauschzahl wird erreicht, wenn die ASE-Bandpassfilterung nicht nur nachgeschaltet, d.h. hinter dem Faserverstärker, durchgeführt wird, sondern auch innerhalb der Verstärkungsstrecke stattfindet. Hierfür ist es allerdings notwendig, den Faserverstärker zweistufig aufzubauen. Abbildung 4.13 zeigt das Ergebnis der Gewinn- und Rauschzahlberechnungen für einen zweistufigen Aufbau.

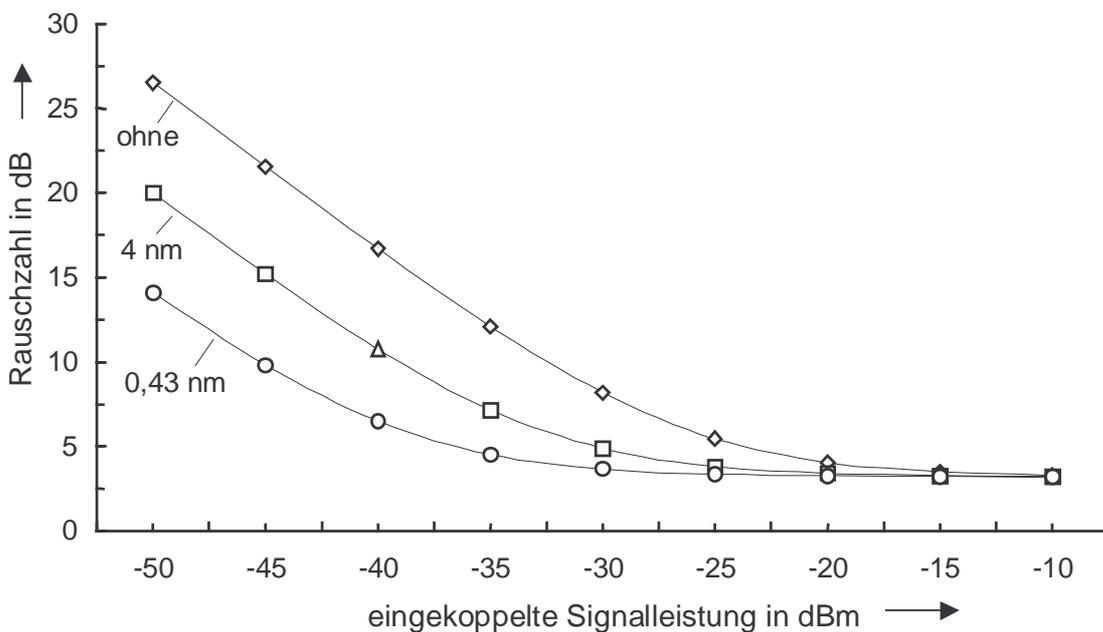
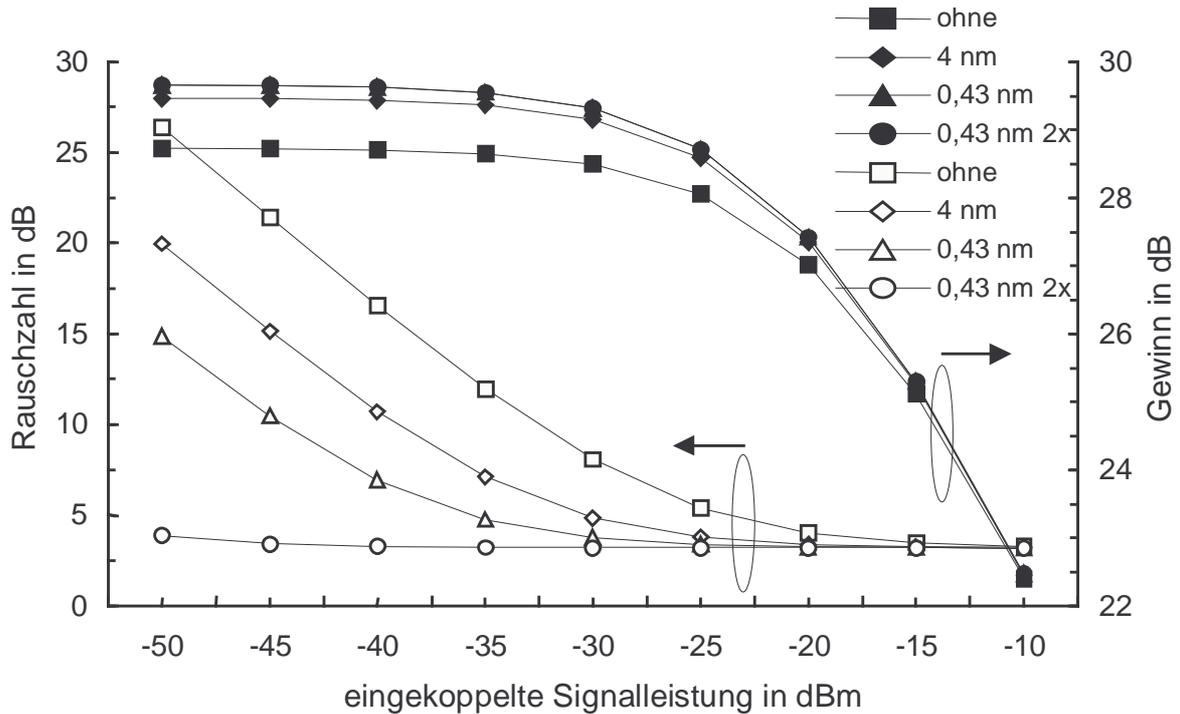


Abbildung 4.12: Rauschzahl in Abhängigkeit von der Bandbreite der ASE-Bandpassfilterung.



1. Filter ist nur zwischen den Verstärkerstufen; Filterbandbreiten: ∞ (ohne), 4 nm und 0,43 nm.
2. Filter ist zwischen und hinter den Stufen; Filterbandbreite jeweils 0,43 nm (0,43 nm 2x).

Abbildung 4.13: Gewinn und Rauschzahl in Abhängigkeit von der Bandbreite der ASE-Bandpassfilterung bei zweistufigem Aufbau des NDFA [4.15].

Es wurde angenommen, dass die erste Stufe mit $P_{P1}^+ = 75$ mW in Vorwärtsrichtung und die zweite Stufe mit $P_{P2}^- = 30$ mW in Rückwärtsrichtung gepumpt werden. Als Faserlängen wurden 2 m für die erste Stufe und 1 m für die zweite Stufe angenommen. Des weiteren wurde angenommen, dass die Bandpassfilterung ohne Transmissionsverluste erfolgt.

Wie bei der Bandpassfilterung hinter dem Faserverstärker, vgl. Abbildung 4.12, wird durch den Einbau von ASE-Bandpassfiltern in die Verstärkerstrecke ebenfalls eine deutliche Herabsetzung der Rauschzahlwerte erzielt, siehe Kurven: "ohne", "4 nm" und "0,43 nm". Weiterhin zeigen die Berechnungen, dass durch den Einbau der ASE-Filter in die Verstärkerstrecke der optische Gewinn verbessert wird. Eine drastische Verbesserung wird erzielt, wenn sowohl innerhalb als auch hinter der Verstärkungs-

strecke gefiltert wird, siehe Kurve: "0,43 nm 2x". Selbst bei sehr kleinen Signalleistungen werden Rauschzahlen nahe der theoretischen Untergrenze erreicht. Dieses Ergebnis zeigt sehr deutlich, dass für eine rauscharme Verstärkung ein zweistufiger Verstärker zwingend erforderlich ist.

4.6 Verstärkung von LDA-Streulichtsignalen mit einem zweistufigen NDFA

Aufgrund der oben durchgeführten Berechnungen wurden der in Abbildung 4.14 schematisch dargestellte zweistufige NDFA zur Verstärkung von LDA-Streulichtsignalen für den Liniensensor aufgebaut. Anhand von Kleinsignalverstärkungsmessungen wurde zunächst die Leistungsfähigkeit getestet, um anschließend erste Vergleichsmessungen dieses LDA-Empfangssystems mit konventionellen LDA-Streulichtempfängern durchzuführen. Der weiterentwickelte NDFA besteht aus zwei Verstärkerstufen, die durch ein schmalbandiges optisches Bandpassfilter und einem faseroptischen Isolator voneinander getrennt sind. Ein faseroptischer Polarisationscontroller dreht die Polarisationsrichtung der Signalstrahlung auf die Durchlass-

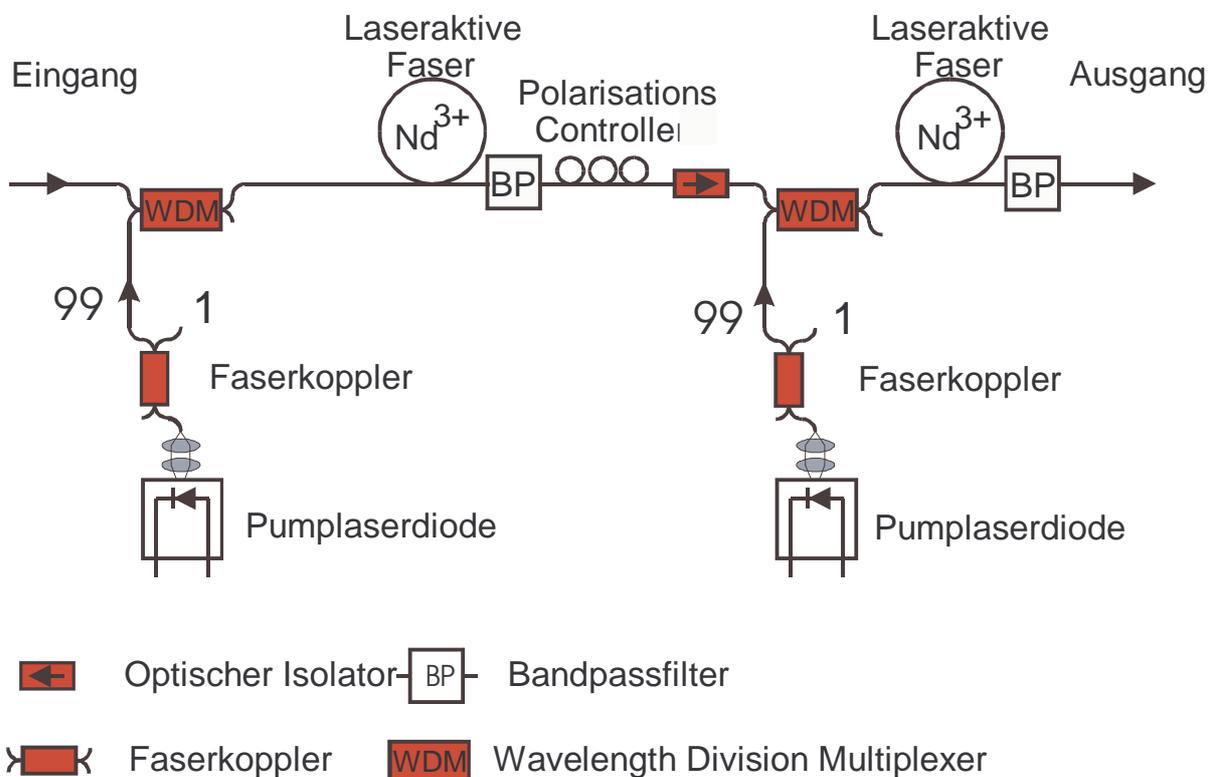


Abbildung 4.14: Zweistufiger NDFA zur Verstärkung von LDA-Streulichtsignalen.

richtung des polarisationsabhängigen faseroptischen Isolators. Die ASE-Strahlung der zweiten Verstärkerstufe wird durch ein weiteres Bandpassfilter vom Nutzsignal getrennt. Die für die Verstärkung benötigte Energie wird durch zwei Pumpaserdioden bereitgestellt. Über wellenlängenselektive Faserkoppler, sog. Pump-WDMs wird die Pumpwellenlänge und die Signalwellenlänge zusammengeführt und in die laseraktive Neodymfaser weitergeleitet. Zur Ermittlung der aktuellen Pumpleistung wird 1 % der Pumpleistung durch Faserkoppler abgezweigt und einem optischen Leistungsmessgerät zugeführt. Für diese Untersuchungen wurde eine verbesserte Neodym-Faser beschafft. Diese Faser war mit 200 ppm Neodym³⁺-dotiert, hatte einen Kernradius von 2,1 μm , eine $NA = 0,15$ und wies eine Grenzwellenlänge von 825 nm auf. Sie war sowohl für die Signalstrahlung als auch für die Pumpstrahlung einmodig.

4.6.1 Kleinsignalverstärkung des NDFA

Zur Messung der Kleinsignalverstärkung wird vor den zweistufig aufgebauten NDFA ein Faserschmelzkoppler durch thermisches Spleißen verlustarm angeschlossen. Der Faserkoppler verfügt über ein Teilungsverhältnis von 1:99. Die Strahlung eines bei 1064 nm emittierenden Nd-YAG-Lasers wird in den Faserkoppler eingekoppelt und 1 % der Strahlungsleistung in den NDFA weitergegeben. Über den zweiten Ausgang, der 99 % der optischen Leistung führt, wird die Signalleistung, die anschließend durch den Faserverstärker verstärkt wird, ermittelt. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.15 schematisch dargestellt.

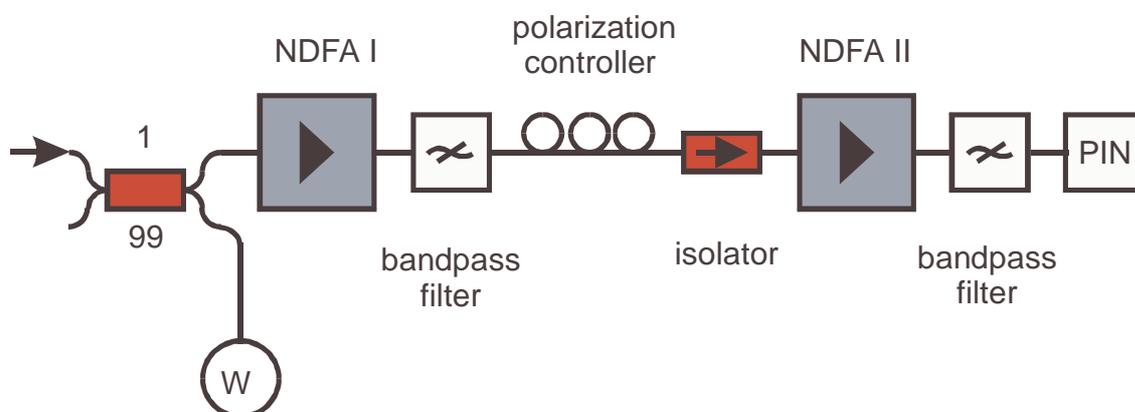


Abbildung 4.15: Versuchsaufbau zur Messung der Kleinsignalverstärkung.

4.6.2 Versuchsdurchführung

Mit dem in Abbildung 4.15 dargestellten Versuchsaufbau sind Messungen des optischen Gewinns G , d.h. die Kleinsignalverstärkung in Abhängigkeit der Pumpleistung, durchgeführt worden. Die eingekoppelten Signalleistungen P_S liegen zwischen -30 dBm ($1 \mu\text{W}$) und -60 dBm (1nW). Die verstärkten Signale P_V werden am Ausgang des NDFAs mit einem Leistungsmessgerät gemessen und über 20 Einzelmessungen gemittelt. Nach Abschalten der Signalleistung besteht die aus dem Faserverstärker austretende optische Strahlung nur noch aus der ASE-Strahlung. Deren optische Leistung P_{ASE} wird gemessen, und von der verstärkten Signalleistung subtrahiert. Die Kleinsignalverstärkung V [dB] ergibt sich nach folgender Gleichung:

$$V[\text{dB}] = \frac{P_V - P_{ASE}}{P_S} \quad (4.21)$$

Die Verstärkungskurven sind in Abbildung 4.16 eingetragen worden.

4.6.3 Ergebnisse

Wie zu erwarten war, erhöhte sich der Gewinn bei Erhöhung der Pumpleistung. Für Signale mit einer optischen Leistung von -50 dBm und bei einer zur Verfügung stehenden gesamten Pumpleistung von bis zu 180 mW sind Kleinsignalverstärkungen von bis zu 45 dB gemessen worden. Auch bei einer Pumpleistung von 170 mW konnten immer noch Kleinsignalverstärkungen deutlich über 40 dB erreicht werden. Besonders für kleine Signalleistungen fallen die Gewinne deutlich höher aus. Mit Zunahme der Signalleistung sinkt die Gewinnkurve bei allen Kurvenverläufen. Diese Tatsache hängt mit der durch induzierte Emission verursachte rasche Entleerung des Energieveaus ${}^4F_{3/2}$ in Abbildung 4.3 zusammen. Bei großen Signalleistungen kann dieses Niveau durch den Pumpprozess nicht wieder schnell genug aufgefüllt werden. Dieser Effekt wird mit abnehmenden Signalleistungen zunehmend kleiner, was sich durch das beobachtbare Sättigungsverhalten der Kurvenverläufe bemerkbar macht. Eine zusätzliche Entleerung des für den Verstärkungseffekt wichtigen Energieniveaus ${}^4F_{3/2}$ findet durch die ASE-Strahlung statt. Diese wächst mit steigender

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Pumpleistung, sodass eine Gewinnsteigerung durch verstärktes Pumpen nicht beliebig fortsetzbar ist.

Für die Verwendung des hier getesteten NDFA in einem LDA bedeuten diese Messergebnisse, dass für die relativ schwachen Streulichtsignale innerhalb des Faserverstärkers mit einem hohen optischen Gewinn gerechnet werden kann. Ein nichtlineares Verhalten durch eine zu starke Entleerung des Laserniveaus $^4F_{3/2}$ kann ausgeschlossen werden.

Mit diesem leistungsstarken Faserverstärker ist das im folgenden Kapitel 5 vorgestellte faseroptische Empfangsmodul aufgebaut und die folgenden Vergleichsmessungen durchgeführt worden.

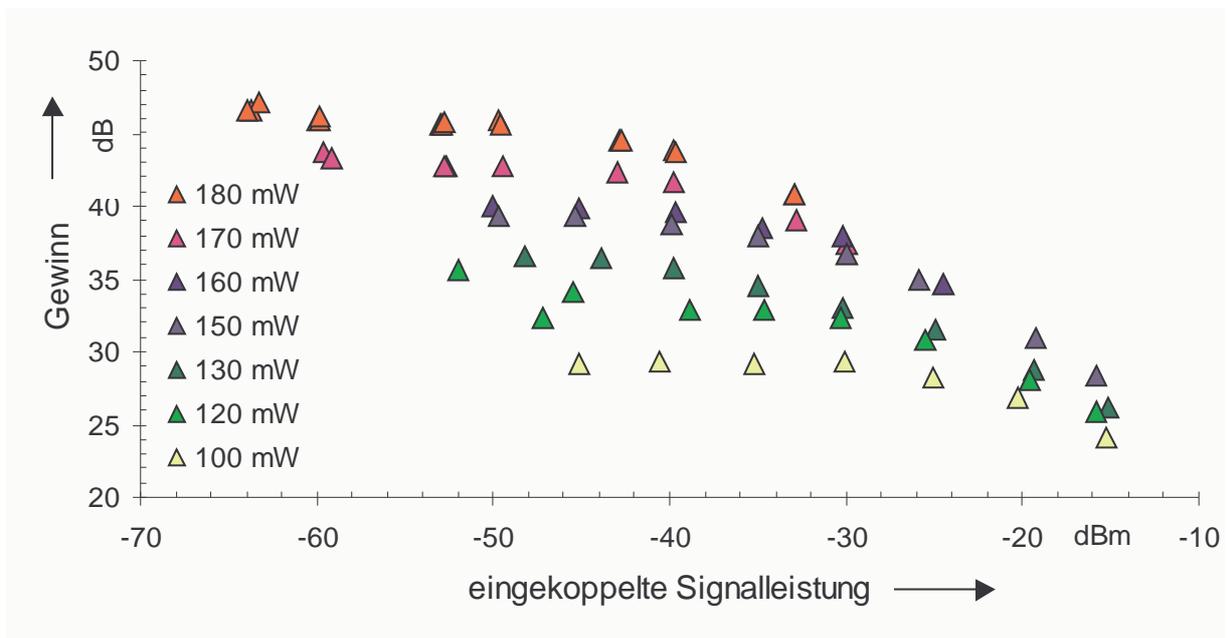


Abbildung 4.16: Kleinsignalverstärkung für unterschiedliche Pumpleistungen.

4.7 Direkter Vergleich des LDA-Empfangsmolules (Ndfa/PIN) mit einem konventionellen LDA-Empfänger (APD)

Ziel der Weiterentwicklung des Faserverstärkers war es eine *SNR*-Verbesserung gegenüber konventionellen LDA-Streulichtdetektoren zu erzielen, um einen Liniensensor aufbauen zu können, der trotz der benötigten kleinen Empfangsaperturen und den hohen Anforderungen an das verwendete Lasersystem bei relativ geringen Laserleistungen (300mW) Streulichtsignale mit genügend hohem *SNR* messen kann.

