

# Anwendung optischer Messtechniken zur Untersuchung disperser Gas-Flüssigkeits-Strömungen

## Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät  
- Fachbereich Ingenieurwissenschaften -  
der Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg

von  
Herrn Dirk Bröder  
geb. am 05.11.1970 in Oberwesel

Gutachter:

1. Prof. Dr.-Ing. Sommerfeld
2. Prof. Dr.-Ing. Baumann
3. Prof. Dr. rer. nat. Merzkirch

Halle (Saale), 18. Dezember 2003

**urn:nbn:de:gbv:3-000005900**

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=nbn%3Ade%3Agbv%3A3-000005900>]



## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1997-2003 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik des Fachbereichs Ingenieurwissenschaften der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg. An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Für die finanzielle Unterstützung durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft bin ich sehr dankbar.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Martin Sommerfeld für die Anregung und Betreuung der Arbeit. Frau Elke Platzer danke ich für die umfangreichen Korrekturen und Anmerkungen. Ich bedanke mich auch bei allen früheren und aktuellen Mitarbeitern des Lehrstuhls für ihre vielseitigen Bemühungen. Für die Unterstützung, Geduld und Rücksichtnahme bedanke ich mich bei meiner Familie, meinen Eltern und meinen Freunden.

Großkayna, Dezember 2003

## Inhaltsverzeichnis

Vorwort .....	I
Inhaltsverzeichnis.....	II
1 Einleitung .....	1
2 Blasensäulen.....	5
2.1 Grundlegende Blaseneigenschaften .....	6
2.1.1 Kennzahlen von Blasen.....	6
2.1.2 Aufstiegsverhalten von Blasen.....	7
2.1.3 Einfluss des Gasgehaltes auf die Relativgeschwindigkeit .....	11
2.1.4 Gasdispergierung und Blasenbildung.....	12
2.2 Methoden zur Bestimmung des lokalen Gasgehaltes.....	15
3 Kameraoptische Geschwindigkeitsmessungen .....	22
3.1 Auswertemethoden der PIV .....	23
3.2 Auswertemethoden der PTV .....	29
3.3 Gegenüberstellung PIV/PTV.....	30
3.4 Stand der Technik.....	31
3.4.1 Untersuchung einphasiger Strömungen .....	31
3.4.2 Untersuchung disperser Blasenströmungen .....	33
3.5 Fehler in der PIV-Auswertung .....	35
3.6 Kamerakalibrierung.....	42
3.7 Schärfentiefe.....	45
4 Digitale Filter und Bildoperationen.....	51
4.1 Histogramm-Modifikationen.....	51
4.2 Lineare Filter .....	53
4.2.1 Glättungsfilter.....	54
4.2.2 Filter zur Erhöhung der Bildschärfe.....	56
4.2.3 Kantentfilter.....	57
4.3 Nicht-lineare Filter .....	66
4.4 Bildoperationen für Zwei-Phasenströmungen.....	67
5 Untersuchung der Blasensäule mittels PDA und LDA .....	70
5.1 Einleitung .....	70

---

5.2	Versuchsaufbau .....	71
5.3	PDA-System.....	73
5.4	Erste Messungen in der Blasensäule .....	75
5.5	Einzelblasenexperimente.....	78
5.6	Verbesserte Messungen.....	87
5.7	Fehler bei der Bestimmung des Blasendurchmessers mittels PDA .....	88
5.7.1	Fehler auf Grund der Blasenform.....	88
5.7.2	Fehler durch Messvolumeneffekte .....	92
5.8	Resümee .....	97
6	Ein LIF-PLV-System zur Analyse der Hydrodynamik bei höheren Gasgehalten .....	98
6.1	Einleitung .....	98
6.2	Versuchsaufbau .....	98
6.3	Der optische Aufbau des Zwei-Phasen-LIF-PLV-Systems .....	100
6.4	Bildaufnahme und Bildverarbeitung .....	103
6.5	Test der LIF-PLV-Technik.....	108
6.6	Ergebnisse .....	113
6.7	Resümee .....	118
7	Untersuchung von Blasenströmungen mittels eines abbildenden PIV/PTV-Systems ...	120
7.1	Versuchsstand.....	120
7.2	Messtechnik.....	121
7.3	Blasendetektion .....	122
7.4	Bestimmung des Blasenvolumens.....	128
7.5	Messung der Blasengeschwindigkeit mittels PTV.....	133
7.6	Messung der Geschwindigkeit der kontinuierlichen Phase / PIV .....	134
7.7	Experimente .....	136
7.7.1	Versuchsdurchführung .....	136
7.7.2	Koaleszenzmessungen.....	136
7.7.3	Bestimmung der Kollisionsraten.....	137
7.8	Ergebnisse und Diskussion.....	139
7.8.1	Strömungsprofile in der Doppelschlaufe.....	139
7.8.2	Kollisionsraten .....	144
7.8.3	Koaleszenzrate .....	147
7.8.4	Blasengeometrie und Bewegungsverhalten .....	149