Um beide Sensorsysteme für gleiche Empfangsaperturen miteinander vergleichen zu können, ist der in Abbildung 4.17 schematisch dargestellte Versuchsaufbau realisiert worden. Mit einem bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$ emittierender Nd:YAG-Laser, einem LDA-Strahlteiler und einer Linse ist ein konventionelles Zweibelegungsstrahl-Zweistreustrahl-LDA aufgebaut und ein Messvolumen mit einem Streifenabstand von $d = 2 \mu\text{m}$ generiert worden (Schnittwinkel der Teilstrahlen: $\varphi = 31^\circ$). Ein Platindraht mit einem Durchmesser von etwa $5 \mu\text{m}$ ist an einer rotierenden Scheibe befestigt worden und

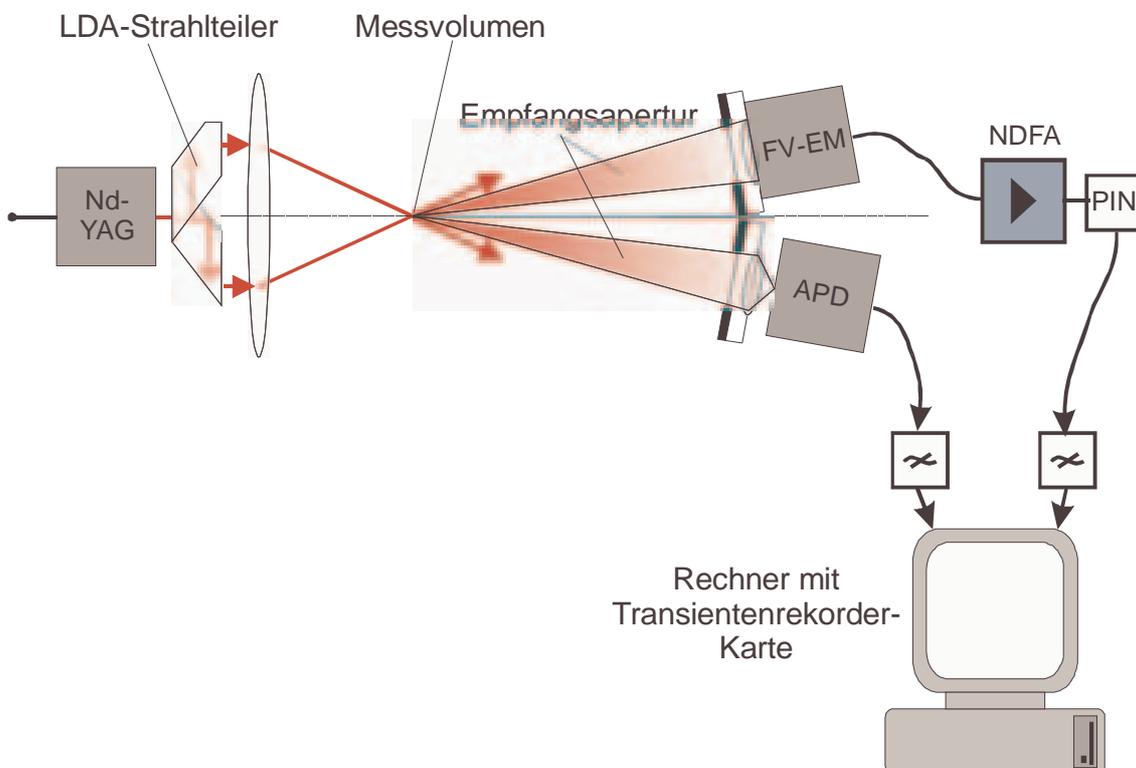


Abbildung 4.17: Versuchsanordnung zum Vergleich der LDA-Streulicht-Empfangeinheiten APD und Ndfa+PIN-Photodiode.

wird mit einer Geschwindigkeit von etwa 1m/s durch das Messvolumen bewegt. Das Streulicht wird über eine Linse in die Faser des NDFA eingekoppelt, in diesem optisch verstärkt und auf eine PIN-Photodiode geführt oder durch eine Linse gleichen Durchmessers auf die sensitive Fläche einer APD projiziert. Die LDA-Streulichtsignale beider Empfänger stammen von dem selben Streulicht, welches durch den Pt-Draht innerhalb des Messvolumens generiert wurde. Somit ist ein direkter Vergleich beider Empfangssysteme anhand ihrer Signale möglich. Beide Empfangseinheiten haben eine gleich große Empfangsapertur, die durch eine Blende mit einem Durchmesser von 10 mm begrenzt wurde. Sie sind in Vorwärtsrichtung zum Messvolumen angeordnet und haben zum Messvolumen einen Abstand von 200 mm. Der Abstand der Empfänger zur eingezeichneten Symmetrieachse ist konstant und beträgt 40 mm. Die elektrischen Signale, sowohl von der APD als auch von der PIN-Diode, werden durch ein elektrisches Bandpassfilter von Störsignalen getrennt, sodass nur Signalanteile zwischen $f_{\min}= 300$ kHz und $f_{\max}= 2$ MHz erfasst werden können. Die elektrischen Signale aus der APD bzw. aus der PIN-Photodiode werden mit Hilfe einer Transientenrekorder-Karte und eines Rechners ausgewertet und erlauben den unmittelbaren Vergleich des *SNR*'s beider gleichzeitig aufgenommener Streulichtsignale.

Mit diesem Versuchsaufbau sind die Streulichtsignale beider Empfangssysteme in Abhängigkeit von der optischen Leistung im Messvolumen aufgenommen worden. Die optische Leistung ist schrittweise reduziert worden und das *SNR* beider Empfangssysteme durch die Karte berechnet worden.

4.8 Ergebnisse des Sensorvergleichs

Die Ergebnisse der Messungen zeigen die folgenden Abbildungen 4.18 bis 4.20. In Abbildung 4.18 sind zwei typische LDA-Streulichtsignale zu erkennen, die von den beiden Streulichtempfängern zeitgleich empfangen worden sind. Die optische Leistung im Messvolumen betrug für diese Messung ~ 380 μ W. Man kann deutlich erkennen, dass das Streulichtsignal der APD (Abbildung 4.18 oben) verrauschter ist, als das Signal des NDFA + PIN-Photodiode (Abbildung 4.18 unten). Die aus 1024 Messungen berechneten *SNR*-Werte beider Empfangssysteme sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Hier zeigt sich, dass die *SNR*-Werte der aufgenommenen Signale beider Empfänger gleichmäßig verteilt und reproduzierbar sind. In

Abbildung 4.20 sind die mittleren *SNR*-Werte der aufgenommenen Streulichtsignale in Abhängigkeit der optischen Leistung im Messvolumen aufgetragen worden. Bei 1 mW optischer Leistung im Messvolumen ist für die APD als LDA-Streulichtdetektor ein *SNR* von 15 dB und für den NDFA + PIN ein *SNR* von 33 dB ermittelt worden.

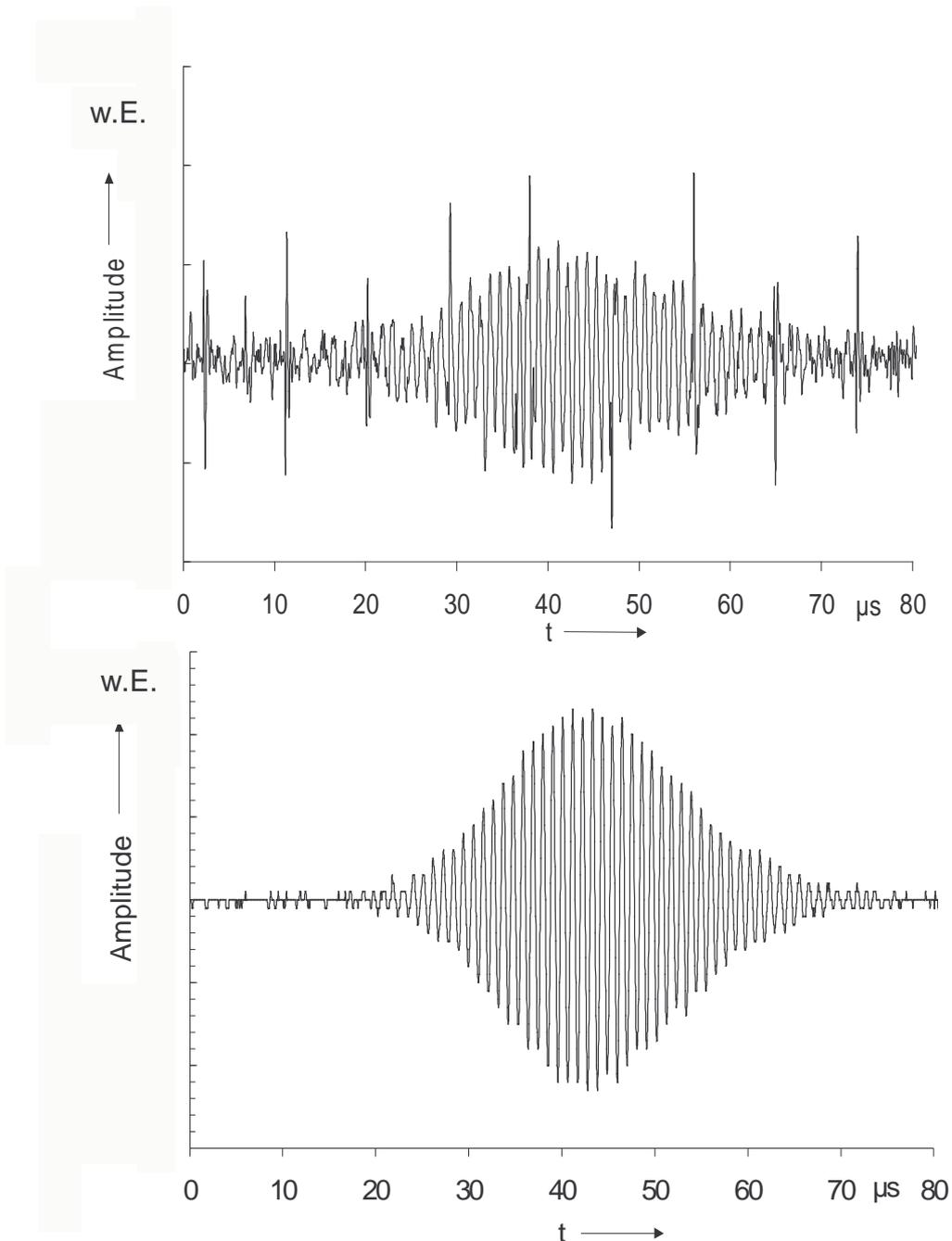


Abbildung 4.18: LDA-Signale, die zeitgleich durch die APD (oben) und dem NDFA+PIN-Photodiode (unten) mit gleicher Empfangsapertur aufgenommen worden sind. Als Streukörper diente ein Pt-Draht. Die optische Leistung im Messvolumen betrug 0,38 mW.

Kapitel 4: Der Faserverstärker

Wird die optische Leistung im Messvolumen reduziert, so sinkt das *SNR* beider Empfängertypen. Bei etwa 0,1 mW weist die APD nur noch ein *SNR* von etwa -5 dB auf, während das *SNR* des NDFA+PIN immerhin noch einen Wert von 15 dB hat. Bei einer weiteren Reduzierung der Laserleistung im Messvolumen war es nur noch mit dem Sensor bestehend aus dem NDFA + PIN-Photodiode möglich Streulichtsignale aufzunehmen. Hiermit konnten bei 0,02 mW im Messvolumen noch Streulichtsignale ausgewertet werden

Neben den durchgeführten Streulichtmessungen, bei denen ein Pt-Draht als konstanter Streukörper für reproduzierbare Vergleichsmessungen durch das Messvolumen bewegt wurde, sind auch Streulichtmessungen mit Wassertröpfchen

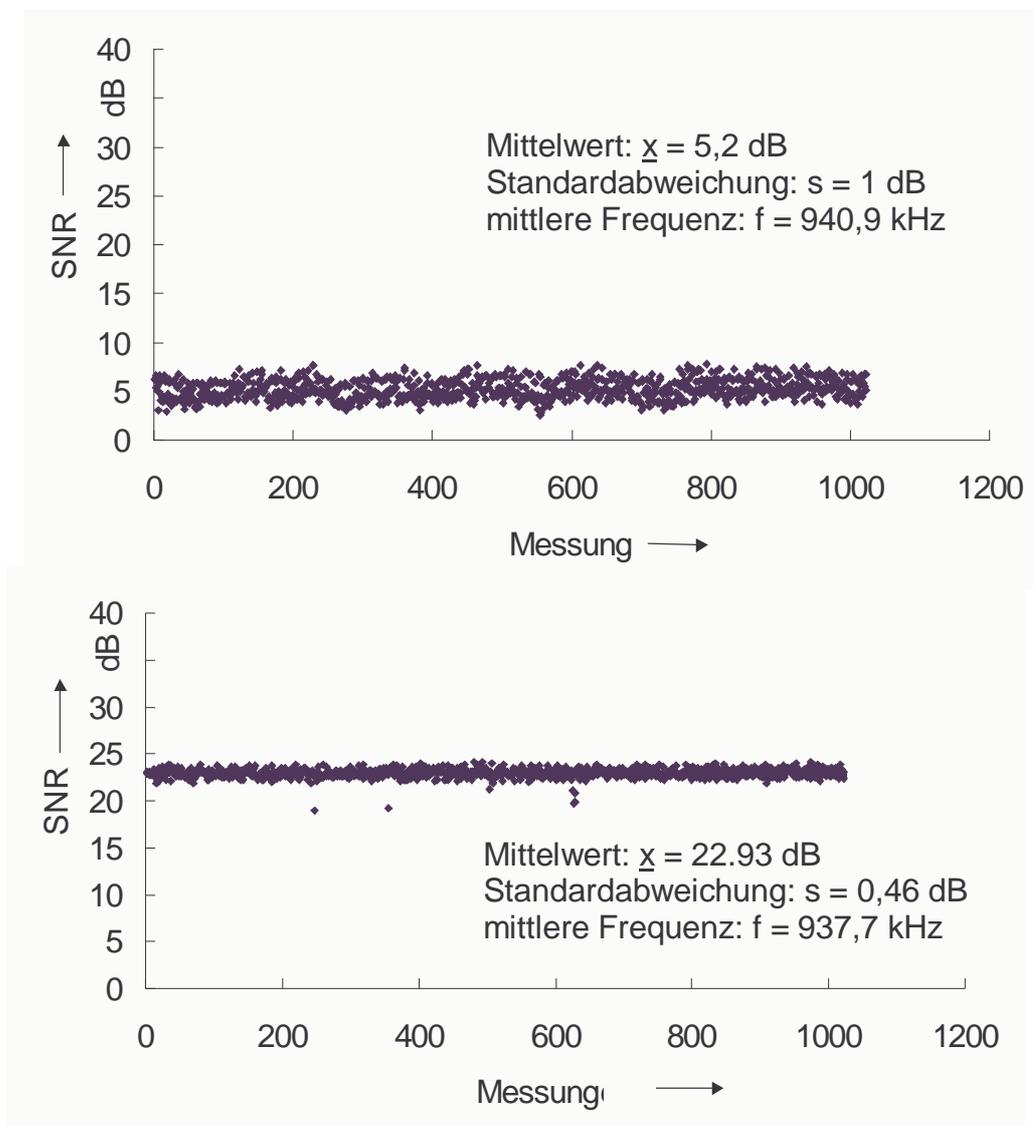


Abbildung 4.19: *SNR* Messergebnisse von 1024 aufgenommenen LDA-Streulichtsignalen beider Streulichtempfänger.

als Streupartikel mit dem gleichen in Abbildung 4.17 beschriebenen Versuchsaufbau durchgeführt worden. Es konnten für einen Vergleich allerdings trotz einer Erhöhung der Laserleistung im Messvolumen keine LDA-Streulichtsignale mit der APD mehr festgestellt werden. Mit dem NDFA + PIN-Photodiode aber konnten für optische Leistungen von 1mW im Messvolumen noch Streulichtsignale mit einem SNR von 10 dB gemessen werden.

Durch den direkten Vergleich zweier verschiedener Empfangssysteme konnte für kleine Empfangsaperturen anschaulich nachgewiesen werden, dass sich durch die Verwendung eines Faserverstärkers zur optischen Vorverstärkung schwacher LDA-Signale das SNR gegenüber konventionellen Streulichtempfangssystemen, wie der hier verwendeten APD, deutlich verbessern lässt. Durch die Verwendung des Faserverstärkers sind Streulichtsignale sogar noch dann gemessen worden, als mit der APD keine Signale mehr erfasst werden konnten, sodass mit dem faseroptischen Empfangssystem bei diesem LDA eine Steigerung der Detektionsempfindlichkeit erzielt werden konnte.

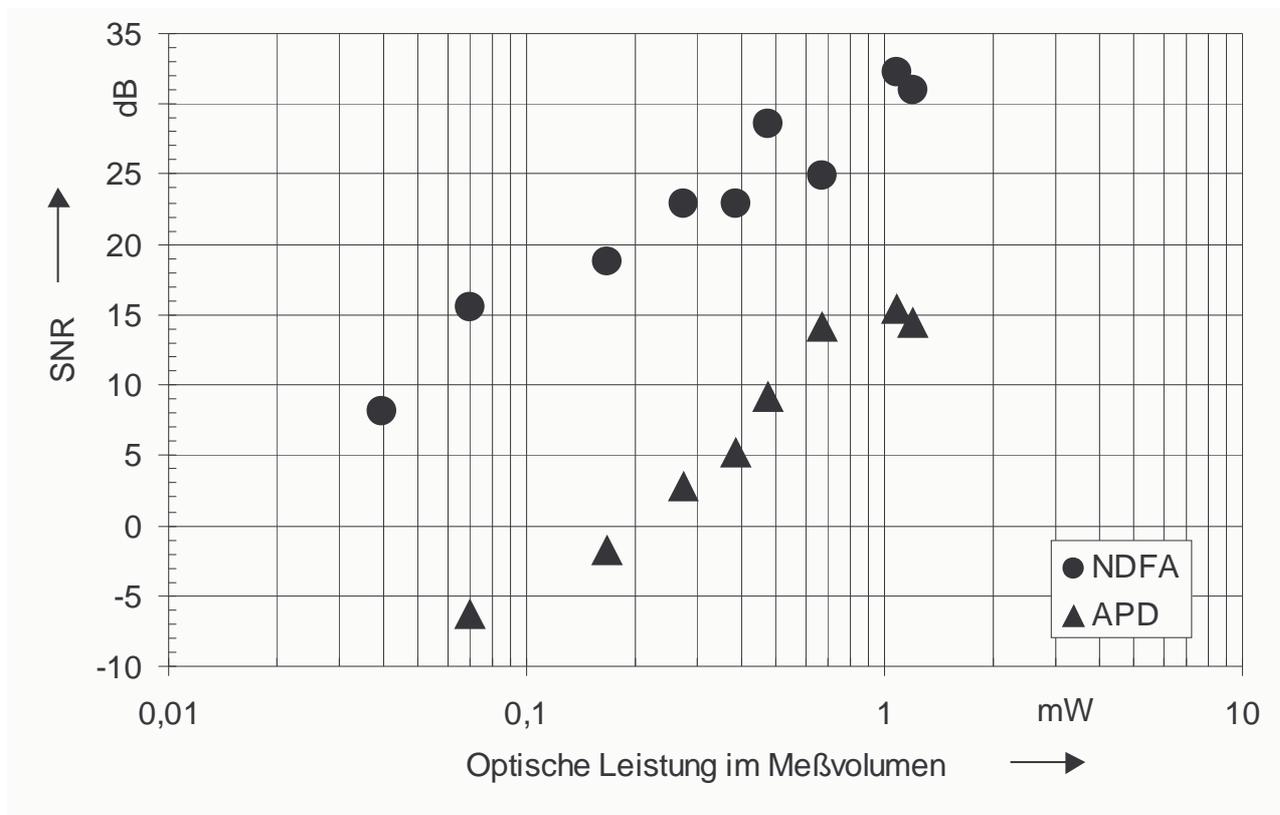


Abbildung 4.20: SNR von LDA-Streulichtsignalen gemessen mit einer APD oder einem NDFA+PIN-Photodiode als LDA-Streulichtempfänger.

4.9 Einsatz des NDFA als LDA-Streulichtempfänger mit kleiner Empfangsapertur

Es ist gezeigt worden, dass sich das SNR von 1064 nm LDA-Streulichtsignalen für kleine Empfangsaperturen - der für den hier vorgestellten Vergleich verwendete Blendendurchmesser beider Empfängersysteme betrug nur 10 mm - durch die Verwendung eines einmodigen NDFA anstatt einer konventionellen APD verbessern lässt. Für Empfangssysteme, bei denen kleine Empfängeraperturen auftreten oder aber sehr kleine sensitive Fläche notwendig sind, bedeutet das, dass durch die Verwendung von faseroptischen Verstärkern eine Steigerung der Detektionsempfindlichkeit zu erreichen ist.

Für die Laser-Doppler-Anemometrie eröffnen sich durch die Verwendung faseroptischer Bauteile in Kombination mit dem Faserverstärker neue Möglichkeiten in der Gestaltung von LDA-Sensoren. Da das LDA-Streulicht in der Faser geführt wird, lässt sich durch die Verwendung von Faserkopplern ein vereinfachtes Referenz-LDA aufbauen, indem das Streulicht nach der optischen Verstärkung mit dem ebenfalls in einer Faser geführten Referenzlicht des Beleuchtungslasers über einen Faserkoppler überlagert und einer Photodiode zugeführt wird. Auf diese Weise lässt sich im Gegensatz zu herkömmlichen Referenz-LDAs das bereits optisch rauscharm vorverstärkte Streulicht mit dem Referenzlicht überlagern und das SNR des Referenz-Doppler-Signals verbessern. In Kapitel 5 wird die Realisierung dieser Idee beschrieben.

Die Faser selbst kann ohne Einkoppeloptiken als Sensor für das LDA-Streulicht genutzt werden, wodurch sich mit der Realisierung miniaturisierter Empfangsoptiken neue Anwendungsfelder in der Mikrofluidik eröffnen. Der Detektor eines faseroptischen LDAs reduziert sich in diesem Fall auf die Größe des Fasermanteldurchmessers von 125 μm und erleichtert den optischen Zugang für schwierige Messaufgaben.

Kapitel 5

Der Liniensensor als Durchflusssensor

Nachdem in Kapitel 3 gezeigt worden ist wie das linienförmige Messvolumen mit Hilfe von Empfangsfasern als Streulichtempfänger realisiert werden kann und nachdem in Kapitel 4 die Grundlagen und das Verständnis für die Faserverstärkertechnik vorgestellt worden sind, soll hier der fertige Liniensensor als Durchflusssensor mit einer Empfangsfaser vorgestellt werden.

5.1 Aufbau des Liniensensors in Einempfängeranordnung

Der Liniensensor für Durchflussmessungen ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Er besteht aus einem Nd-YAG-Ringlaser, dessen Arbeitswellenlänge $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ ist und der eine maximale optische Ausgangsleistung von 300 mW hat. Mit einer Abbildungsoptik wird der Beleuchtungsstrahl zu einem langgezogenen LDA-Messvolumen geformt. Das Messvolumen ist der Bereich in dem sich der

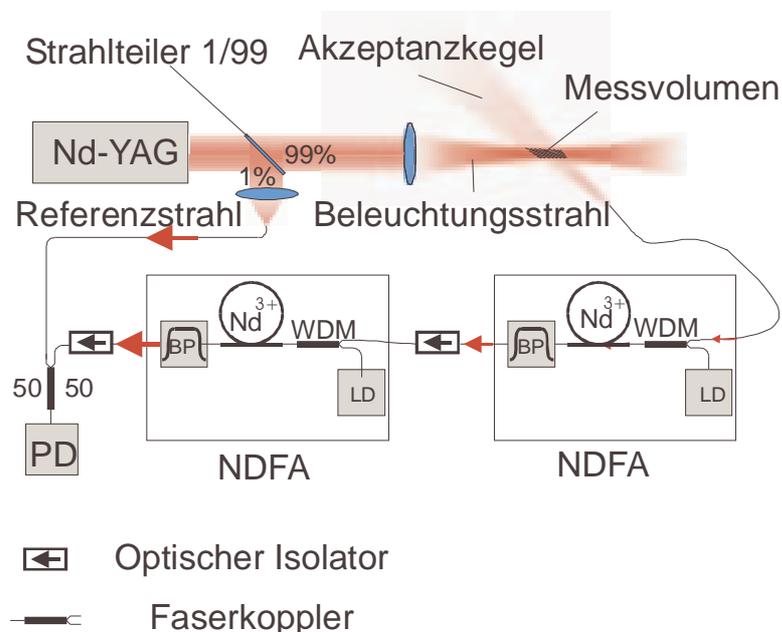


Abbildung 5.1: Prinzipschaltbild des Durchflusssensors mit Faserverstärkern.

Akzeptanzkegel der Einmodenfaser und der Beleuchtungsstrahl überlagern. Besonders anschaulich ist das Messvolumen des Liniensensors in Bild 1 im Anhang dargestellt. Das Streulicht von in der Strömung mitgeführten Partikeln, die vom Laser „beleuchtet“ werden, wird innerhalb des Empfangskegels der Einmodenfaser erfasst und durch die Fasern in den angeschlossenen zweistufigen Faserverstärker geführt. Dabei ist das von der Einmodenfaser erfasste Licht extrem schwach. Die Lichtmenge ist ohne eine optische Aufbereitung zu gering für eine Signalbildung. Durch das Nachschalten des in Kapitel 4 vorgestellten rauscharmen zweistufigen NDFA zur Verstärkung von LDA-Streulichtsignalen sind Kleinsignalverstärkungen von bis zu 40 dB (Faktor 10.000) möglich. Da mit dem Faserverstärker ausreichende Streulichtleistungen erzielt werden, kann nun das verstärkte Streulicht mit einem Teil des ursprünglichen Lichts des Lasers überlagert werden. An der empfangenden Photodiode entsteht ein intensitätsmoduliertes Signal, wie es aus der Laser-Doppler-Anemometrie bei einer Referenzstrahlanordnung bekannt ist.

Durch die Verwendung eines Faserkopplers zur Überlagerung des Streulichtes mit dem Referenzsignal unterscheidet sich der Liniensensor von den gängigen LDA-Referenzstrahlanordnungen. Vergleicht man die Überlagerungstechnik des hier vorgestellten Liniensensors mit der in Abbildung 3.1 vorgestellten Strahlgeometrie, so fällt auf, dass auf den normalerweise notwendigen Referenzstrahl, der ebenfalls durch das Messmedium geführt werden muss, verzichtet werden kann. Der Installationsaufwand reduziert sich dadurch erheblich.

Ein weiterer Vorteil ergibt sich bei der hier vorgestellten Empfängeranordnung durch die Möglichkeit der separaten optischen Verstärkung des Streulichtes. Das Streulicht kann in dem Faserverstärker unabhängig von dem in der optischen Leistung sehr viel stärkeren Referenzstrahlanteil verstärkt werden. Der im Referenzstrahl enthaltene Rauschanteil des Laserrauschens wird aufgrund der separaten Verstärkung in dem NDFA nicht mitverstärkt was eine Verbesserung des *SNR* des Photostroms der PIN-Photodiode zur Folge hat.

In Kapitel 2.3 ist die Problematik der richtigen Streulichtempfängerwahl bei Referenz-LDAs bereits angesprochen worden. Aufgrund des hohen DC-Anteils bei der Überlagerung des Streulichtes mit dem Referenzstrahl sind empfindliche Streulicht-

empfänger (APDs) nur bedingt einsetzbar. Eine Anhebung des DC-Anteils des Referenzstrahls erhöht zwar auch den Wechselanteil, da die Empfänger aber aufgrund der hohen Leistungen schnell in den Sättigungsbereich gelangen können, ist bei konventionellen LDAs eine Erhöhung der optischen Leistung des Referenzsignals nicht unbegrenzt möglich. Die Sättigung der Photodioden setzt eine obere Grenze für das erreichbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Durch den Einsatz von faseroptischen Kopplern und der Faserverstärkertechnik kann diese Problematik umgangen werden. Das verstärkte Streulicht und das Referenzlicht haben bei der Überlagerung etwa die gleiche Größenordnung. Ein besseres *SNR* bei den Streulichtsignalen ist die Folge.

5.2 Untersuchung des Messvolumens des Liniensensors

Die Parameter zur Erzeugung des im Vergleich zu konventionellen LDAs extrem erweiterten Messvolumens sind in Kapitel 3 vorgestellt worden. Es ist darauf hingewiesen worden, dass durch die sich ändernde Ortsfrequenz eine Kalibrierung des Messvolumens vorgenommen werden muss. Mit dem in Abbildung 5.2 vorgestellten Versuchsaufbau ist das LDA-Messvolumen untersucht worden. Sowohl die Qualität der Amplituden A der auswertbaren Bursts als auch die Dopplerfrequenz Δf sind für unterschiedliche Bereiche des Messvolumens aufgenommen worden. Als kleiner Streukörper ist ein Platindraht mit einem Durchmesser von $\varnothing_{\text{Pt-Draht}} = 5 \mu\text{m}$ an einer rotierenden Scheibe eines Elektromotors angebracht worden, der den Pt-Draht mit einer konstanten Geschwindigkeit durch das Messvolumen bewegt. Der Motor kann entlang des Beleuchtungsstrahls frei bewegt werden, so dass Burstsignale an unterschiedlichen Stellen der x -Achse erzeugt werden konnten. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.3 dargestellt.

Abbildung 5.3 zeigt die Kalibrierkurve der Frequenz von der Rohrwand ($x = 0 \text{ mm}$) bis in die Rohrmitte ($x = 100 \text{ mm}$). Der ansteigende Kurvenverlauf der normierten Frequenz verläuft sehr gleichmäßig. Bei Kenntnis des Strömungsprofils einer Rohrleitung ist mit einer Ein-Empfängeranordnung nach Aufnahme einer Kalibrierkurve eine Durchflussmessung möglich.

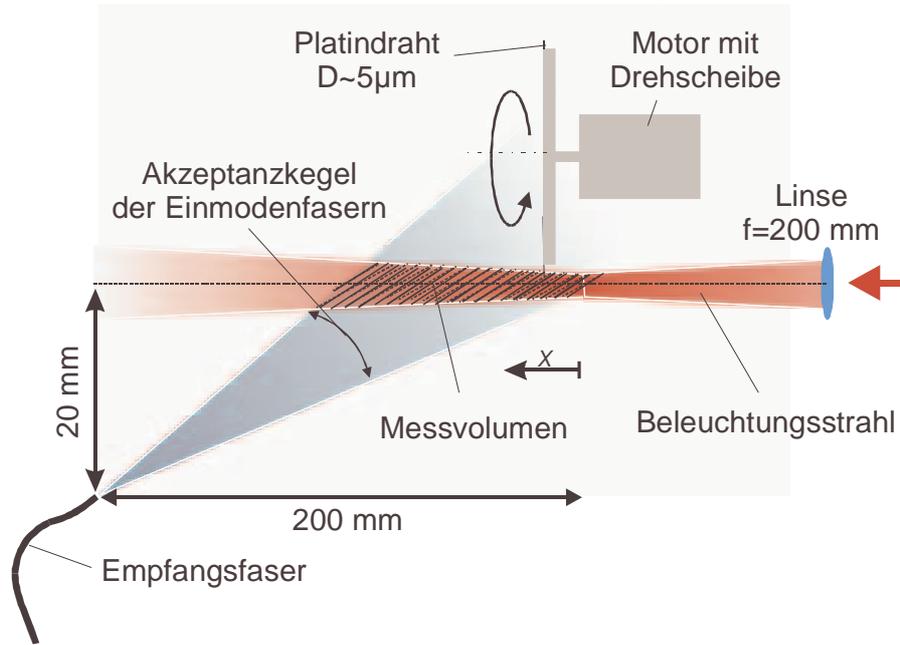


Abbildung 5.2: Versuchsaufbau zur Untersuchung des Messvolumens des Liniensensors.

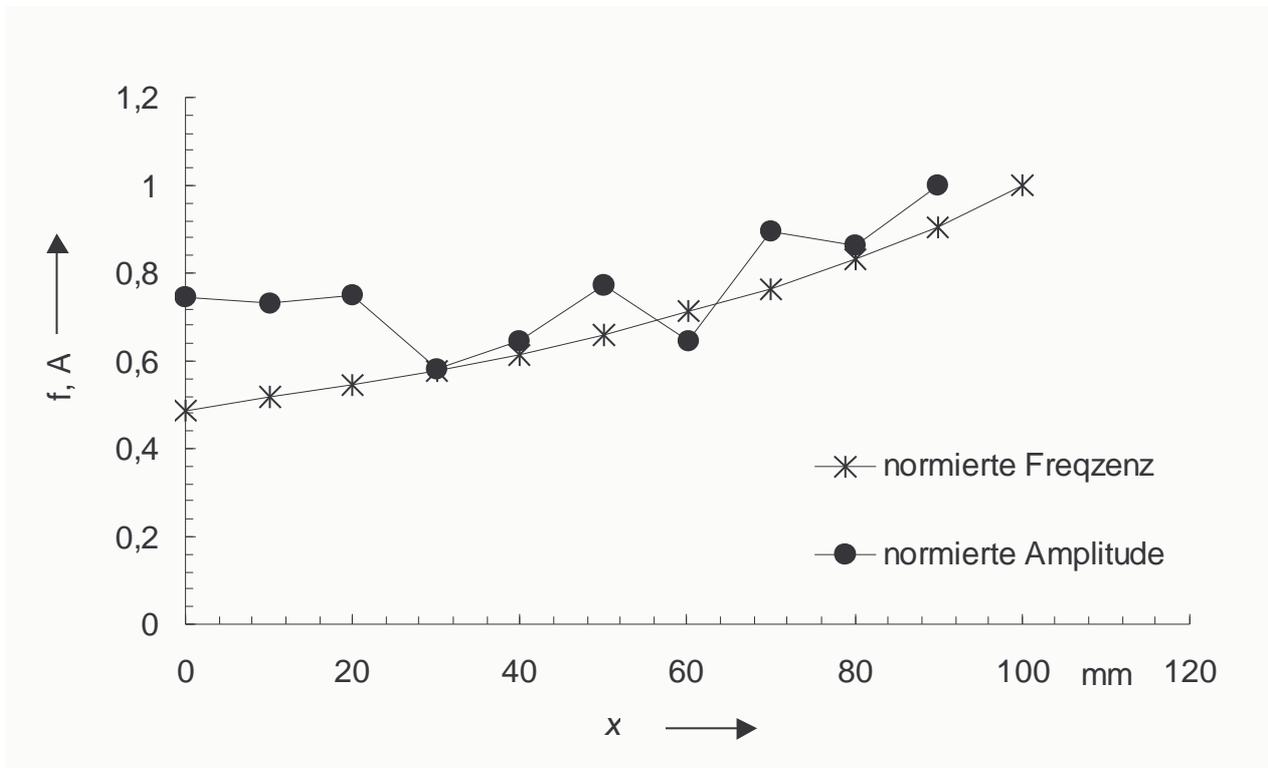


Abbildung 5.3: Frequenz und Amplitudenverlauf entlang des Messvolumens des Liniensensors.

Die Amplituden der Burstsignale sind relativ konstant entlang des Messvolumens. Mit abnehmender Entfernung zur Empfangsfaser ist allerdings ein Anstieg der Amplituden erkennbar. Offensichtlich fällt die Leistungsdichte des Lasers mit zunehmendem Abstand x stärker ab als erwünscht. Durch eine Korrektur der den Beleuchtungsstrahl formenden Optiken kann dieser Effekt korrigiert werden.

5.3 Aufbau des Liniensensors in Zweiempfängeranordnung

Die oben vorgestellte Einempfängeranordnung ist mit einem NDFA zur optischen Verstärkung des Streulichtes mit der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ausgestattet. Das Streulicht wird vor der Überlagerung mit dem Streulicht optisch verstärkt und anschließend auf eine PIN-Photodiode gegeben. Dadurch können das verstärkte Streulicht und das Referenzlicht die gleichen Größenordnungen erhalten und das SNR wird größer.

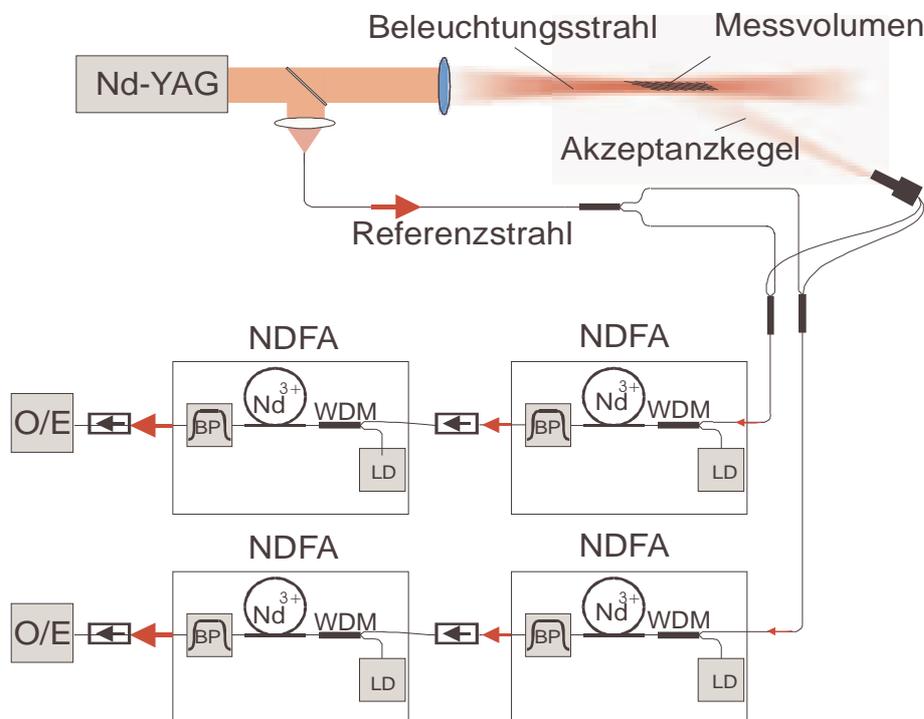


Abbildung 5.4: Liniensensor mit zwei Empfangsfasern und zwei nachgeschalteten NDFA.

Wird für die Phasendifferenzmessung eine weitere Empfangsfaser verwendet, so ist um eine genügend hohe Genauigkeit der Messergebnisse zu erlangen, die in Abbildung 5.4 skizzierte faseroptische Lösung zur Überlagerung beider Signale mit dem Referenzsignal eingesetzt worden. Während der überwiegende Teil der von dem Nd-YAG-Laser emittierten Strahlung als Beleuchtungsstrahl in das Fluid gerichtet wird, führt eine Glasplatte mit anschließender Einkoppeloptik einen Bruchteil des Strahls als Referenzstrahl in eine Einmodenfaser ab. Sowohl die Intensität, als auch die Polarisationsrichtung sind manuell einstellbar. Das Streulicht gelangt über die in Kapitel 3.2 vorgestellten und in einem FC-Stecker eingebrachten Fasern nach der Überlagerung mit dem Referenzstrahl in einen zweistufig aufgebauten Faserverstärker. Nach der optischen Aufbereitung gelangen die Streulichtsignale in den O/E-Wandler (optisch-elektrischer-Wandler), der mit einem Faseranschluss versehen ist. Zur Unterdrückung von Oszillationen und um ein Übergreifen der ASE-Strahlung (ASE: amplified spontaneous emission,) der zweiten Verstärkerstufe auf die erste zu verhindern, sind faseroptische Isolatoren nach jeder Verstärkerstufe eingefügt worden.

Das zur Überlagerung benötigte Referenzsignal wird durch eine Einmodenfaser zum Sensorkopf geführt und durch einen 3 dB-Faserkoppler auf zwei Fasern aufgeteilt. Zwei Faserkoppler überlagern die Referenzsignale mit den beiden Streulichtsignalen der Empfangsfasern des FC-Steckers. Die Intensität des Referenzsignals wird aufgrund des Teilungsverhältnisses der Koppler (1/99) angepasst und kann zusätzlich variiert werden, um ein gutes Verhältnis beider Leistungsanteile zu erlangen.

Im Gegensatz zur Einempfängeranordnung wird hier das LDA-Streulicht nach der Überlagerung mit dem Referenzsignal zur optischen Verstärkung in beide zweistufig aufgebauten NDFAs eingekoppelt. Aufgrund der großen optischen Weglängen, die das Streulicht auf der Faserverstärkerstrecke zurücklegt, treten durch thermische Schwankungen induzierte Weglängendifferenzen (Temperaturkoeffizient der Glasfasern $\sim 5 \cdot 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$) auf. Wird das Streulicht vor der Überlagerung mit dem Referenzsignal durch diese Weglängendifferenzen beeinflusst, reagiert das durch Überlagerung entstehende Signal mit starken Schwankungen der Phasendifferenz. Mit einer exakten Temperaturregelung des gesamten faseroptischen Aufbaus und

Schutzmaßnahmen zur Verhinderung von mechanischen Schwingungen, kann diese Störung verhindert werden. Da derartige Schutzmaßnahmen zu dem Zeitpunkt der Messung nicht zur Verfügung standen, ist die Referenzstrahlüberlagerung des Streulichtes kurz nach der Einkopplung (15 cm) in die Faser vorgenommen worden. Die temperaturempfindlichen Komponenten sind in einem Zylinder geschützt untergebracht (siehe Bild 5 im Anhang), so dass die thermisch bedingten optischen Weglängendifferenzen auf dieser kurz gehaltenen Strecke klein gehalten werden.

5.4 Die Signalauswertung für den Liniensensor

Die Erfassung der LDA-Signale des Liniensensors erfolgt mittels einer Transientenrekorderkarte bzw. einem Speicheroszilloskop. Die digitalisierten Signale werden von einem Programm [5.1] (32-bit, OS: Windows 98SE) gelesen und die Signalfrequenzen und die Phasendifferenz der beiden erfassten Dopplersignale ausgewertet. Für die Frequenzanalyse wird das Dopplersignal aus dem Zeitbereich in den Frequenzbereich transformiert (FFT). Der im Leistungsspektrum enthaltene Doppler-„peak“ wird gesucht und ein gewichteter Schwerpunkt wird bestimmt. Mit den quadrierten Amplituden a^2 der Spektrallinien bei den diskreten Frequenzen i , den Gewichten $g(i)$ und der Ganzzahl n der geschätzten dimensionslosen Frequenz f_D wird die Dopplerfrequenz

$$f_D = \frac{\sum_{i=n-\#}^{i=n+\#} g(i)a^2(i)i}{\sum_{i=n-\#}^{i=n+\#} g(i)a^2(i)}. \quad (5.1)$$

In einem ersten Schritt werden die Gewichte mit 1 belegt. Nur die Gewichte an der Stelle $i = n + \#$ werden zu 0.5. Die Gleichung wird solange iteriert, bis die Ganzzahl n von f_D unverändert bleibt. Dann werden die Gewichte an den Rändern $i = n \pm \#$ durch $g(i = n \pm \#) = 1/2 \pm (n - f_D)$ ersetzt und die quadratische Gleichung für f_D kann gelöst werden. Der Wert $\#$ hängt von der Anzahl der Streifen des Messvolumens ab. Werte von 3 - 4 sind annehmbar und können mit steigender Frequenz erhöht werden. Durch die lineare Interpolation der Randwerte bei der Berechnung des Frequenzschwerpunktes erhält man zuverlässig und schnell (im Vergleich zu trigonometrischen oder logarithmischen Methoden) die gesuchte Frequenz.

Das angewandte Werkzeug zur Bestimmung der Phasendifferenz zweier Dopplersignale kommt aus dem Bereich der Phasen-LDA-Technik (PDA). Das Phasenspektrum jedes Dopplersignals zeigt nämlich im Bereich um die Dopplerfrequenz einen linearen Verlauf, so dass die Phase durch lineare Interpolation an der Stelle der gefundenen Dopplerfrequenz bestimmt werden kann. Die Phasendifferenz ist einfach die Differenz der Phasen beider Dopplersignale an der Stelle der Dopplerfrequenz.