7.9	Resümee .....	154
8	Zusammenfassung.....	156
9	Summary .....	158
10	Literatur .....	159
11	Liste der verwendeten Formelzeichen und Abkürzungen.....	164
12	Lebenslauf .....	168

## 1 Einleitung

Den numerischen Berechnungen von Blasenströmungen kommt vor allem in dem schnell wachsenden Bereich der Biotechnologie immer größere Bedeutung zu. Einerseits können diese das Bestreben eines Scale-up vom Labormaßstab zur fertigen Produktionsanlage ohne kostspielige Untersuchungen an Pilotanlagen ermöglichen. Andererseits sind solche Simulationen ein interessantes Werkzeug zur Optimierung bereits bestehender Produktionsanlagen. Um die Simulationen hinsichtlich ihres Vermögens zur Vorhersage der strömungsmechanischen Gegebenheiten zu verbessern, ist es nötig, weitere Entwicklungsarbeit an der zu Grunde liegenden Modellierung der zweiphasigen Strömung zu leisten. Hierbei sind besonders die Teilprozesse der hydrodynamischen Wechselwirkungen, die Blaskollision, die Blaskoaleszenz und der Blaserfall von Bedeutung.

Wesentliche Voraussetzungen für weitere Modellierungen sind detaillierte Untersuchungen der Blasenwechselwirkungen im Blasenschwarm. Damit solche Experimente eine Beurteilung und Validierung der Modelle ermöglichen, ist die simultane Erfassung einer Vielzahl von Größen beider Phasen erforderlich. Vernachlässigt man den Stoffübergang und betrachtet lediglich die reine Hydrodynamik, so sind diese Parameter im Falle der Blasen: Größe, Form, Orientierung, Geschwindigkeit und lokaler Gasgehalt und für die Flüssigkeit: Geschwindigkeit, Turbulenzeigenschaften und Strömungsstruktur.

Zur Untersuchung von Blasenströmungen wurden in den letzten Jahren etliche Methoden entwickelt und eingesetzt. Eine aktuelle Übersicht der Messtechniken findet sich in Borchers (2002). Bei den berührungsfreien Methoden sind dies hauptsächlich die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA), die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), akustische Messtechniken, die Particle Image Velocimetry (PIV), die Particle Tracking Velocimetry (PTV), holografische Methoden und die computergestützte Tomographie mittels Röntgen- oder Gammastrahlung. Viele dieser Methoden erfassen lediglich die Eigenschaften einer Phase. Eine Kombination von mehreren Methoden ist dann nötig, um die Eigenschaften aller Phasen zu charakterisieren.

Die simultane Messung beider Phasen ist oft nur schwerlich möglich und, durch den schwierigen optischen Zugang meist auf einfache experimentelle Anordnungen beschränkt. Viele hoch entwickelte Techniken wie die PDA/LDA liefern zwar präzise Angaben der Blasengröße und der Geschwindigkeiten beider Phasen, aber niedrige Datenraten auf Grund

von geringen Blasenanzahldichten, niedrigen Blasengeschwindigkeiten und starker Lichtabsorption führen zu sehr langen Messzeiten pro Messort. Die Vermessung eines kompletten Apparates, welche für Vergleiche mit numerischen Berechnungen zwingend erforderlich ist, wird durch die langen Messzeiten nur schwer möglich. Die Anwendung der PDA ist zusätzlich durch die Blasengröße limitiert. Luftblasen in Wasser mit einem Durchmesser größer als 1 mm können mittels PDA nicht mehr korrekt erfasst werden (Tassin & Nikitopoulos 1995), da bereits für elliptische Blasen von 1 mm Durchmesser das Verhältnis zwischen den Längen der Hauptachsen 1,15 beträgt (Duineveld 1994). Dies führt zu Konsistenzfehlern bei der Bestimmung der Phasendifferenz des Dopplerbursts und schließlich zu beträchtlichen Fehlern bei der Bestimmung der Blasengröße.

Moderne kameraoptische Messtechniken wie PIV und PTV sind in der Lage, eine komplette Ebene der Strömung zu erfassen, und werden aus diesem Grund sehr häufig zur Untersuchung von Strömungsfeldern besonders auf dem Gebiet der Aerodynamik eingesetzt (Adrian 1991). Diese Methoden werden auf Grund ihrer vielen Gemeinsamkeiten unter dem Begriff Pulse Light Velocimetry (PLV) zusammengefasst. Durch die Verbindung von PLV mit Filtertechniken der digitalen Bildverarbeitung gelingt es, bei der Untersuchung von Blasenströmungen, die Geschwindigkeit beider Phasen zu erfassen, aber auch Informationen über die Größe, die Form und die Position von Blasen zu erhalten. Ein großes Problem für die Anwendung einer konventionellen PIV auf Blasenströmungen ist die starke Absorption des eindringenden Lichtschnittes durch Streuung auf der Oberfläche von Blasen, welche schon bei moderaten Gasvolumenanteilen die simultane Erfassung von Blasen und Tracer-Partikeln unmöglich macht. Da die Streulichtintensität von Blasen etliche Größenordnungen höher ist als die konventioneller Tracer-Partikel verwenden viele Experimentatoren fluoreszierende Tracer-Partikel und trennen die Phasen durch Ausnutzung der verschiedenen Wellenlängen der Lichtquelle und des Fluoreszenzfarbstoffes der Tracer-Partikel (Hassan et al. 1993). Allerdings haben Diaz & Riethmuller (1998) gezeigt, dass auf Grund optischer Effekte an der Blasenoberfläche bei Durchtritt eines Laserlichtschnittes die Blasenkonturen selbst nicht korrekt erfasst werden können. Folglich wird eine zusätzliche CCD-Kamera und eine Hintergrundbeleuchtung benötigt, um die Blasenkonturen zu erfassen (Tokuhiru et al. 1997). Ein experimenteller Aufbau mit zwei und mehr Kameras und Lichtquellen ist allerdings sehr aufwendig und führt zu langen Einricht-, Mess- und Auswertungszeiten (Hassan et al. 1998).

Eine sehr kostengünstige Technik zur simultanen Messung von Blasengrößen und Geschwindigkeiten beider Phasen wurde von Borchers (2002) vorgestellt. Eine CCD-Kamera



mit einem Makroobjektiv geringer Tiefenschärfe wurde genutzt, um Hintergrund beleuchtete Bilder von Blasen und Tracer-Partikeln aufzunehmen. Die Phasentrennung geschah mittels Objekterkennung und die Geschwindigkeiten der Blasen und der Flüssigkeit wurden durch die Anwendung einer PTV ermittelt.

Innerhalb dieser Arbeit wurden mehrere Messtechniken entwickelt und angewandt, um relevante Parameter von Blasenströmungen berührungslos zu messen. Es wurde die PDA in Kombination mit einer LDA und fluoreszierenden Tracern eingesetzt, um das Strömungsfeld beider Phasen und die Blasengrößenverteilung in einer mit kleinen Blasen begasten Laborblasensäule zu untersuchen. Um die Messtechnik besser an die Besonderheiten des Einsatzes in einer Blasenströmung anzupassen, wurden Streulichtberechnungen und Experimente mit Einzelblasen durchgeführt, die mögliche Fehlerursachen aufdeckten und den Ansatz zu Verbesserungen der Messtechnik boten.