5.5 Phasendifferenzmessungen zur Ortsbestimmung

Mit dem in Abbildung 5.5 skizzierten Versuchsaufbau sind Phasendifferenzmessungen zur Ortserkennung durchgeführt worden. Zur Generierung der LDA-Streulichtsignale wird durch das oben beschriebene Messvolumen eine Polystyrolkugel (Durchmesser $D \sim 100 \mu\text{m}$) bewegt, die mit einem etwa $5 \mu\text{m}$ dünnen Platindraht an einer Drehscheibe befestigt ist. Die Drehscheibe ist in x-Richtung entlang des Beleuchtungsstrahls verschiebbar, so dass an verschiedenen Stellen Streulichtsignale erzeugt werden können. Im Abstand von 20 mm zur Achse des Beleuchtungsstrahls und in etwa 200 mm Entfernung zur Strahlentaille befindet sich der Stecker mit den beiden Empfangsfasern. Um zu verdeutlichen, wie der Sensor im Rohr integriert werden soll, sind die Rohrwände in grauer Farbe angedeutet worden.

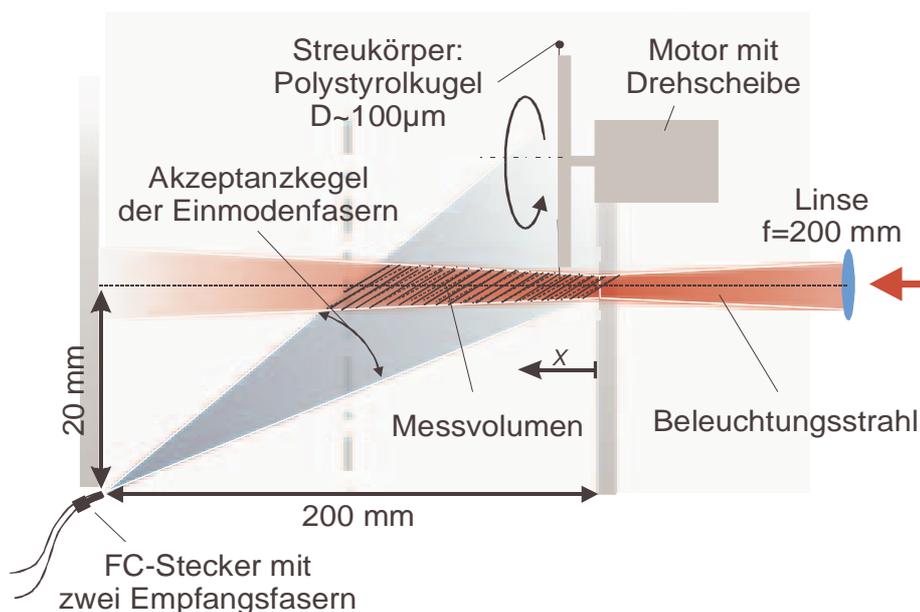


Abbildung 5.5: Messaufbau zur Phasendifferenzmessung.

Es werden mit dem Versuchsaufbau aus allen Bereichen des Messvolumens Burstsignale mit beiden Empfangsfasern aufgezeichnet und für eine Geschwindigkeitsmessung auswertbar. Die Signalqualität der Burstsignale nimmt für den vorhandenen Aufbau ab, je weiter der Streukörper sich von der Strahltaile an der Rohrwand bei $x = 0$ mm entfernt. In einem Bereich von $x = -10$ mm bis $x = 65$ mm können die Streulichtsignale aufgrund der guten Signalqualität für eine Phasendifferenzmessung herangezogen werden. Näher am Detektor ($x > 70$ mm) nimmt die Signalqualität allerdings ab. Bei diesen Messungen war der Strahldurchmesser des Beleuchtungsstrahls in der Rohrmitte größer als der doppelte Strahltaillendurchmesser, so dass die Streulichtleistung zur Rohrmitte stärker abnahm als vorgesehen. Die Phasendifferenzwerte in Abhängigkeit von dem Ort x im Messvolumen sind in Abbildung 5.6 aufgetragen. Die Ergebnisse zeigen, dass mit dem hier vorgestellten Verfahren orts aufgelöste Geschwindigkeitsprofilmessungen möglich sind. Die für die Anwendung in einem Rohr geforderte Messvolumentiefe von 100 mm ist aufgrund des noch nicht exakt geformten Beleuchtungsstrahls nicht ganz erreicht worden. Mit einer entsprechenden Strahlaufweitung vor der fokussierenden Linse ($f = 200$ mm in Abbildung 5.5) sollte dies aber möglich sein. Der Phasensprung von 2π bei $x = 60$ mm entstand durch den bei der hier vorgestellten Messung eingestellten Versatz der Detektoren von $\Delta \sim 12 \mu\text{m}$ anstelle von $10 \mu\text{m}$ (siehe Abbildung 3.8).

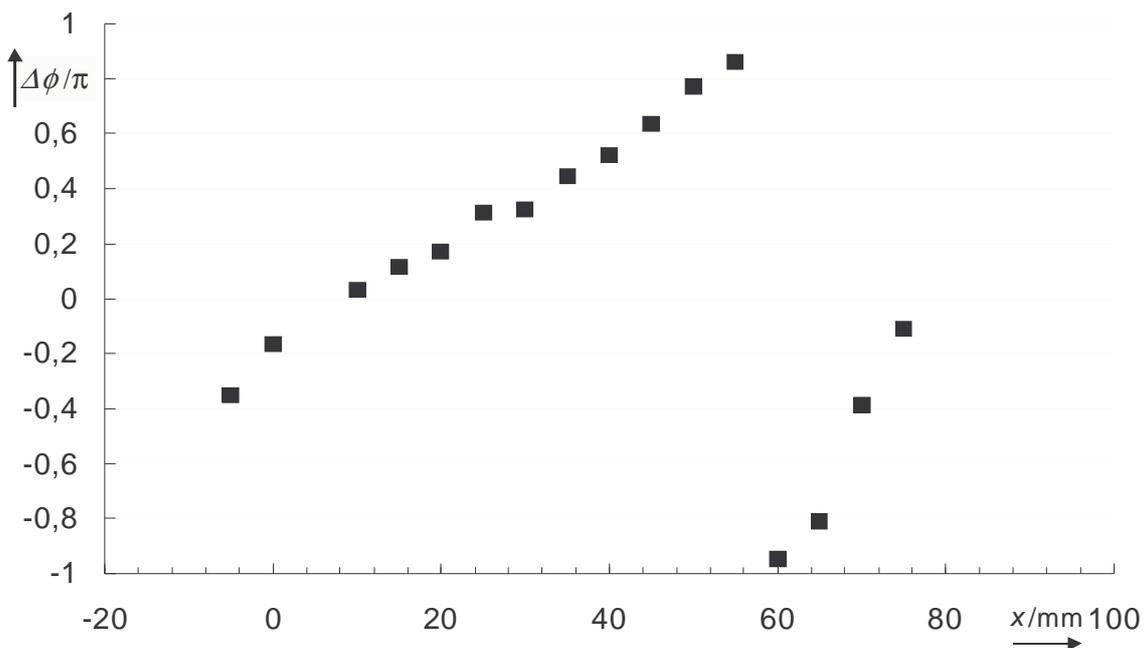


Abbildung 5.6: Phasendifferenzmessung für LDA-Streulichtsignale aus unterschiedlichen Bereichen des Messvolumens.

Kapitel 6

Integration des Liniensensors in einen Prüfstand

Bisher ist der Aufbau und sind die Grundlagen zum Verständnis des Liniensensors vorgestellt worden. In Kapitel 5 sind anhand von Voruntersuchungen im Labor bereits erste Messergebnisse des Liniensensors vorgestellt worden, die die Funktionalität des Sensors veranschaulichen. Nach den erfolgreichen Voruntersuchungen im Labor ist das Messsystem erstmals in der Praxis eingesetzt worden und in einen Rohrabschnitt (DN 200) eines in der PTB vorhandenen Prüfstandes integriert worden, der zur Untersuchung von Zählern mit atmosphärischer Luft im Großgasmengenbereich (Durchflussbereich 50 bis 5500 m³/h) aufgebaut wurde und eingesetzt wird. Der Prüfstand besteht, wie in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt, im wesentlichen aus den folgenden Baugruppen:

- Vorlaufstrecke mit Strömungsgleichrichter
- Rohrformstück mit eingebauten Messfenstern
- Düsenstaffel zur Erzeugung eines stabilen Durchflusses

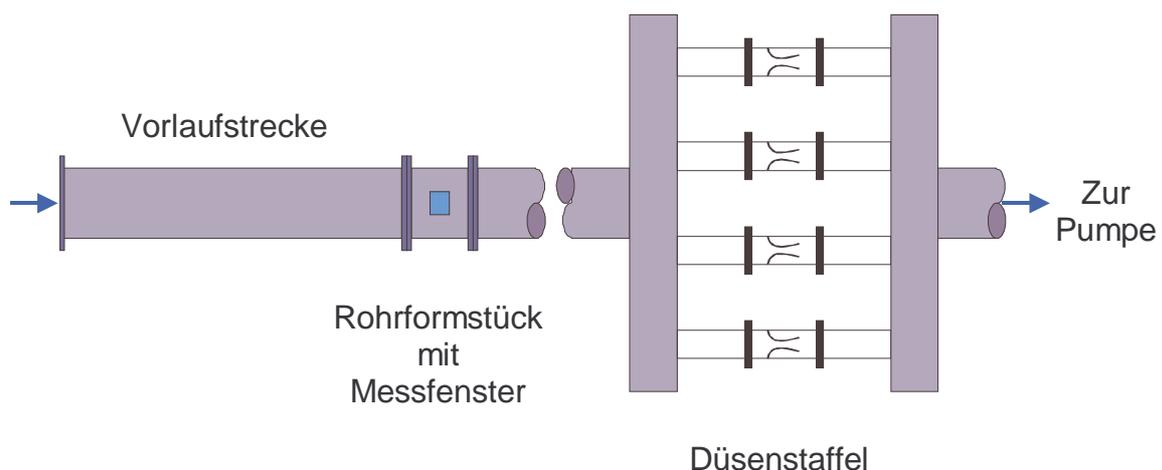


Abbildung 6.1: PTB-Prüfstand zur Untersuchung von installationsbedingten Änderungen von Strömungsprofilen.

Der optische Zugang erfolgt über ein mit speziellen Messfenstern versehenes Rohrformstück (siehe Bild 5 im Anhang). Die außenseitigen Fenster sind entspiegelte, druckfeste Planplatten. Innenseitig sind sehr dünne (100 µm) und flexible Glasfolien in spezielle Einsätze in die Rohrwand geklebt worden, wodurch die Rohrkontur erhalten bleibt und eine Einflussnahme auf das Strömungsprofil auszuschließen ist.

Mit Hilfe der Düsenstaffel kann die Messstrecke mit unterschiedlichen Reynoldszahlen betrieben werden. Zur Erzeugung stabiler Durchflüsse und als gleichzeitige Referenz werden kritisch betriebene Lavaldüsen in der Düsenstaffel verwendet, die mit dem optischen Primärnormal der PTB kalibriert worden sind und eine hohe Reproduzierbarkeit des erzeugten Gasflusses gewährleisten.

Die angeschlossene Vorlaufstrecke zur Reduzierung von Störungen im Strömungsprofil besteht aus einem langen Rohr (Einlaulänge = 10D), an dessen Einlass ein Wabengleichrichter eingelassen ist (siehe Bild 7 im Anhang). Vor dem Wabengleichrichter befindet sich ein Teilchengenerator, der aus einem Gemisch aus Wasser und Glycerin Teilchengrößen zwischen 1 µm und 100 µm generiert. Diese werden aufgrund des Unterdrucks durch den Wabengleichrichter von dem Rohr angesaugt und als Seeding für die Strömungsprofilmessung verwendet.

6.1 Strömungsprofilmessungen

Um die Messdaten des Liniensensors anschließend bewerten zu können, ist vor der Installation des Liniensensors in das Rohrformstück zunächst mit dem am Prüfstand fest installierten LDA eine Vergleichsmessung mit der oben beschriebenen Vorlaufstrecke (10D) durchgeführt worden. Das LDA dieses Prüfstandes verwendet den selben optischen Zugang, so dass beide Sensoren die Strömungsgeschwindigkeiten auf derselben horizontalen Querachse der Rohrleitung vermessen. Die Ergebnisse der hier aufgenommenen Vergleichsmessungen für drei unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten werden nachfolgend mit den präsentierten Messergebnissen des Liniensensors zur Bewertung dessen Messgenauigkeit verglichen.

6.2 Referenzmessung mit einem konventionellen LDA-System

Das am Prüfstand für Installationseffekte eingesetzte Halbleiter-LDA-System [6.1, 6.2, 6.3 und 6.4] arbeitet nach dem Zweibeleuchtungsstrahl-Zweistreustrahl-Verfahren, wie es in Kapitel 2 vorgestellt wurde. Die Sende- und Empfangsoptiken sind in einem Gehäuse zusammengefasst. Das LDA arbeitet also nach dem Rückstreuverfahren. Der Messvolumendurchmesser dieses Messsystems liegt in der Größenordnung von einigen 100 μm . Für eine Strömungsprofilmessung wird das Messvolumen traversiert, d.h. es muss Schritt für Schritt entlang der Querachse durch das Rohr bewegt werden, um punktförmig Geschwindigkeitswerte aufnehmen zu können. Dieser Vorgang wird von einem Rechner aus überwacht und durchgeführt.

Die von dem LDA gemessenen Geschwindigkeitswerte sind Momentanwerte. Gemäß dem Ansatz für eine turbulente Strömung setzt sich dieser Momentanwert u aus dem zeitlichen Mittelwert \bar{u} und einem Schwankungsanteil u' zusammen

$$u = \bar{u} + u' . \quad (6.1)$$

Bei jeder Messung werden 10.000 Einzelmessungen zur Bestimmung des zeitlichen Mittelwertes herangezogen. Der Schwankungsanteil u' wird durch die Standardabweichung σ_u bzw. durch die Turbulenz T_u beschrieben

$$T_u = \frac{\sigma_u}{\bar{u}} \quad \text{mit} \quad \sigma_u = \sqrt{\overline{u'^2}} . \quad (6.2)$$

Mit Hilfe dieses LDA-Systems sind Strömungsprofilmessungen an 15 Punkten auf der Querachse des Rohres mit dem oben beschriebenen Versuchsaufbau durchgeführt worden. Es sind drei Messreihen mit steigenden Durchflüssen 513 m^3/h , 1028 m^3/h und 1538 m^3/h durchgeführt worden, deren Ergebnisse zusammengefasst in der Abbildung 6.2 dargestellt sind. Die Geschwindigkeitswerte sind mit der für den jeweiligen Durchfluss errechneten mittleren Geschwindigkeit normiert worden. Auf der Abszisse ist der auf den Rohrradius R normierte Ort auf der Querachse aufgetragen worden. Zusätzlich aufgetragen ist die Standardabweichung und der die Turbulenz beschreibende Schwankungsbereich der Einzelgeschwindigkeiten ($2\sigma_u$ -Niveau). Wie man deutlich erkennen kann, gibt es für die drei gewählten

Durchflussmengen bei dem hier gewählten Aufbau mit einer Vorlaufstrecke von $10D$ keine signifikanten Änderungen des Strömungsprofils.

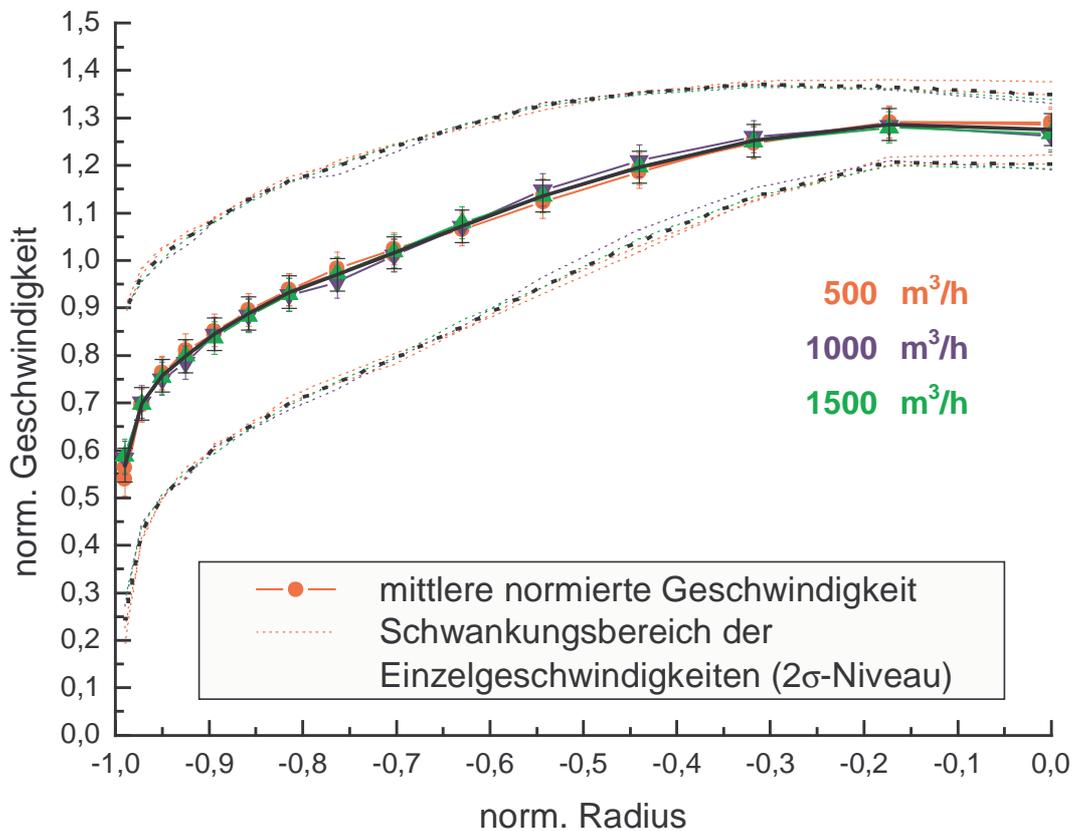


Abbildung 6.2: Vergleichsmessung des Strömungsprofils mit einem konventionellen LDA-System (Vielen Dank an Dr. Bodo Mickan).

6.2.1 Strömungsprofilmessung mit dem Liniensensor

Nach der Untersuchung des Strömungsprofils mit dem am Prüfstand integrierten konventionellen LDA ist der Liniensensor an die Rohrleitung angeschlossen worden. Abbildung 6.3 und die Bilder 2 bis 7 im Anhang veranschaulichen die Integration des Liniensensors in das Rohrformstück mit Messfenstern. Der Beleuchtungsstrahl des Nd-YAG-Lasers wird nach einer Strahlaufweitung über eine Linse deren Brennweite 200 mm beträgt (siehe dazu Abschnitt 3.3) durch das Fenster in das Rohr fokussiert. Auf der gegenüberliegenden Seite des Rohres befindet sich hinter dem zweiten Fenster der Streulichtempfänger. Dieser besteht aus einem Kunststoffzylinder und

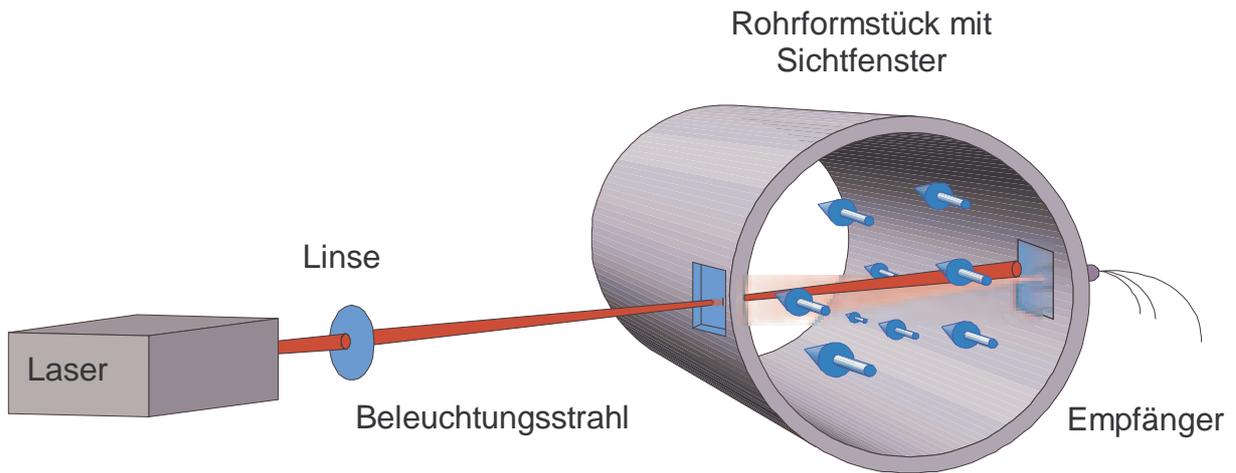


Abbildung 6.3: Integration des Liniensensors in ein Rohrformstück.

beinhaltet die Empfangsfasern und die Faserkoppler (Abbildung 5.4) zur Überlagerung des von beiden Einmodenfasern aufgefangenen Streulichtes mit dem Referenzsignal, welches über eine Faser in den Zylinder gelangt.

Über zwei weitere Fasern werden die beiden Ausgangssignale jeweils einem zweistufig aufgebauten NDFA zur optischen Aufbereitung zugeführt und anschließend, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, weiterverarbeitet. Der Querschnitt durch das Rohr in Abbildung 6.4 veranschaulicht die Anordnung des Sensors mit den wichtigsten Parametern.

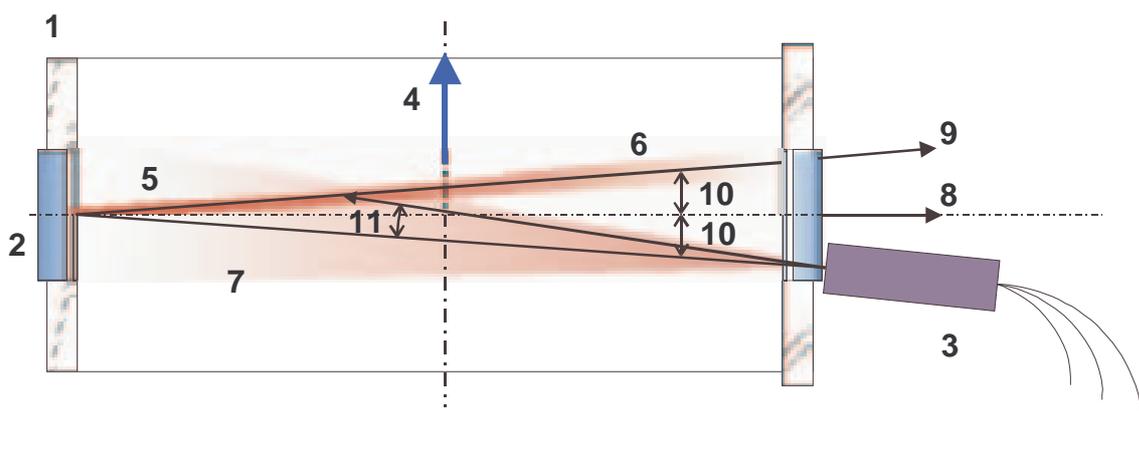


Abbildung 6.4: Querschnitt durch das Rohrformstück mit integriertem Liniensensor.

- | | | |
|-----------------------|----------------------------------|--------------|
| 1: Rohrwand | 2: Fenster | 3: Messkopf |
| 4: Strömungsrichtung | 5: Akzeptanzkegel des Empfängers | |
| 6: Beleuchtungsstrahl | 7: Abstand r_E | 8: z-Achse |
| 9: z_2 -Achse | 10: $\theta/2$ | 11: α |

6.2.2 Die Kalibrierung des Liniensensors

Vor der Inbetriebnahme des Liniensensors ist eine Kalibrierung des Messaufbaus notwendig. Es muss sowohl die winkelabhängige Änderung der Frequenz, die Streifendispersion, als auch der Zusammenhang zwischen der Phasendifferenz und dem Ort bestimmt werden. Ist die Streifendispersion bekannt, kann diese aus den nachfolgenden Strömungsprofilmesswerten heraus gerechnet werden.

Zur Ermittlung des ortsabhängigen Streifenabstandes ist ein Streukörper gemäß des Messaufbaus aus Abbildung 5.2 entlang der z-Achse mit konstanter Geschwindigkeit $u_{\text{konst.}}$ durch das Messvolumen bewegt worden und ist die Frequenzänderung f in Abhängigkeit von der Phasendifferenz $\Delta\Phi$ aufgezeichnet worden. Der Phasendifferenz abhängige Streifenabstand Δx lässt sich anschließend durch die Beziehung

$$\Delta x(\Delta\Phi) = \frac{u_{\text{konst.}}}{\Delta f(\Phi)} \quad (6.3)$$

bestimmen. Die Bewegung entlang der z-Achse erfolgt durch einen Verschiebetisch, dessen Fahrweg gleichzeitig über eine Anzeige ablesbar ist. Der Streukörper besteht aus einem an einem Platin-Draht befestigten Polystyrolkugelchen, dessen Durchmesser etwa 20 μm beträgt. Der Platindraht ist an einer konstant rotierenden Drehscheibe befestigt. Mit diesem Aufbau ist an verschiedenen Orten auf der Querachse (z-Achse) gleichzeitig eine Messung der Phasendifferenz und der Ortsfrequenz durchgeführt worden. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 6.5. Auf der Abszisse ist die mit π normierte Phasendifferenz aufgetragen. Wird der Streukörper vom Rohrrand in Richtung Rohrmitte bewegt, nimmt die Phasendifferenz ab und die normierte Ortsfrequenz (in schwarz), auf der linken Ordinate aufgetragen, nimmt zu. In blau aufgetragen ist das Verhältnis der Phasendifferenz zum Ort (rechte Ordinate) auf der z-Achse, der von der Anzeige abgelesen wurde. Beide Messkurven sind für eine nachfolgende gleichgewichtige Fittung auf ihre jeweiligen gemessenen Maximalwerte normiert worden. Die roten Linien stellen die Fitfunktionen dar, die zur Korrektur der Streifendispersion und zur Ortsbestimmung für die nachstehend vorgestellten Strömungsprofilmessungen herangezogen werden. Im Folgenden sollen die verwendeten Fitfunktionen und deren Fit-Parameter im einzelnen vorgestellt werden.

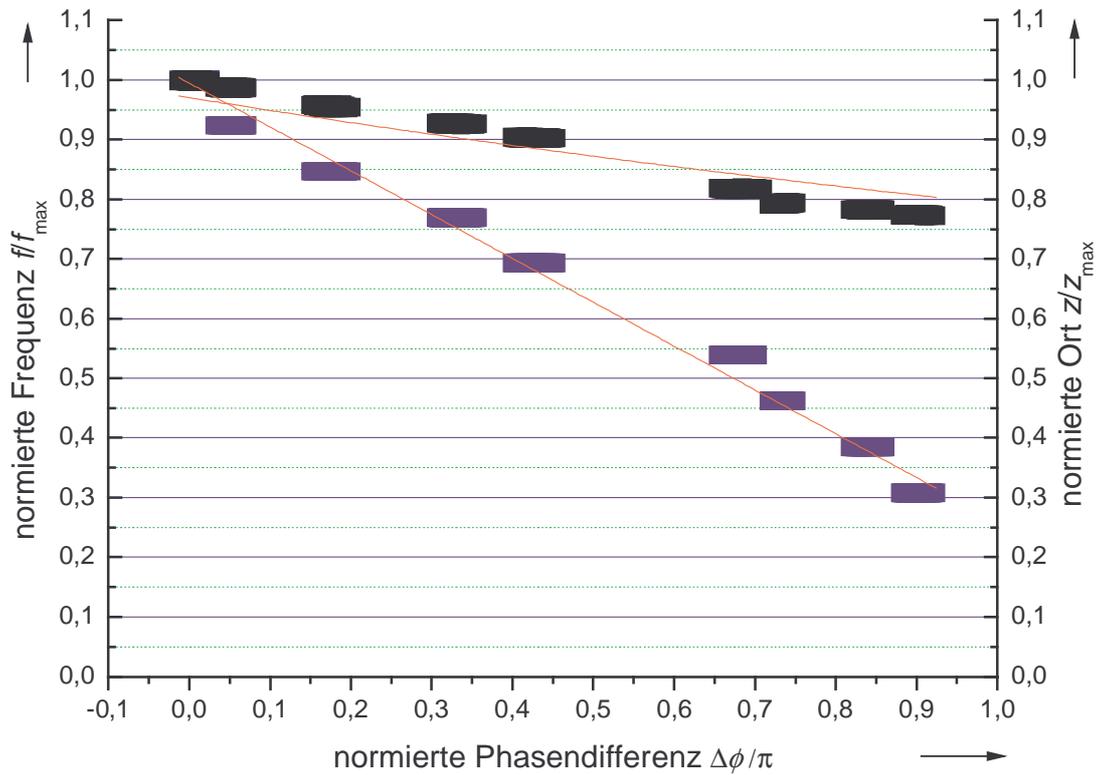


Abbildung 6.5: Kalibriermessung des Liniensensors.

6.2.3 Die Fitfunktion der Ortsfrequenz

Die Funktion (3.12) der Ortsfrequenz Δf wurde bereits in Kapitel 3 im Zusammenhang mit der Streifendispersion vorgestellt und wird zum Fitten der Kalibrier-Messdaten verwendet

$$\Delta f(\alpha) = \frac{2}{\lambda} u_x \sin\left(\frac{\Theta + \alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right). \quad (3.12)$$

Θ ist der Schnittwinkel des Beleuchtungsstrahls mit der Blickrichtung des Sensors. Im Schnittpunkt liegt die Strahltaile des Beleuchtungsstrahls. Dieser Winkel wird bei dem Einbau in das die Fenster beinhaltende Rohrformstück festgelegt und beträgt etwa $\Theta = 1,7^\circ$. Die Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung u_x kann aus der Drehfrequenz der rotierenden Drehscheibe mit bekanntem Radius entnommen werden, auf der der Streukörper befestigt ist.

Kapitel 6: Integration des Liniensensors in einen Prüfstand

Der Streuwinkel α steht in einem direkten Zusammenhang mit dem Ort des Streuteilchens innerhalb des Beleuchtungsstrahls entlang der z_2 -Achse (Bild 3.5)

$$\alpha = \arctan\left(\frac{z_2 \sin\theta}{r_E - z_2 \cos\theta}\right). \quad (6.4)$$

Damit kann die Streuwinkelabhängigkeit in eine Ortsabhängigkeit der Ortsfrequenz ausgedrückt werden:

$$\Delta f(z_2) = \frac{2}{\lambda} \bar{u} \sin\left(\frac{\theta + \arctan\left(\frac{z_2 \sin\theta}{r_E - z_2 \cos\theta}\right)}{2}\right) \cos\left(\frac{\arctan\left(\frac{z_2 \sin\theta}{r_E - z_2 \cos\theta}\right)}{2}\right). \quad (6.5)$$

Mit der Gleichung (2.47) lässt sich die Fitfunktion der Ortsfrequenz in Abhängigkeit von der Phasendifferenz darstellen:

$$z_2 \approx \frac{r_E \varepsilon}{\sin(\theta)} = \frac{\lambda \cdot r_E}{2\pi x_E \cdot \sin(\theta)} \Delta\Phi. \quad (2.47)$$

$$\Delta f\left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right) = \frac{2}{\lambda} \bar{u} \sin\left(\frac{\theta + \arctan\left(\frac{\frac{\lambda \cdot r_E \Delta\Phi}{2x_E \pi}}{r_E - \frac{\lambda \cdot r_E \Delta\Phi}{2x_E \cdot \tan(\theta) \pi}}\right)}{2}\right) \cos\left(\frac{\arctan\left(\frac{\frac{\lambda \cdot r_E \Delta\Phi}{2x_E \pi}}{r_E - \frac{\lambda \cdot r_E \Delta\Phi}{2x_E \cdot \tan(\theta) \pi}}\right)}{2}\right). \quad (6.6)$$

Nach weiterem Kürzen gilt für die Fitfunktion schließlich:

$$\Delta f\left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right) = \frac{2}{\lambda} \bar{u} \sin \left(\frac{\theta + \arctan\left(\frac{\frac{\lambda}{2x_E} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\pi}}{1 - \frac{\lambda}{2x_E \cdot \tan(\theta)} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\pi}}\right)}{2} \right) \cos \left(\frac{\arctan\left(\frac{\frac{\lambda}{2x_E} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\pi}}{1 - \frac{\lambda}{2x_E \cdot \tan(\theta)} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\pi}}\right)}{2} \right) \quad (6.7)$$

bzw.:

$$\Delta f\left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right) = \frac{2}{\lambda} \bar{u} \sin \left(\frac{\theta + \arctan\left(\frac{\frac{1}{2x_E} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\pi}}{\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{2x_E \cdot \tan(\theta)} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\pi}}\right)}{2} \right) \cos \left(\frac{\arctan\left(\frac{\frac{1}{2x_E} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\pi}}{\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{2x_E \cdot \tan(\theta)} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\pi}}\right)}{2} \right) \quad (6.8)$$

Die Parameter für die Fitfunktion sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Bezeichnung	Wert
Winkel: θ	4,196°
Geschwindigkeit: u	1,88674 m/s
Abstand x_E	-30 μm
Wellenlänge: λ	1064 nm

Tabelle 6.1: Parameter der Fitfunktion für die von der Phasendifferenz abhängige Ortsfrequenz.

6.2.4 Die Fitfunktion zur Ortsauflösung

Durch den Vergleich der Phasendifferenzänderung für einen vorgegebenen Verfahrensweg kann der Ort des Streuteilchens auf der z-Achse in Abhängigkeit von der Phasendifferenz bestimmt werden. Die Ortsauflösung innerhalb des Messvolumens eines Referenz-LDAs ist in Abschnitt 2.7.2 vorgestellt worden und wird durch die Gleichung 2.48 beschrieben. Mit Hilfe von Gleichung 2.48 ist die Fitfunktion 6.9

aufgestellt worden und sind die Messwerte der Kalibrierkurve durch einen Fit angenähert worden, dessen Parameter in nachfolgender Tabelle 6.2 aufgelistet sind

$$\Delta z \left(\frac{\Delta \Phi}{\pi} \right) \approx \frac{\Phi_0}{\pi} + \frac{\lambda \cdot r_E \cdot \cos(\Theta/2)}{2x_E \cdot \sin(\Theta)} \cdot \frac{\Delta \Phi}{\pi} \quad (6.9)$$

Bezeichnung	Wert
Winkel: Θ	4,196°
Abstand r_E	204,61 mm
Abstand x_E	-30 μm
Wellenlänge: λ	1064 nm
Nullpunktverschiebung: z_0	65,69 mm

Tabelle 6.2: Parameter der Fitfunktion zur Ortsauflösung innerhalb des Messvolumens

In Abbildung 6.5 ist die Fitfunktion mit den Parametern aus Tabelle 6.2 zu den Messwerten der Kalibrierkurve eingetragen worden. Der Verlauf der Fitfunktion zeigt, dass für die in diesem Versuch vorliegende Anordnung für eine Phasenverschiebung von 2π eine ortsaufgelöste Messung auf einer Länge von etwa 90mm möglich ist. Mit Hilfe beider Fitfunktionen sind die im weiteren Verlauf vorgestellten Messungen nachbearbeitet worden.

Der Streifenabstand Δx für den hier verwendeten Aufbau des Strömungsprofil-sensors lässt sich mit Gleichung 6.1 und 6.5 in Abhängigkeit von der Phasendifferenz angeben

$$\Delta x \left(\frac{\Delta \Phi}{\pi} \right) = \frac{\lambda}{2} \cdot \left(\sin \left(\Theta + \arctan \left(\frac{1 \cdot \frac{\Delta \Phi}{\pi}}{2x_E} \right) \right) \frac{1}{\lambda - \frac{1}{2x_E \cdot \tan(\Theta)} \cdot \frac{\Delta \Phi}{\pi}} \right) \cdot \left(\cos \left(\arctan \left(\frac{1 \cdot \frac{\Delta \Phi}{\pi}}{2x_E} \right) \right) \frac{1}{\lambda - \frac{1}{2x_E \cdot \tan(\Theta)} \cdot \frac{\Delta \Phi}{\pi}} \right) \quad (6.10)$$

Für die Geschwindigkeit ergibt sich dann:

$$u(\Delta\Phi) = \Delta x(\Delta\Phi) \cdot f_{\text{Messung}}(\Phi). \quad (6.11)$$

6.2.5 Stabilität der Phasendifferenz und der Frequenz

Bevor die Ergebnisse der Strömungsprofilmessungen präsentiert werden, soll zunächst gezeigt werden, wie exakt die mit dem Liniensensor durchgeführte Phasendifferenzmessung ist, mit welcher Genauigkeit das Messvolumen auflösbar ist und inwieweit die gemessene Frequenz bzw. die Geschwindigkeit schwankt.

In Abbildung 6.6 ist eine Schar von Messwerten (ca. 230 Einzelmessungen) dargestellt, die mit dem Liniensensor während der Kalibrierung aus einer Entfernung von ca. 180 mm aufgenommen worden sind. Die Generierung des Streulichtes erfolgt wieder mit einem Polystyrolkugelchen, das an einem Platindraht befestigt durch das Messvolumen bewegt wird (siehe Abbildung 5.5). Der Platindraht ist dazu an einer Drehscheibe angeklebt worden. Die Rotation der Drehscheibe soll als konstant angenommen werden.

6.2.6 Auflösung der Messvolumenlänge

Die vom Sensor aufgenommenen Daten (230 Einzelmessungen) sind Frequenzwerte in Abhängigkeit von der Phasendifferenz. Auf der Abszisse sind die mit π normierten Phasendifferenzwerte aufgetragen. Insgesamt darstellbar ist ein Bereich zwischen -1 bis 1 .

Die hier vorliegenden Messergebnisse sind um den Mittelwert $\bar{x}_{\Phi} = 0,7354$ mit einer Standardabweichung von $s_{\Delta\Phi} = 0,00612$ verteilt. Gesetzt den Fall die Messwerte der normierten Phasendifferenz sind „normal verteilt“ dann befinden sich die Messwerte mit einer Wahrscheinlichkeit von 99 % innerhalb des Bereiches

$$x_{\Delta\phi} = \bar{x}_{\Delta\phi} \pm 3 \cdot s_{\Delta\phi} \quad (6.12)$$

Bei einer Messvolumenlänge von 100 mm ist eine Unterteilung der Messvolumenlänge mit einer Auflösung von etwa 2 mm in etwa 50 Segmente möglich.

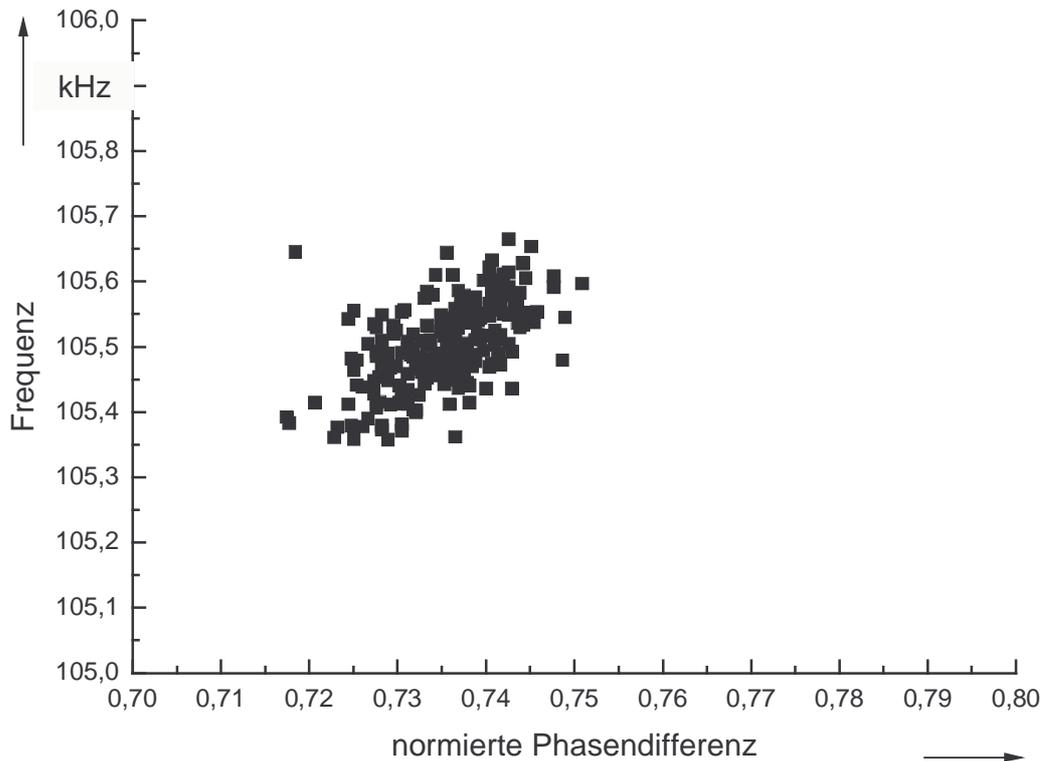


Abbildung 6.6: Schar von Messwerten für eine Abschätzung der Genauigkeit des Sensors.

6.2.7 Auflösung der Geschwindigkeit

Die Frequenzwerte sind um den Mittelwert $\bar{x}_f = 105,502$ kHz mit einer Standardabweichung von $s_f = 0,066$ kHz verteilt. Auch hier liegen die Messwerte, gesetzt den Fall sie gehorchen der Normalverteilung, mit einer 99 % Wahrscheinlichkeit innerhalb des Frequenzbereiches

$$\delta \bar{x}_f = \bar{x}_f \pm 3 \cdot s_f \quad (6.13)$$

Die Frequenzschwankung und die mittlere Frequenz kann mit Gleichung 3.9 (siehe oben) durch Umformen leicht in eine Geschwindigkeitsschwankung δu um die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} umgerechnet werden:

$$u_x = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\Delta f}{\sin\left(\frac{\Theta + \alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)}. \quad (6.14)$$

Mit Gleichung 6.4 kann für $z \sim z_2 = 30$ mm der Winkel $\alpha \sim 0,666^\circ$ angegeben werden. Mit dem eingestellten Winkel $\Theta \sim 4^\circ$ lassen sich die Geschwindigkeitsschwankungen in axialer Richtung bestimmen. Um die mittlere axiale Geschwindigkeit $\bar{u}_x = 1,380$ m/s schwanken die Messwerte um $\delta u \sim 860$ $\mu\text{m/s}$ oder um 0,06 %.

6.3 Ergebnisse der Strömungsprofilmessung

Nachdem zuvor die Kalibrierkurven aufgenommen und die Fitfunktionen bestimmt worden sind, ist mit dem Liniensensor an dem PTB-Prüfstand, wie in Abbildung 6.3 und 6.4 dargestellt, bei einer Vorlaufstrecke von $10D$ das Rohrströmungsprofil vermessen worden. Es sind ebenfalls für die drei konstanten Gas-Durchflussmengen von 513 m^3/h , 1028 m^3/h und 1538 m^3/h , die mit Hilfe der Düsenstaffel exakt einstellbar sind, Strömungsprofilmessungen durchgeführt und im Anschluss daran mit den oben präsentierten Messergebnissen des konventionellen LDAs verglichen worden.