Des Weiteren wurde eine Methode entwickelt, um simultane kameraoptische Messungen der Geschwindigkeitsfelder beider Phasen in einer Laborblasensäule bei höheren Gasgehalten durchzuführen. Die Phasendiskriminierung basiert auf der oft als LIF-PIV bezeichneten Anwendung von fluoreszierenden Tracer-Partikeln. Da bei dieser Methode ein Laserlichtschnitt zur Beleuchtung des Messvolumens benutzt wurde, war eine direkte Bestimmung der Blasengröße nicht möglich. In Kapitel 6 werden die Laborblasensäule, der optische Aufbau und die Bildverarbeitung erläutert sowie die Zuverlässigkeit und Genauigkeit der Technik bei Anwendung in höheren Gasgehalten diskutiert. Des Weiteren werden instantane und zeitgemittelte Strömungsstrukturen in der Laborblasensäule präsentiert.

Da die Methoden der Auswertung von Borchers (2002) recht zeitaufwendig sind, wurde während dieser Arbeit ein effizienteres kameraoptisches Messsystem für Online-Messungen entwickelt, welches simultan die Geschwindigkeiten beider Phasen einer Blasenströmung erfasst und die Blasengrößen bestimmt. Das neue System wurde unter anderem dazu verwendet, das Koaleszenzverhalten von Blasen zu untersuchen. Die Weiterentwicklung der kameraoptischen Messtechnik erlaubte die Substitution des für die PIV benötigten Laserlichtschnittes durch eine Hintergrundbeleuchtung mittels eines gepulsten LED-Arrays. Dadurch war neben der Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes eine Erfassung der geometrischen Parameter der Blasen und eine Einzelobjektverfolgung durch die PTV möglich. Mit dem weiterentwickelten System wurden die Blasenwechselwirkungen in einem speziell für optische Messungen konstruierten Doppelschlaufen-Reaktor untersucht. Dazu wurde das Apparatevolumen vollautomatisch im Online-Modus, also ohne Zwischenspeicher-

ung der aufgenommenen Bilder auf einer Festplatte, vermessen. Aus den ermittelten Daten, den Geschwindigkeiten beider Phasen und den lokalen Blasengrößenverteilungen, konnte erstmals eine vollständige Beschreibung der verschiedenen Kollisionsraten und der Koaleszenzraten für eine Blasenströmung angegeben werden.

## 2 Blasensäulen

Blasensäulen sind weitverbreitete industrielle Apparate, in denen eine Gasphase und eine Flüssigkeit in Kontakt gebracht werden, um gewöhnlich einen Stoffaustausch über die Phasengrenzfläche zu ermöglichen. Neben der reinen Zwei-Phasenströmung wie sie beispielsweise beim Strippen von leichtflüchtigen Substanzen vorkommt, treten bei der Nutzung von Blasensäulen zur Flotation und in den meisten Anwendungen als Gas-Flüssigkeitsreaktoren für chemische oder biologische Prozesse weitere Phasen in Form von dispergierten reaktiven oder katalytisch wirkenden Partikeln oder Organismen auf. Speziell beim Einsatz als Reaktoren zeichnen sich Blasensäulen durch ihren guten Wärme- und Stoffaustausch sowie ihre hohe thermische Stabilität aus (Deckwer 1985).

Blasensäulen werden als Behälter gebaut, deren Höhe meist die Breite übertrifft. Sie besitzen am Boden Begasungsorgane. Das Gas wird durch die Gasverteiler in die Kolonne gepresst, wodurch Blasen mit einer großen Phasengrenzfläche entstehen. Für die flüssige Phase besteht für einen kontinuierlichen Betrieb die Möglichkeit, sie im Gleich- oder im Gegenstrom zur Gasphase zu führen. Die einfache Bauweise ohne mechanisch bewegte Apparateile ist hierbei als wichtiger Vorteil der Blasensäulen zu werten.