Die durch den Sensor aufgenommenen Messwerte sind mit den oben vorgestellten Kalibrierkurven bezüglich der Streifendispersion und der Phasendifferenz nachbearbeitet worden. Zum Vergleich mit dem LDA ist der Ort auf der z -Achse durch den normierten Rohrradius ersetzt worden und sind die Geschwindigkeitswerte auf die entsprechende mittlere Geschwindigkeit normiert worden. Die Ergebnisse der 3 Messungen zusammen mit der LDA-Referenzmessung zeigen die drei nachfolgenden Bilder in Abbildung 6.7.

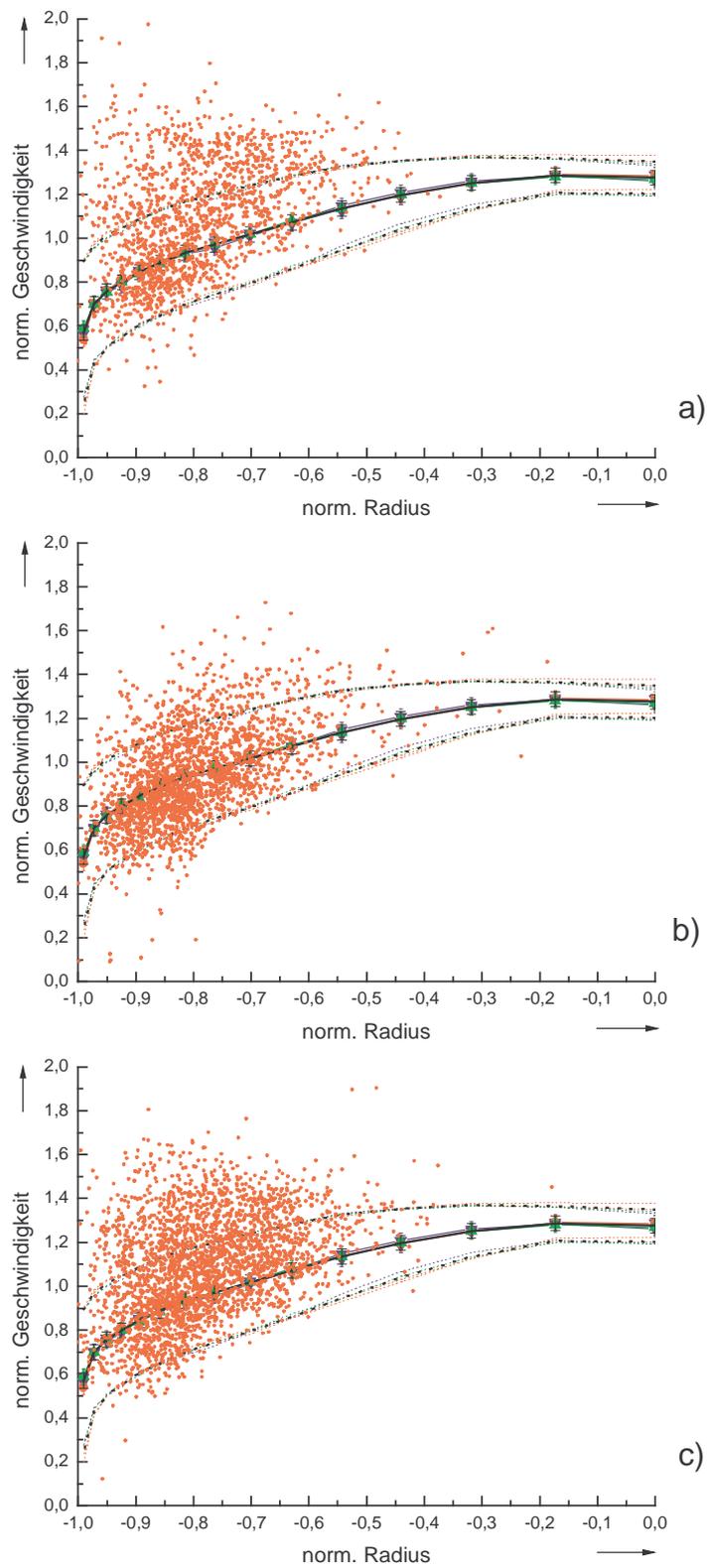


Abbildung 6.7: Ergebnisse der Strömungsprofilmessungen mit dem Liniensensor für a) 513 m³/h, b) 1028 m³/h und c) 1538 m³/h.

Bei der Darstellung der Messergebnisse des Liniensensors ist bewusst auf eine Mittelung verzichtet worden, um die „wahre“ Geschwindigkeitsverteilung des durch den Liniensensor erfassbaren Strömungsprofils zu verdeutlichen. Das Messvolumen liegt nun nicht mehr, wie von einem konventionellen LDA gewohnt, punktförmig vor, so dass die einzelnen Momentanwerte nicht mehr zu einem punktuellen Mittelwert zusammengefasst werden müssen. Die Ergebnisse der Strömungsprofilmessung liegen nunmehr als Wolke vor. Natürlich können die Messwerte auch wie für den Fall der Messung c) ($1538 \text{ m}^3/\text{h}$) für einen gleitenden Mittelwert über 100 Punkte veranschaulicht, partiell zu einem Mittelwert zusammengefasst werden.

Die hier präsentierten Ergebnisse der Strömungsprofilmessung mit dem Liniensensor zeigen, dass bei allen drei eingestellten Durchflussmengen Streulichtsignale zur

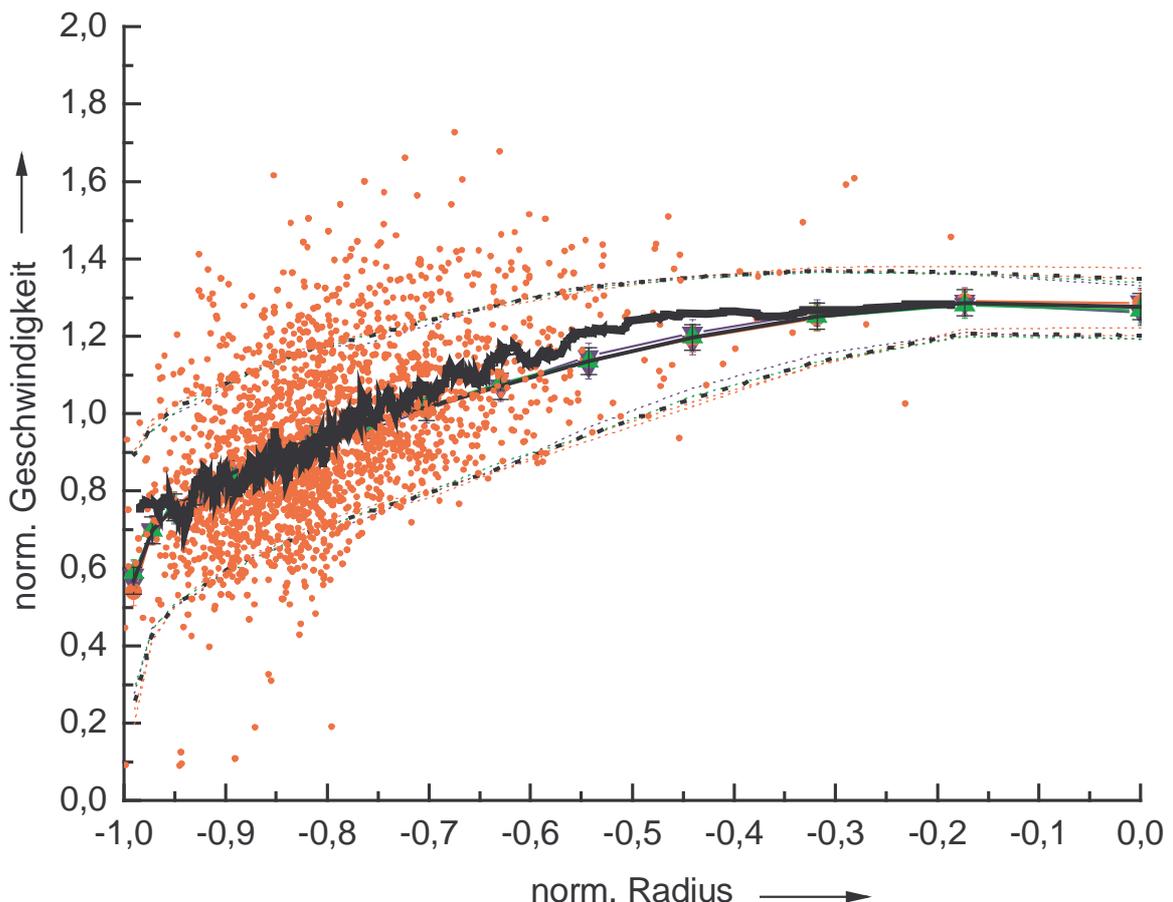


Abbildung 6.8: Ergebnis der Strömungsprofilmessung des Liniensensors bei einem eingestellten Durchfluss von $1538 \text{ m}^3/\text{h}$. Zusätzlich ist der gleitende Mittelwert über 20 Punkte in Lila eingetragen worden.

Erstellung eines Strömungsprofils detektierbar sind. Im Vergleich zu den im Vorfeld durchgeführten Vergleichsmessungen mit dem in den Prüfstand fest eingebauten konventionellen LDA lässt sich eine gute Übereinstimmung beider Strömungsprofile beobachten. Beide Messsysteme zeigen eine Geschwindigkeitszunahme in Richtung der Rohrmitte auf. Auch die Zunahme der Turbulenz am Rohrrand kann mit beiden Sensoren gemessen werden.

Die bei den eingestellten Durchflüssen auftretenden mittleren Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 5 m/s und 15 m/s haben die Signalqualität nicht wesentlich beeinflusst und man kann feststellen, dass sich dieses neuartige Messprinzip erstmals in der Praxis bewährt hat.

Aus den Abbildungen 6.6 und 6.7 ist allerdings auch deutlich erkennbar, dass nicht der ganze Rohrradius durch den Sensor erfasst wird. Lediglich die halbe angestrebte Messvolumenlänge von etwa 100 mm wird durch den Sensor erfasst. Diese Tatsache ist zunächst überraschend, da die oben vorgestellten Ergebnisse der Kalibrierkurven (Abbildung 6.5) durchaus für eine deutlich größere Messvolumenlänge sprechen. Hierbei ist mit dem Polystyrolkügelchen über der ganzen Länge des Messvolumens Streulicht durch die beiden Empfangsfasern des Liniensensors erfasst worden. Es ist mit hoher Wahrscheinlichkeit anzunehmen, dass die Ursache für die unerwartete Reduzierung der Messvolumenlänge bei der Strömungsprofilmessung in der nicht optimal verteilten optischen Leistung des Beleuchtungsstrahls liegt. In Abschnitt 3.3 wird darauf hingewiesen, dass durch eine geeignete Wahl der den Beleuchtungsstrahl formenden Optiken der Strahldurchmesser ω in der Rohrmitte doppelt so groß sein muss als die Strahltaile ω_0 an der Rohrwand, damit eine nahezu gleich bleibende Streulichtintensität für die Empfangsfasern entlang des Messvolumens vorliegt. Es besteht die Möglichkeit, dass sich bei dem Einbau des Liniensensors die den Beleuchtungsstrahl abbildenden Optiken verstellt haben könnten. Abhilfe könnte bei zukünftigen Messungen ein Beams Scanner schaffen, der vor der Aufnahme der Kalibrierkurven die Form des Beleuchtungsstrahls vermessen kann und dadurch dieser Fehler leicht erkannt und gegebenenfalls korrigierbar ist.

Abschließend kann festgestellt werden, dass sich das hier zunächst theoretisch vorgestellte neuartige Messprinzip des Liniensensors nach den Voruntersuchungen

im Labor auch in der Praxis bewährt hat. Aufgrund des sehr einfachen Aufbaus bedingt durch die verwendete Fasertechnik hat sich die Installation in den PTB-Prüfstand sehr leicht realisieren lassen. Die Platzierung an das Rohrformstück mit den Messfenstern und die Durchführung der Messungen für die Geschwindigkeitsprofile der Rohrströmungen sind unkompliziert. Nur die im Vorfeld durchgeführten notwendigen Messungen zur Erstellung der Kalibrierkurven gestalteten sich als nicht ganz so einfach, da der Streukörper (wie in Abschnitt 5.2) innerhalb des engen und somit schwer zugänglichen Rohres durch den Beleuchtungsstrahl geführt werden musste. Zu einem späteren Zeitpunkt sind mit einem Platindraht, der an einem Linearmotor befestigt ist, erste Vermessungen der Streifenbreite fast über die gesamte Länge des Messvolumens erfolgreich durchgeführt worden (6.5), so dass auch hierbei zukünftig keine Schwierigkeiten mehr zu erwarten sind.

Die zunächst theoretisch vorhergesagte Genauigkeit des Liniensensors speziell für die Ortsbestimmung der Streuteilchen innerhalb des Messvolumens konnte in der Praxis bisher noch nicht erreicht werden. In Abschnitt 3.5 wird die erreichbare Ortsauflösung des 100 mm langen Messvolumens theoretisch auf bis zu 0,3 mm beziffert. Es ist anzunehmen, dass zum einen die unkonventionellen Halterungen, auf die bei der ersten Installation des Liniensensors an die Rohrleitung zurückgegriffen wurden, die mechanischen Stöße und Schwingungen der Anlage an das Messsystem weitergegeben haben könnten. Darüber hinaus haben die langen Füße der Halterungen auf das Messsystem übergreifende Erschütterungen eventuell sogar noch verstärkt. Leider hat die Zeit nicht ausgereicht ein speziell für den Liniensensor konstruiertes Rohrformstück herzustellen, welches die Messanordnung diesbezüglich unterstützt.

Zum anderen war der Sensorkopf, in dem die Streulichtsignale mit dem Referenzstrahl mit einem Faserkoppler überlagert werden, noch nicht optimiert. Hier müssen beispielsweise die Signalwege weiter reduziert und thermisch konstant gehalten werden, um Temperatureinflüsse noch geringer zu halten. Hierbei wäre durchaus auch die Nutzung der ebenfalls aus der Nachrichtentechnik stammenden Technik der integriert- optischen Bauelemente auf Halbleiterbasis denkbar [6.6].

Ein Beispiel, wie die integriert-optische Empfangsoptik des Liniensensors aussehen könnte veranschaulicht Abbildung 6.9. Die einmodigen Wellenleiter entstehen durch das Aufdampfen von Ti-Strukturen auf ein Substratmaterial z. B. für das hier vorliegende passive Bauelement Lithiumniobat (LiNbO_3). Anschließendes Backen in einem Diffusionsofen lässt die Ti-Streifen in das Substrat eindiffundieren und bewirkt dort eine Erhöhung der Brechzahl. Es entsteht ähnlich wie bei der in Kapitel 3.2 eingeführten Glasfaser ein lichtführender Wellenleiter. Wird die Diffusionstiefe und Streifenbreite klein genug gewählt, so kann unter Berücksichtigung des Strukturparameters (Gleichung 3.3) einmodige Wellenführung erreicht werden. Mit Hilfe dieser Herstellungstechnik lässt sich sowohl die Einkopplung des Streulichtes, als auch die Überlagerung mit dem Referenzlicht vollständig auf einem Substratträger unterbringen. Die Empfangsoptik des Liniensensors wird hierdurch drastisch reduziert. Über eine Versorgungsfaser wird dem Detektor das Referenzlicht zugeführt, intern über Richtkoppler aufgeteilt und auf die beiden Signalwellenleiter geführt, die das Streulicht aufnehmen sollen. Durch Reflexion (Brechzahlübergang: Luft/Wellenleiter) wird ein Teil des Referenzlichtes dem Signallicht überlagert und gelangt auf die Signalfasern 1 und 2. Eine optische Verstärkung kann durch einen nachgeschalteten Faserverstärker erfolgen. Weitere Möglichkeiten der Signalbearbeitung durch die Kombination aus passiven und aktiven Bauelementen wären zukünftig denkbar.

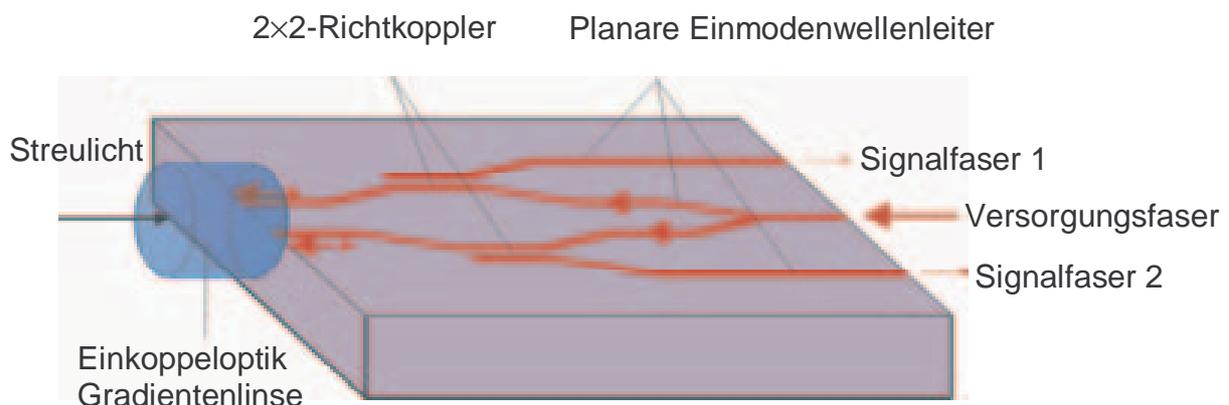


Abbildung 6.9: Miniaturisierte Empfangsoptik des LDA-Liniensensors auf einem integriert-optischen Bauelement zur Reduzierung thermischer Einflüsse auf die Signalqualität.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Gegenstand der Dissertation sind die Untersuchung und Realisierung eines neuartigen LDA-Durchflusssensors, der sich insbesondere zur Volumendurchflussmessung in Rohrleitungen eignet. Durch ein im Vergleich zu konventionellen LDA-Systemen um Größenordnungen verlängertes Messvolumen ist die Messung von Strömungsgeschwindigkeitsprofilen entlang einer Linie ohne die sonst erforderliche Traversierung möglich.

Die Streulichtempfangseinheit des hier vorgestellten LDA-Sensors besteht ausschließlich aus für die Nachrichtentechnik entwickelten faseroptischen Komponenten, durch deren Einsatz die Realisierung eines miniaturisierten Liniensensors basierend auf der Laser-Doppler-Anemometrie möglich wurde.

Bei dem hier vorgestellten faseroptischen Aufbau reduziert sich die Größe des LDA-Streulichtempfängers auf den Fasermantel mit einem Durchmesser von 125 μm . Es wird gezeigt, dass durch die Reduktion der Empfangsapertur auf die Größe des Modenfelddurchmessers ($\sim 5 \mu\text{m}$ bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$) der verwendeten Einmodenfaser eine im Vergleich zu konventionellen LDA-Systemen enorme Verlängerung des Messvolumens erzielt werden kann. Allerdings reduziert sich mit der Abnahme der Empfangsapertur gleichzeitig das Signal-zu-Rauschverhältnis (*SNR*) der LDA-Signale, wodurch dieser Methode bisher Grenzen gesetzt waren. Durch die Verwendung des für die Verstärkung schwacher LDA-Streulichtsignale entwickelten Faserverstärkers aber wird die verminderte Quantenausbeute kompensiert. Es wird ausführlich die Entwicklung des speziell für 1064 nm-Streulichtsignale ausgelegten Neodym³⁺-dotierten Faserverstärkers (NDFAs) dargelegt, wobei die durchgeführten *SNR*-Berechnungen auf eine deutliche *SNR*-Zunahme hinweisen, was die praktischen Untersuchungen bestätigen.

Während sich mit nur einer Empfangsfaser Geschwindigkeiten innerhalb des Messvolumens ohne Ortsauflösung messen lassen, kann mit einer zweiten Empfangsfaser „gleichzeitig“ neben der Geschwindigkeit des Streupartikels auch

dessen lokale Position innerhalb des Messvolumens erfasst werden. Eine Traversierung des Messvolumens wird damit unnötig.

Es wird gezeigt, dass durch eine Doppelempfängeranordnung mit Hilfe von Korrelations- und Heterodyntechniken in der Signalauswertung Geschwindigkeitsprofile mit hoher Auflösung in der Grenzschicht des Rohres und Profile geringerer Auflösung in der Hauptströmung von der Rohrwand bis zur Rohrmitte gemessen werden können. Bis auf den Beleuchtungsstrahl, der durch die Rohrleitung geführt wird, ist die gesamte Optik faseroptisch ausgelegt. Die Funktionalität und der Aufbau des Liniensensors werden ausführlich beschrieben.

Nach der Realisierung des Sensors und der Durchführung von Voruntersuchungen im Labor ist der Liniensensor erstmals in der Praxis eingesetzt worden. Durch die Integration in einen an der PTB befindlichen Prüfstand zur Untersuchung installationsbedingter Messabweichungen von Gaszählern mit atmosphärischer Luft (Durchflussbereich 50 bis 5500 m³/h) ist erstmals ein Strömungsprofil in einer Rohrleitung ohne Traversierung des Messvolumens erstellt und das Messprinzip in der Praxis erfolgreich umgesetzt worden. Das im Prüfstand fest installierte konventionelle traversierbare LDA-System ermöglicht einen direkten Vergleich mit den aufgenommenen Strömungsprofilen des Liniensensors. Die Gegenüberstellung der Profilmessungen beider LDA-Messsysteme zeigt bereits die Eignung des neu entwickelten Sensors für die Strömungsprofil- und Durchflussmessung.