In Blasensäulen treten zwei Strömungsregime auf, das homogene und das heterogene. Abhängig vom Gasverteiler, der Kolonnengeometrie und den Eigenschaften der Phasen können in einem Apparat beide Regime bei unterschiedlichen Gasvolumenströmen auftreten. Das homogene Regime ist durch eine einheitliche Blasengröße und einem über dem Kolonnenquerschnitt konstanten Gasgehalt gekennzeichnet. Die am Begaser entstehenden Blasen steigen scheinbar vertikal mit kleinskaligen axialen und transversalen Schwankungsbewegungen auf. Die Auswirkungen der Blasenkoaleszenz sind gering, sodass die Größe der Blasen und der Gasgehalt im wesentlichen von der Art des Begasers und den physikalischen Eigenschaften des Gas-Flüssigkeits-Systems abhängen. Außerhalb der Begasungszone werden keine großräumigen Zirkulationsströmungen beobachtet (Zahradnik et al. 1997).

Das heterogene Regime wird durch eine breite Blasengrößenverteilung und ein deutlich ausgeprägtes radiales Profil des Gasgehaltes charakterisiert. Ein Teil des Gases durchströmt das Bett in Form schnell aufsteigender Großblasen oder Agglomerate. Dieser Effekt verstärkt sich mit zunehmender Gasleerrohrgeschwindigkeit. Durch die ungleichmäßige Gasverteilung

werden großräumige Zirkulationen induziert, deren Geschwindigkeiten ein oder zwei Größenordnungen über der Gasleerrohrgeschwindigkeit liegen.

Wegen des grundsätzlich verschiedenen Strömungsverhaltens von Gas-Flüssigkeits-Reaktoren im homogenen und heterogenen Regime verändern sich auch die Eigenschaften des Stoff- und Wärmetransports, was Auswirkungen auf die Auslegung und den Betrieb solcher Apparate hat. Für eine rationelle Reaktorauslegung ist die Vorhersage der einzelnen Regime und ihres Übergangs von essenzieller Bedeutung. Das homogene Regime tritt bei geringen Gasleerrohrgeschwindigkeiten auf. Der Bereich des Übergangs zwischen dem homogenen und dem heterogenen Regime beginnt, wenn das homogene Regime mit zunehmender Gasleerrohrgeschwindigkeit seine Stabilität verliert. Der Übergang erfolgt allerdings nicht schlagartig, vielmehr stellt sich das heterogene Regime allmählich in immer größeren Bereichen der Apparatur ein.

In beiden Regimen kommt es in der Umgebung der sich bewegenden Blasen zu einem stark veränderten Geschwindigkeitsfeld der kontinuierlichen Phase, wodurch ein verstärkter Impulsaustausch bewirkt wird. Dieser Impulsaustausch, welcher als Schwarmturbulenz bezeichnet wird, wird durch einen der Blasenbewegung entgegen gerichteten Fluidstrom hervorgerufen und hängt in seiner Stärke von der Blasengröße und dem lokalen Gasgehalt ab.

## **2.1 Grundlegende Blaseneigenschaften**

Fluide Teilchen besitzen keine starre Oberfläche. In Abhängigkeit von den Fluideigenschaften wie der Oberflächenspannung und dem Grad der Verschmutzung sowie durch die angreifenden fluidmechanischen Kräfte weichen Blasen von ihrer ideal sphärischen Form ab. Im Gegensatz zur Bewegung fester Teilchen ist die Bewegung von Blasen wesentlich durch ihre verformbare Oberfläche gekennzeichnet. Der Widerstandsbeiwert  $C_D$  von Blasen ist deshalb nur in Sonderfällen mit dem von sphärischen Partikeln vergleichbar.

### **2.1.1 Kennzahlen von Blasen**

Zur Beschreibung und Einordnung von Blasen Zuständen wie Blasenform oder Aufstiegs- geschwindigkeit werden in der Literatur eine Reihe von Kennzahlen angegeben.

Die Reynoldszahl  $Re$ :

$$Re = \frac{w_B \cdot d_B \cdot \rho_L}{\eta_L} \quad (2.1)$$

beschreibt das Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften. Die Geschwindigkeit  $w_B$  einer Blase mit dem äquivalenten Durchmesser  $d_B$  ist dabei die Relativgeschwindigkeit zwischen der Blase und der kontinuierlichen Phase mit der Dichte  $\rho_L$  und der dynamischen Viskosität  $\eta_L$ . Im Falle ruhender Flüssigkeit entspricht sie der Aufstiegs geschwindigkeit.

Die auch häufig bei Tropfen gebrauchte Weberzahl:

$$We = \frac{w_B^2 \cdot d_B \cdot \rho_L}{\sigma} \quad (2.2)$$

steht für das Verhältnis von Trägheits- zu angreifenden Oberflächenkräften, wobei hier zusätzlich die Oberflächenspannung  $\sigma$  als Parameter für die Stoffpaarung eingeht.

Die Mortonzahl

$$Mo = \frac{g \cdot \eta_L^4}{\rho_L \cdot \sigma^3} = \frac{We^3}{Re^4 \cdot Fr} \quad (2.3)$$

oft auch als Reziprokwert, der Fluidkennzahl:

$$K_F = \frac{1}{Mo} \quad (2.4)$$

benutzt, beschreibt die Stoffgrößen des Fluides in dimensionsloser Form.

Die *Froudezahl* ist als das Verhältnis von Trägheitskraft zu Gewichtskraft definiert:

$$Fr = \frac{w_B^2}{g \cdot d_B} \quad (2.5)$$

Eine letzte Kennzahl, die *Eötvöszahl* oder auch Bondzahl,

$$Eo = Bo = \frac{We}{Fr} \quad (2.6)$$

ergibt sich aus der Kombination von  $We$  und  $Fr$  und drückt somit das Verhältnis aus Oberflächenspannung und Gewichtskraft aus. Mittels  $Eo$  und  $Mo$  haben verschiedene Autoren (z.B. Clift et al. (1978)) versucht, die Form und das Bewegungsverhalten von fluiden Partikeln zu beschreiben (Abb. 2.1).

## 2.1.2 Aufstiegsverhalten von Blasen

Blasen unterhalb einer kritischen Größe besitzen Kugelgestalt. Mit steigender Blasengröße können die Oberflächenkräfte die angreifenden Strömungskräfte nicht mehr vollständig kompensieren und die Blasen beginnen abzulatten. Es ergeben sich Blasen, deren sphäroide Form sich bei der Bewegung durch ein Fluid periodisch ändert. Neben den in den Ähnlich-

keitskennzahlen zusammengefassten Eigenschaften der Gas- und Flüssigphase bestimmen auch die sogenannten oberflächenaktiven Substanzen, die sich aus dem Fluid an der Phasengrenzfläche der Blase ansammeln, sowie lokale Turbulenzstrukturen, wie stark die Blasen von ihrer sphäroiden und somit rotationssymmetrischen Form abweichen. Eine grobe Orientierung über die Formkategorien von Blasen gibt die zusammenfassende Darstellung aus Clift et al. (1978) in Abb. 2.1.