Eine Optimierung der bisher erreichten Auflösung des 100 mm langen Messvolumens in 50 Segmente bei einer Messunsicherheit für die Geschwindigkeiten von 0,06% wird durch abschließend vorgestellte Lösungsvorschläge diskutiert.

Kapitel 8

Literaturverzeichnis

- [1.1] *T.H. Maiman*: Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187: S. 493-494, 1960.
- [1.2] *Y. Yeh, H. Z. Cummins*: Localized Fluid Flow Measurements with a He-Ne Laser Spectrometer. *Applied Physics Letters*, Vol. 4, No. 10, 176-178 (1964)
- [1.3] *D. Dopheide, V. Strunck, E.-A. Krey*: "Gas Flow Measurements using a 3D-LDA system", *Proceedings of the 6th International Conference on Flow Measurements (FLOMEKO'93)*, Oktober 25-29, Seoul, Korea 1993, Editors S:D:Park and F:C:Kinghorn, pp.509-516.
- [1.4] *H. Müller, V. Strunck, R. Kramer, B. Mickan, D. Dopheide, H.-J. Hotze*: Germanys new Optical National Standard for Natural Gas of high pressure at pigsarTM. *Proceedings of the 12th International Conference on Flow Measurements (FLOMEKO'04)*, 14.-17. September, Guilin, (Provinz Guangxi Zhuang), Published by CD-ROM, Seite 80-88, China, 2004.
- [1.5] *B. Mickan*: Systematische Analyse von Installationseffekten sowie der Effizienz von Strömungsgleichrichtern in der Großgasmengenmessung, Dissertation Essen, 1995 Shaker Verlag Aachen 1999.
- [1.6] *D. Dopheide, M. Faber, G. Taux*: Velocity measurements using a semiconductor laser Doppler-anemometer. *Conference LASER'87*, München 23.-26. Oktober 1987; *Conference Proceedings: LASER; Optoelectronics in Engineering*, Berlin: Springer-Verlag 1987, S. 242-245.
- [1.7] *D. Dopheide, M. Faber, G. Reim, G. Taux*: New optoelectronic velocity and flowrate measuring methods using semiconductor lasers and photodiodes. In: *VDI-Berichte Nr. 768*, Düsseldorf, 1989, S. 341-351. *Conference Proceedings: FLOMEKO'89*.
- [1.8] *R. Kramer, B. Mickan, G. Wendt, H. Müller, D. Dopheide*: Automatisierte Messung von Strömungsprofilen im Einlauf von Gaszählern mit einem 2-Komponenten –Halbleiter-LDA-System. *4. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, 1995, Shaker Verlag, Aachen, 1995, S. 31.1-31.6.
- [1.9] *M. Borys, V. Strunck, H. Müller, D. Dopheide*: Interferometrische Ortsauflösung der Strömungsgeschwindigkeit innerhalb des Messvolumens eines

Referenzstrahl-LDA; 8.Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik; GALA 2000, 12. bis 14. September, Freisingen /Weihenstephan; Shaker Verlag, Aachen, 2000.S 2.1-S.2.8.

Auswirkungen des Dralls in der Strömung auf die Durchflussmessung, insbesondere Turbinenradzähler:

- [1.10] *M. Schmidts, G. Rocklage-Marliani, V. I. Vasanta Ram*: A study of the metering error of turbine flowmeters caused by swirl in the flow. FLOMEKO'98, Lund, Schweden, 1998, Proceedings, pp. 399-403.
- [1.11] *G. Rocklage-Marliani*: Dreidimensionale Laser-Doppler-Velozimetrie in turbulenter, drallbehafteter Rohrströmung. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1999, publiziert im VDI Verlag als Fortschritt-Bericht Reihe 8 Nr. 766.
- [1.12] *V.I. Vasanta Ram, G. Rocklage-Marliani, T. Demmer, M. Schmidts*: 3-D LDV measurements in swirling turbulent pipe flow. Turbulence and Shear Flow-1, Santa Barbara, Californien, 1999, Proceedings, pp. 811-815, publiziert durch Begell House, inc. (Sanjoy Bomerjee, John K. Eaton) New York.
- [1.13] *M. Schmidts, V.I. Vasanta Ram*: Turbulence characteristics in pipe flow with swirl. Eighth European Turbulence Conference, Barcelona, Spanien; Proceedings, pp. 325-328, publiziert durch CIMNE in Advances in Turbulence VIII (C. Dopazo) Barcelona, 2000.

Optimierung von Wirbelstrukturen für Ultraschall-Durchflussmessverfahren:

- [1.14] *V. Hans, G. Poppen*: Measuring vortex frequencies using undersampled ultrasound signals. FLOMEKO `96, Beijing, 1996, Proceedings of the 8th Int. Conf. on Flow Measurement, pp. 729-732.
- [1.15] *V. Hans, H. Windorfer, E. v. Lavante, S. Perpeet*: Experimental and numerical optimization of acoustic signals associated with ultrasound

measurement of vortex frequencies. FLOMEKO`98, Lund, Schweden, 1998, Proceedings, pp. 363-367.

- [1.16] *H. Windorfer, V. Hans*: Wirbelfrequenz-Meßverfahren mit Ultraschall in Gasströmungen, VDI-Bericht 1530, 2000, Sensoren und Meßsysteme 2000, 629-638.
- [1.17] *H. Windorfer, V. Hans*: Experimental optimization of bluff bodies in ultrasound vortex shedding flowmeters. FLOMEKO 2000, San Salvador, Brasilien, 2000, Proceedings.
- [1.18] *H. Windorfer, V. Hans*: Correlation of ultrasound and pressure in vortex shedding flowmeters. FLOMEKO 2000, San Salvador, Brasilien, 2000, Proceedings.
- [1.19] *H. Windorfer, V. Hans*: Design aspects of ultrasonic measurement configuration in vortex shedding flow-meters. IMEKO XVI, Wien, 2000.
- [1.20] *V. Hans, H. Windorfer, S. Perpeet*,: Influence of vortex structures on pressure and ultrasound in vortex flow-meters. IMEKO XVI, Wien, 2000.

Akustische Volumenstrommessung unter Verwendung der Korrelations-technik:

- [1.21] *V. Hans, G. Poppen*: Flow measurement with cross-correlated ultrasound signals. FLOMEKO `96, Beijing, 1996, Proceedings of the 8th Int. Conf. on Flow Measurement, 724-728.
- [1.22] *V. Hans, G. Poppen, T. Rettich*: Signal processing in ultrasonic flow measurement. Sensor`97, Nürnberg, 1997, Proceedings Vol. 2, 55-58.
- [1.23] *T. Rettich, G. Poppen*: Ultrasonic flow measurement in turbulent pipe flow using a correlation technique, Proceed. FLUCOME'97, 1997, 167-170.
- [1.24] *G. Poppen*: Durchflußmessung auf Basis kreuzkorrelierter Ultraschallsignale. Dissertation, Universität Essen, 1997, Shaker-Verlag Aachen.
- [1.25] *G. Poppen, V. Hans*, Durchflußmessung auf der Basis kreuzkorrelierter Ultraschallsignale. Technisches Messen, 6. 1998.
- [1.26] *V. Skwarek, V. Hans*: Influence of disturbances on correlative ultrasound-flow-measurement. FLOMEKO`98, Lund, Schweden, 1998: Proceedings, 343-346.

- [1.27] *V. Hans, G. Poppen*: Correlation function of modulated signals using under-sampling methods. 4th Intern. Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments, Miskolc, Ungarn, 1998, Proceedings, 23-25.
- [1.28] *F. Schneider, W. Xiong, W. Merzkirch*: Visualization and measurement of coherent structures in high Reynolds number pipe flow. Proceed. 8th International Symposium on Flow Visualization, eds. G.M. Carlomagno, I. Grant, 1998, pp. 110.1-110.5, CD-ROM.
- [1.29] *V. Skwarek, H. Windorfer, V. Hans*: Influence of Unsteady Flow in Ultrasound Measurements. IMEKO XV, Osaka, 1999, Proceedings, Vol. IV, 127-134.
- [1.30] *V. Skwarek, V. Hans*: Low-Effort Phase and Amplitude Detection in Mixed Modulated Signals with Hybrid-Demodulation Techniques. IMEKO XV, Osaka, 1999.
- [1.31] *V. Hans, V. Skwarek*: Signal properties of ultrasound in crosscorrelation flow measurement. ISIST`99, Luoyang, 1999.
- [1.32] *V. Skwarek, V. Hans*: Modern principles of signal processing for analysing properties of turbulent fluids. WISP`99, Budapest, 1999.
- [1.33] *T. Rettich*: Korrelative Ultraschall-Durchflußmessung auf der Basis turbulenter Strukturen. Dissertation, Universität Essen, publiziert als VDI-Fortschrittbericht, Reihe 7, Nr. 359, VDI-Verlag Düsseldorf, 1999.
- [1.34] *W. Merzkirch, T. Rettich, F. Schneider, W. Xiong*: Visualization and measurement of spatial structures in turbulent flow. In: Engineering Turbulence Modelling and Experiments IV, eds. W. Rodi, D. Laurence, pp. 63-70, Elsevier, Amsterdam, 1999.
- [1.35] *F. Schneider, W. Merzkirch, T. Rettich*: PIV visualization of coherent structures for analyzing an ultrasonic flow metering approach. Proceedings 8th International Conference on Laser Anemometry Advances and Applications, eds. A. Cenedese, D. Pietrogiamomi, pp. 11-17, University of Rome „La Sapienza“, 1999.
- [1.36] *F. Schneider, W. Merzkirch*: Untersuchung von Wirbelstrukturen in der Rohrströmung. Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik (7. Fachtagung), Hrsg. H.J. Pfeifer et al., pp. 53.1-53.5, Shaker-Verlag, Aachen, 1999.
- [1.37] *V. Skwarek*: Verarbeitung modulierter Ultraschallsignale in Ein- und Mehrpfadanordnungen bei der korrelativen Durchflußmessung. Dissertation, Universität Essen, Shaker-Verlag Aachen, 2000.

- [1.38] *V. Skwarek, V. Hans*: The ultrasonic cross-correlation flow meter – new insights into the physical background. Proceed. Flomeko 2000, Brasilien, 2000.
- [1.39] *V. Hans, V. Skwarek*: Model about the working-principle of the ultrasonic cross correlation flowmeter. Proceedings of the 6th triennial International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualisation FLUCOME, Sherbrooke, Canada, 2000, p. 136.
- [1.40] *F. Schneider, F. Peters, W. Merzkirch*: Influence of velocity profile and Turbulence on cross-correlation-based flow metering. Proceedings of the 6th triennial International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualisation FLUCOME, Sherbrooke, Canada, 2000, p. 112.
- [1.41] *V. Skwarek, V. Hans*: Verarbeitung gekreuzkorrelierter Ultraschallsignale bei der Durchflußmessung. VDI-Bericht 1530. Sensoren und Meßsysteme 2000, 2000, 639-648.
- [1.42] *V. Skwarek, V. Hans*: Multipath cross correlation flowmeters. IMEKO XVI, Wien, 2000.
- [1.43] *Skwarek, V.; Hans, V.* 2000: An improved method for hardware-based complex demodulation. Measurement 1.

Numerische Simulation von Strömungsfeldern um Durchfluss-Messanordnungen:

- [1.44] *V. Hans, G. Poppen, E. v. Lavante, S. Perpeet*: Interaction between vortices and ultrasonic waves in vortex-shedding flowmeters, FLUCOME '97, Hayama, 1997, Proceedings Vol. 1, pp. 43-46.
- [1.45] *V. Hans, G. Poppen, S. Perpeet, T. Rettich*: Fluid flow diagnostics with ultrasound waves, Proceedings of the 3rd International Conference on Fluid Dynamic Measurement and Its Applications, Beijing, 1997, pp. 341-344.
- [1.46] *E. v. Lavante, S. Perpeet*: Optimization of bluff body shape in a vortex-shedding flowmeter, EUROMECH 97, 1997, Book of Abstracts.
- [1.47] *E. v. Lavante, S. Perpeet*: Three-Dimensional Simulation of unsteady Flow in a Vortex-Shedding Flowmeter, 3rd Seminar Euler and Navier-Stokes Equations, Prague, 1998 May 27-29, CR.

- [1.48] *V. Hans, G. Poppen, E. von Lavante, S. Perpeet*: Vortex-shedding flowmeters and ultrasound detection: signal processing and bluff body geometry, *Flow Measurement and Instrumentation*, 1998, (9)79-82.
- [1.49] *S. Perpeet, E. von Lavante, J. Yao*,: Simulation of flow in a vortex-shedding flowmeter using an implicit solver, 1999, AIAA paper, (99-0170).
- [1.50] *E. v. Lavante, S. Perpeet, V. Hans, G. Poppen*: Optimization of acoustic signals in a vortex-shedding flowmeter using numerical simulation, *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, 1999, Vol. 20, Nr.4.
- [1.51] *S. Perpeet, A. Zachcial, E. v. Lavante*: Simulation of unsteady flow in a vortex-shedding flowmeter, *Proceedings of Second International Symposium on Finite Volumes for Complex Applications*, Hermes Science Publications, Paris, 1999.
- [1.52] *S. Perpeet*,: Numerische Simulation von Strömungsfeldern um Durchfluss-Meßanordnungen, Dissertation Essen, Shaker-Verlag, Aachen, 2000.
- [1.53] *S. Perpeet, E. v. Lavante, H. Windorfer, V. Hans*: Effects of disturbed inflow on accuracy of vortex-shedding flowmeter, *Flomeko 2000*, Salvador, Bahia, Brasil, 2000 June 4-7.
- [1.54] *E. v. Lavante, J. Yao, S. Perpeet*: Effects of disturbed inflow on vortex-shedding from a bluff body, 2000, AIAA paper, 2000-2220.

Theoretische Erfassung des Abklingverhaltens beliebiger Störungen ausgebildeter Rohrströmungen sowie Volumenstrommessung mittels Wandschubspannungsmessung

- [1.55] *K. Gersten*: Einfluß der Dissipation auf das Rohrreibungsgesetz. In: Moo Sang Kim (Hrsg.): *Turbulenz in der Strömungstechnik*, pp. 61-68. Shaker Verlag, Aachen, 1997.
- [1.56] *K. Gersten, M. Klika*: The decay of three-dimensional deviations from the fully developed state in laminar pipe flow. In: H.J. Rath, Ch. Egbers (Eds.): *Advances in Fluid Mechanics and Turbomachinery*, pp. 17-28. Springer-Verlag, Berlin, 1998.

- [1.57] *C. Wildemann, W. Merzkirch, K. Gersten*: Characterization and correction of installation effects by measuring wall shear stress upstream of flow meters. Proceed. FLOMECO'98, ed. J. Delsing, pp. 333-335, Lund, Sweden, 1998.
- [1.58] *C. Wildemann, W. Merzkirch, K. Gersten*: A systematic approach for correcting the reading of a flow meter in disturbed pipe flow. Proceed. 4th International Symposium on Fluid Flow Measurement, 1999, Paper no. 1.3, CD-ROM.
- [1.59] *K. Gersten, W. Merzkirch, C. Wildemann*: Verfahren und Vorrichtung zur Korrektur fehlerhafter Meßwerte von Durchflußmeßgeräten infolge gestörter Zuströmung, 2000, Patent Nr. 19724 116 vom 11.09.2000.
- [1.60] *J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller*: Ortsaufgelöste Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilmessung von Grenzschichtströmungen. Tm, Technisches Messen Sensoren, Geräte, Systeme, 70. Jahrgang 2003, Heft 2, Oldenburg Wissenschaftsverlag GmbH, Kirchheim, ISSN 0171-8096, S.59–65.
- [1.61] *J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller, D. Dopheide, S. Becker, F. Durste*: Velocity measurements of shear flows by a novel velocity profile sensor with micrometer spatial resolution. Proceedings of FEDSM'03 4th ASME_JSME Joint Fluids Engineering Conference, Honolulu, Hawaii, USA, July 6-11, 2003.
- [1.62] *J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller*: Boundary layer velocity measurements by a laser Doppler profile sensor with micrometre spatial resolution. Measurement Science and Technology 13 (2002), Institute of Physics Publishing, p. 1979-1989.
- [2.1] Heinz-Eberhard Albrecht : Laser-Doppler-Strömungsmessung. Physical research Volume 2, Erschienen im Akademie Verlag Berlin, DDR-1086, 1986, ISBN 3-05-500030-7.
- [2.2] *W. Demtröder*: Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik, 2.Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1999, ISBN:3-540-57095-0, Kapitel 7.6.
- [2.3] *L.E. Drain*: The Laser Doppler Technique, A Wiley-Interscience Publication, Chichester New York Brisbane Toronto, 1980, ISBN:0-471-27627-8.

Kapitel 8: Literaturverzeichnis

- [3.1] M. Borys, V. Strunck, H. Müller, D. Dopheide: „Interferometrische Ortsauflösung der Strömungsgeschwindigkeit innerhalb des Meßvolumens eines Referenzstrahl-LDA“, 8.Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik, Freisingen Weihenstephan, 12.-4. Sept. 2000, Shaker Verlag, ISBN3-8365-7809-0, S.21-28.
- [3.2] *M. Abramowitz, I.A. Stegun: Handbook of Mathematical Functions.* Dover Publications, 1970.
- [3.3] *D. Gloge: Weakly guiding fibers. Appl. Opt. 10, 1971, 2252-2256.*
- [3.4] *G. Grau: Quantenelektronik. F. Vieweg Verlag, Braunschweig, 1978.*
- [3.5] *Wolfgang Glaser. Photonik für Ingenieure. 1.Aufl., Verl. Technik, ISBN: 3-341-01188-9, Berlin, 1997.*
- [3.6] *Dietrich Kühlke: Optik, Grundlagen und Anwendungen, Verl. Deutsch, ISBN: 3-8171-1551-2, Frankfurt am Main, 1998.*
- [4.1] *A. Naqwi, F. Durst, M. Müller und P. Zeller: LDA and PDA systems based on diode-pumped Neodym:YAG lasers. Proc. 5. Int. Ausstellung mit Kongreß für Sensorik & Systemtechnik, SENSOR´91, 1991, Band 1, S. 15-30.*
- [4.2] *V. Arndt, H. Müller und D. Dopheide: Comparison measurements for selection of suitable photodetectors for use in Nd:YAG LDA systems. Experiments in Fluids 20, S. 460-465 1996.*
- [4.3] *V. Arndt, H. Müller und D. Dopheide: Photoempfänger für Nd:YAG-Laser-Doppler-Anemometer. Technisches Messen 62, S. 285-291, 1995.*
- [4.4] *P.W. France: Optical Fibre Lasers and Amplifiers. Blackie, Glasgow und London, 1991.*
- [4.5] *M.J. Digonnet, Selected Papers on Rare-Earth-Doped Fiber Laser Sources and Amplifiers, SPIE Milestone Series, Vol. MS 37, 1992.*
- [4.6] *A. Bjarklev: Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications; Artech House, Boston London, 1993.*
- [4.7] *E. Desurvire: Erbium-doped fiber amplifiers - principles and applications. John Wiley & Sons, New York - Brisbane – Singapore, 1994*
- [4.8] *R.I. Laming, M.N. Zervas und D.Payne: Erbium-doped fiber amplifier with 54 dB gain and 3.1 dB noise figure. Photonics Technology Letters, Vol. 4, S. 1345-1347, 1992*

- [4.9] *T. Miyzaki, Y. Karasawa und M. Yoshida*: Neodym-doped fibre amplifier at 1,064 μm . Electronics Letters, Vol. 30, No. 25, S. 2142-2143, 1994.
- [4.10] *H. Többen, D. Dopheide, H. Müller, T. Buschmann*: SNR-Verbesserung von LDA-Signalen durch den Einsatz von Faserverstärkern 7. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik, 27.-29. Sept. 1999, ISL Saint-Louis, Frankreich, Shaker Verlag, Aachen, 1999, ISBN 3-8265-6447-2, S.1.1–1.8.
- [4.11] *D. Dopheide, M. Faber*: Einsatz von Diodenlasern und Photodioden in der Strömungsmeßtechnik in Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik von B. Ruck (Hrsg.) S. 40 ff, AT-Fachverlag, Stuttgart, 1990.
- [4.12] *H.-G. Unger*: Optische Nachrichtentechnik. Teil 2, Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 1985, S. 467-478.
- [4.13] *J. Povlsen, A. Bjarklev, O. Lumholt, H. Vendeltorp-Pommer, K. Rottwitt, Th. Rasmusen*: Optimizing gain and noise performance of EDFA's with insertion of a filter or an isolator. Proc. SPIE Vol. 1591 Fiber Laser Sources and Amplifiers III, S. 107-113, 1991.
- [4.14] *Shoichi Sudo*: Optical Fiber Amplifiers: Materials, Devices and Applications Artech House Publishers. Boston-London, 1997.
- [4.15] *H. Többen, M. Karasek*: Experimental and Numerical Results of Optical Pre-amplification in a LDA Receiving Head. IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement; veröffentlicht Feb. 2000.
- [4.16] *H. Többen, H. Müller, D. Dopheide*: Power and Sensitivity Improvement of LDA-Systems by Fiber Amplifiers. Selected Paper of 8th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, 8.-11. Juli 1996, erweiterter Beitrag, Springer-Verlag, ISBN 3-540-63572-6, 1997, S. 3-10.
- [4.17] *H. Többen, T. Buschmann, H. Müller, D. Dopheide*: "40dB fibre optical preamplifier in 1064 nm laser Doppler anemometer" Electronics Letters, June 2000, Vol. 36 No.12, 1024 –1025.
- [4.18] *V. Strunck, H. Müller und D. Dopheide*: Quadratursignal-Frequenzbestimmung von Laser Doppler Signalen. Tagungsband der 4. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik, 12.-14. Sept., Universität Rostock, 1995, Verlag Shaker Aachen, ISBN 3-8265-0842-4, S. 7.1-7.6.

Kapitel 8: Literaturverzeichnis

- [5.1] Dr. Volker Strunck, Win-LDA Laser Doppler Auswerteprogramm (intern), Fachlabor für Strömungsmesstechnik, PTB, Braunschweig, 2003.

- [6.1] *D. Dopheide, M. Faber, G. Taux*: Velocity measurements using a semiconductor laser-Doppler-anemometer. In: W. Waidlich (Edit.): Conference LASER'87, München 23.-26. Oktober 1987; Conference Proceedings: LASER; Optoelectronics in Engineering, Berlin: Springer-Verlag 1987, S.242-245.

- [6.2] *D. Dopheide, M. Faber, G. Reim, G. Taux*: New optoelectronic velocity and flowrate measuring methods using semiconductor laser and photodiodes. In: VDI-berichte Nr.768, Conference proceedings FLOMEKO'89, Düsseldorf, 1989, S.341-351.

- [6.3] *G. Wendt, R. Kramer, D. Dopheide*: Einsatz eines miniaturisierten Laser-Doppler-Anemometers auf Halbleiterbasis für die Geschwindigkeitsprofilmessung in Gasleitungen. In PTB-Mitteilungen 102 6/92, Braunschweig, 1992, S.445-453.

- [6.4] *Bodo Mickan*: Systematische Analyse von Installationseffekten sowie der Effizienz von Strömungsgleichrichtern in der Großgasmengenmessung, Dissertation, Shaker Verlag, Aachen, 1999.

- [6.5] *V. Strunck, H. Müller, D. Dopheide*: LDA-Messvolumenkalibrierung mit einem Linearantrieb, Tagungsband Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, Karlsruhe, 07.-09. September 2004.

- [6.6] *Strobel Otto*: Lichtwellenleiter-Übertragungs-und Sensortechnik, VDE-Verlag GmbH, ISBN 3-8007-1629-1, Berlin und Offenbach, 1992, Kapitel 6.



Bild 1: Visualisiertes Messvolumen des Liniensensors.

Durch die Überlagerung des Akzeptanzkegels der Einmodenfaser mit dem Beleuchtungsstrahl des Lasers wird das im Vergleich zu konventionellen Laser-Doppler-Anemometern große langgezogene Messvolumen gebildet.

Das hier dargestellte Bild ist eine Langzeitaufnahme. Während der Belichtungszeit ist eine Infrarotkarte durch den Laser und durch den Abstrahlkegel der Faser bewegt worden. Das aus der Faser austretende Licht wird durch den Faserverstärker generiert. Es handelt sich hierbei um ASE-Strahlung, die auf der Empfängerseite durch eine Bandpassfilterung unterdrückt wird. Die hier austretende ASE-Strahlung kann zur Darstellung des Abstrahlkegels und gleichzeitig auch des Empfangskegels der Faser genutzt werden. Sie wirkt sich nicht weiter störend aus.

Vielen Dank an die Bildstelle der PTB!

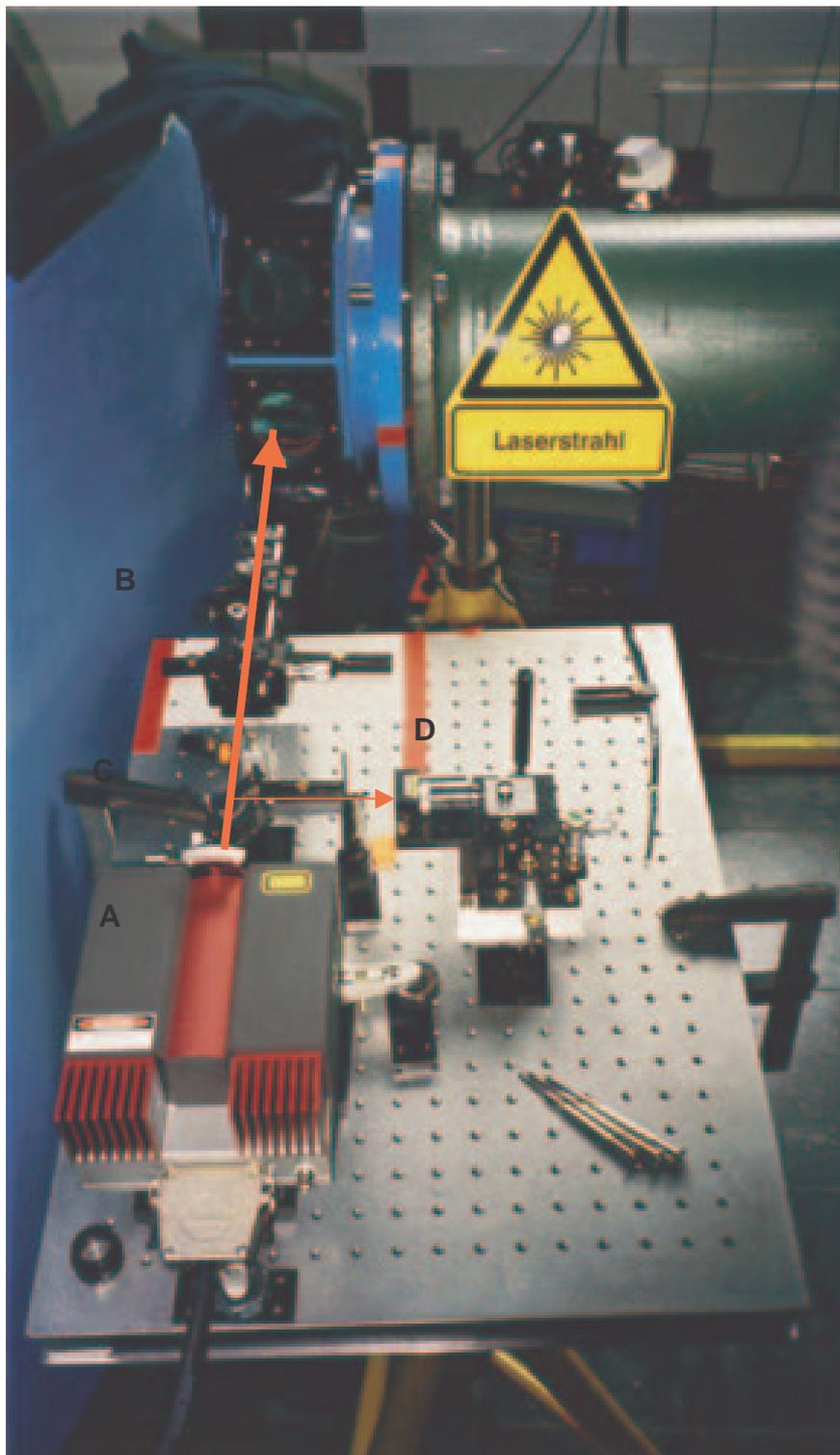


Bild 2: Breadboard mit Laser.

Weiterhin befinden sich neben dem Laser (A) auf dem Breadboard die optischen Komponenten sowohl zur Strahlaufweitung und Fokussierung des Beleuchtungsstrahls (B), als auch zur Abzweigung mittels Strahlteiler (C) und Einkopplung des Referenzsignals in die Einmodenfaser (D).

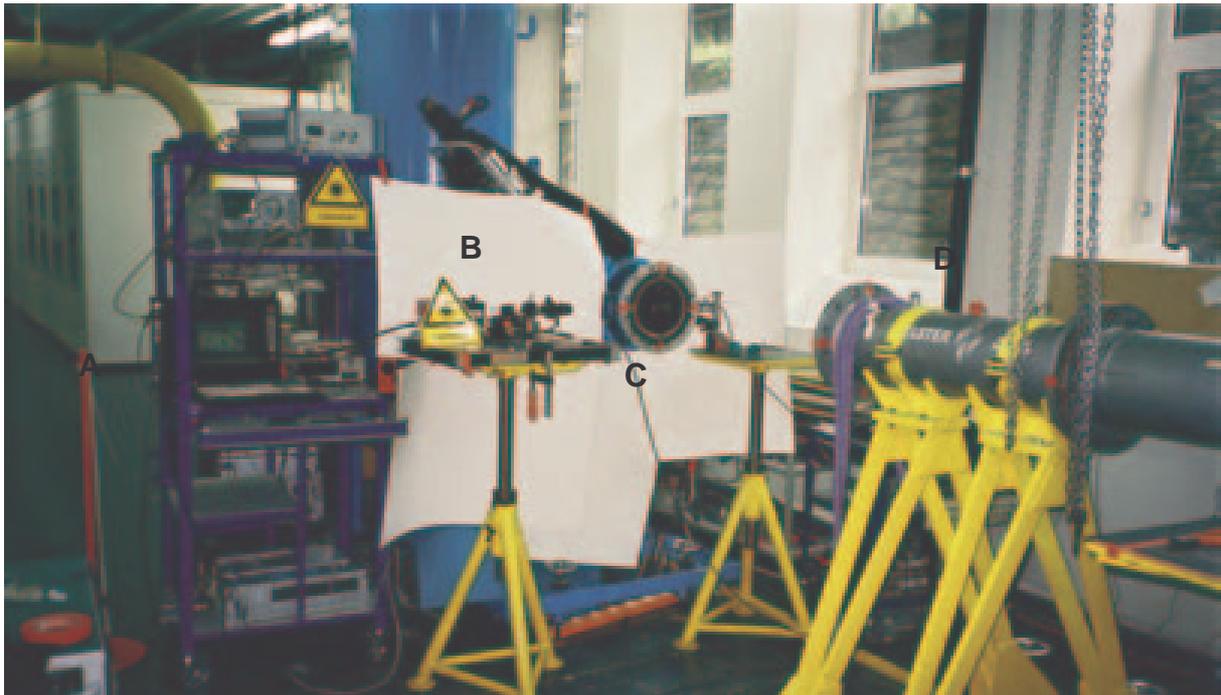


Bild 3: Installation des Liniensensors in einen Rohrabschnitt.

(A): Messtechnik, (B): Laser, (C): Rohrformstück mit Messfenstern, (D): Vorlaufstrecke

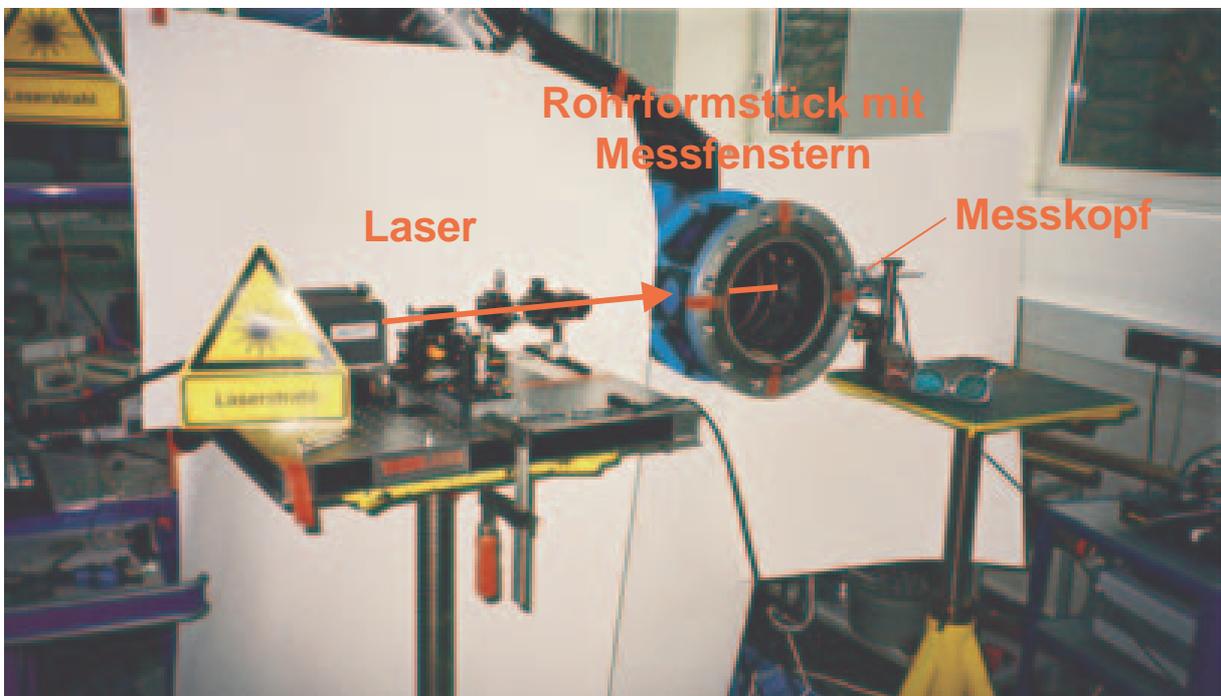


Bild 4: Der Liniensensor in einer Rohrleitung.

Der Strahl des Lasers wird zunächst aufgeweitet und anschließend durch ein Fenster in das Rohr fokussiert. Auf der gegenüberliegenden Seite ist der Streulichtempfänger hinter einem weiteren Messfenster angebracht.

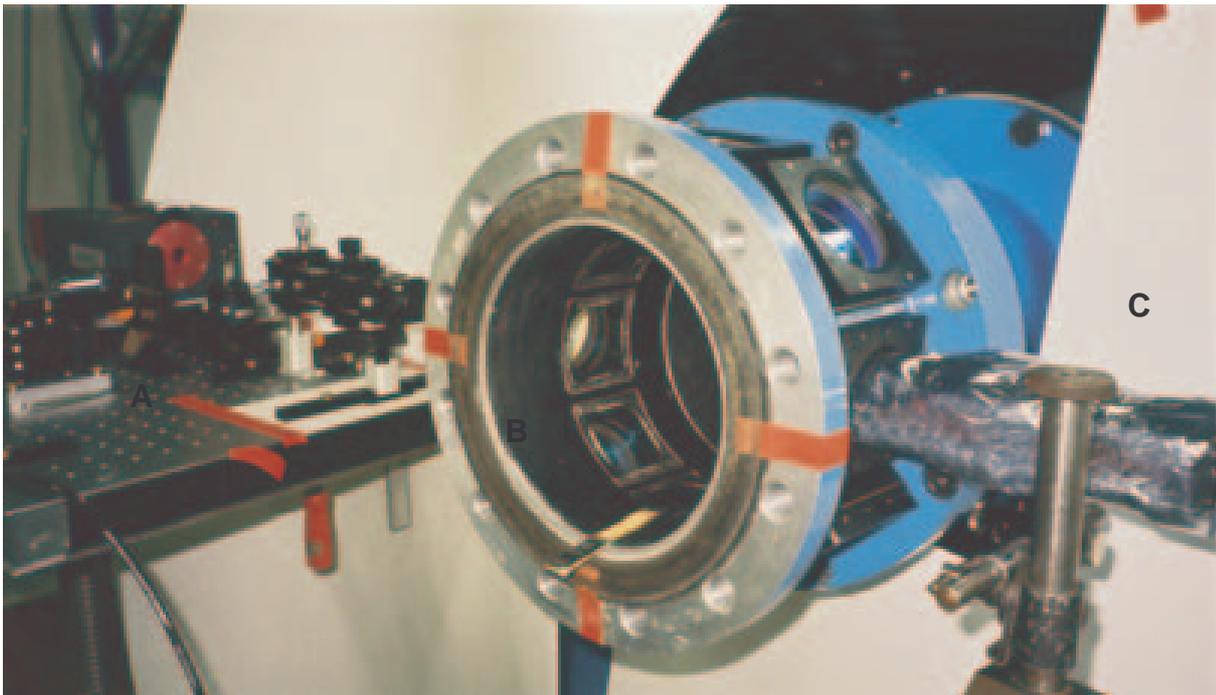


Bild 5: Das Rohrformstück mit Messfenstern.

(A): Breadboard mit Laser, (B): Rohrformstück mit Messfenstern
(C): Zylinder mit den Streulichtempfänger unter Schutzfolie

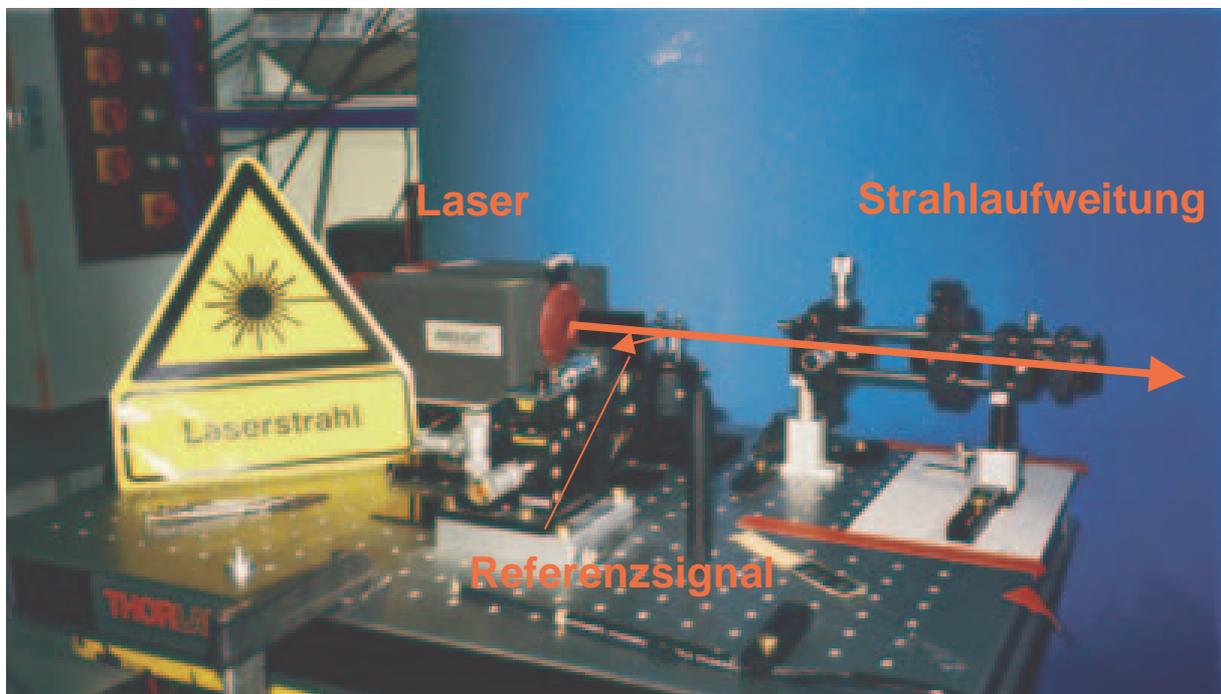


Bild 6: Breadboard mit Laser.

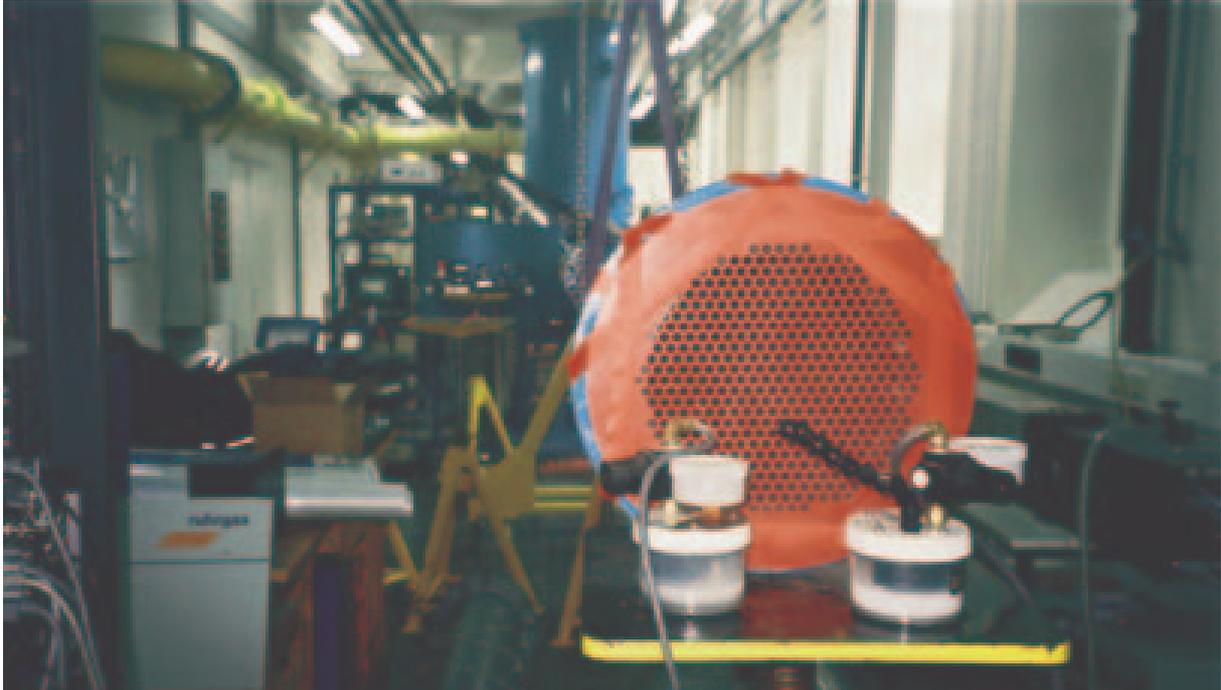


Bild 7: Einlauf mit Wabengleichrichter.

Vor den Einlauf in die Vorlaufstrecke ist ein Wabengleichrichter zur Reduzierung der Turbulenz angebracht. Im Vordergrund sind zwei Partikelgeneratoren zu sehen.