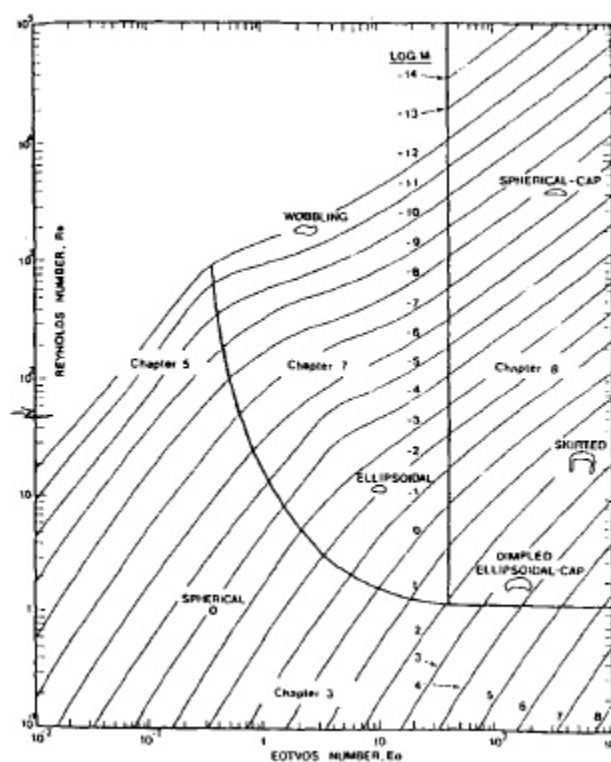


Abb. 2.1: Formkategorien von Blasen nach Clift et al. (1978).

Mit steigender Relativgeschwindigkeit erhöht sich die Trägheitskraft und in Folge dessen die Abflachung der Blasen. Die dabei auftretende Ausbildung und schließlich die Ablösung des Nachlaufs haben einen entscheidenden Einfluss auf die Sekundärbewegung der Blase. Die geradlinige Aufwärtsbewegung geht in eine Schaukelbewegung über, sodass die Bahn zickzack- oder spiralförmig wird. Diese Bewegung ist stets auch mit Formoszillationen verbunden, welche mit ansteigender Blasengröße an Amplitude und Modenzahl zunehmen. Die Ursache für das, gegenüber kleinen Blasen, geänderte Bewegungsverhalten liegt in der asymmetrischen Nachlaufablösung (Brücker 1999). Durch die einsetzende Nachlaufablösung wird ein Anstieg des Strömungswiderstandes der Blase bewirkt, welcher einher geht mit einem erhöhten Wärme- und Stoffübergang.

Die in der Literatur angegebenen Werte für die Aufstiegsgeschwindigkeiten von Luftblasen in Wasser weisen bisweilen erhebliche Abweichungen voneinander auf, welche von Clift et al. (1978) auf unterschiedliche Wasserqualitäten zurückgeführt werden. Clift et al. (1978) haben die ermittelten Aufstiegsgeschwindigkeiten von Einzelblasen in ruhender Flüssigkeit zusammengetragen, und als Funktion der Blasengröße dargestellt (Abb. 2.2). Es zeigt sich, dass die größten Abweichungen für äquivalente Blasendurchmesser von 0,7 bis 3 mm auftreten. In diesem Bereich haben Blasen eine sphärische bzw. sphäroide Form, es treten allerdings noch keine bzw. lediglich Formoszillationen niedriger Ordnung auf. Die Abweichungen der ermittelten Aufstiegsgeschwindigkeiten sind im wesentlichen auf eine Immobilisierung der Phasengrenzfläche durch die Kontamination mit oberflächenaktiven Substanzen zurückzuführen.

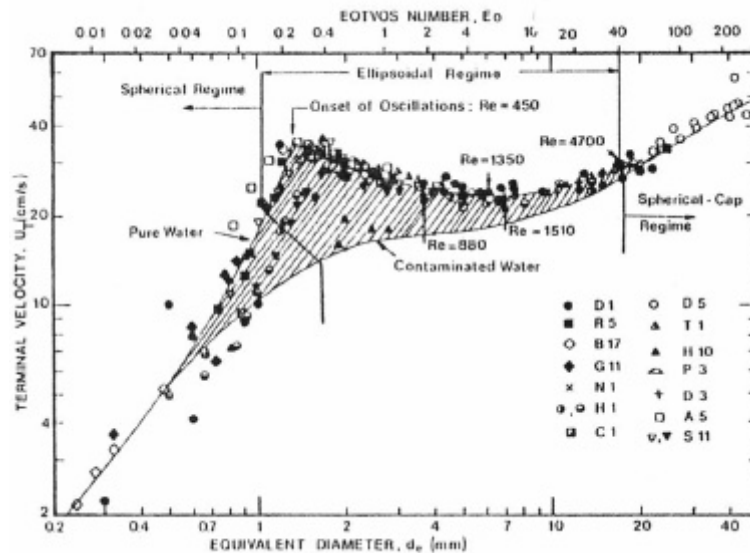


Abb. 2.2: Blasenauftstiegsgeschwindigkeit  $U_T$  in Abhängigkeit der Blasengröße in Wasser bei 20°C nach Clift et al. (1978).

Aus den stationären Aufstiegsgeschwindigkeiten von Einzelblasen in einem ruhenden Medium kann durch Aufstellen einer Bilanz der an den Blasen wirkenden Kräfte (Auftriebskraft  $F_A$ , Gewichtskraft  $F_G$ , Widerstandskraft  $F_W$ ) der Widerstandsbeiwert ermittelt werden. Da die Kräfte parallel gerichtet sind, kann die Kräftebilanz in skalarer Schreibweise angegeben werden:

$$F_W = F_A - F_G \quad (2.7)$$

$$F_W = V_B \mathbf{r}_L \mathbf{g} - V_B \mathbf{r}_G \mathbf{g} \quad (2.8)$$

$$F_W = \frac{\rho \cdot g \cdot d_B^3}{6} (\mathbf{r}_L - \mathbf{r}_G) \quad (2.9)$$

Der Widerstandsbeiwert für eine Blase definiert sich dann als:

$$c_D = \frac{2 \cdot F_W}{A_S \cdot \mathbf{r}_L \cdot w_B^2} \quad (2.10)$$

Da besonders größere Blasen zu starken Formänderungen neigen, wird der Anströmquerschnitt  $A_S$  durch einen äquivalenten Durchmesser  $d_B$  ersetzt, wodurch sich folgende Beziehung für den Widerstandsbeiwert von Blasen ergibt:

$$c_D = \frac{4 \cdot d_B \cdot g}{3 \cdot w_B^2} \quad (2.11)$$

Der Widerstandsbeiwert lässt sich für verschiedene Bereiche der Re-Zahl angeben, wobei zusätzlich Blasen mit beweglicher und starrer Phasengrenzfläche (fluide/starre Blase) unterschieden werden. Starre Blasen verhalten sich in einem Bereich  $Re < 200$  wie starre Kugeln. Für den Übergangsbereich  $0,5 < Re < 1000$  kann dann folgender Widerstandsbeiwert angegeben werden:

$$c_D = \frac{24}{Re} \left( 1 + \frac{Re^{2/3}}{6} \right) \quad (2.12)$$

Für Blasen mit beweglicher Phasengrenzfläche und innerer Zirkulation lassen sich folgende Bereiche unterteilen:

Formbeständige Kugelblasen ( $Re < 1,5$ ), keine Trägheitskräfte, kein Ablösegebiet:

$$c_D = \frac{16}{Re} \quad (2.13)$$

Formbeständige Kugelblasen ( $1,5 < Re < 80$ ), Einfluss von Trägheitskräften, noch keine Ablösegebiete:

$$c_D = 14,9 \cdot Re^{-0,78} \quad (2.14)$$

Formveränderliche Blasen ( $80 < Re < 700$ ), Umströmung mit Ablösung, helixförmiger Aufstieg:

$$c_D = \frac{48}{Re} (1 - 2,21 \cdot Re^{-0,5}) \quad (2.15)$$

Formveränderliche Blasen ( $700 < Re < 1530$ )

$$c_D = 1,86 \cdot 10^{-15} \cdot Re^{4,756} \quad (2.16)$$

Formlose Blasen ( $1530 < Re$ ), Umströmung mit Ablösung:

$$c_D = 2,61 \quad (2.17)$$



Die Widerstandsbeiwerte für Blasen mit beweglicher und starrer Phasengrenzfläche sind für das System Wasser/Luft zusammenfassend in Abb. 2.3 dargestellt. Der nicht stetige Verlauf des Widerstandsbeiwertes im Bereich  $Re \approx 700$  verlangt bei numerischen Berechnungen Anpassungen zur Vermeidung von Stabilitätsproblemen. Auf Grund des bereits zuvor erwähnten Problems der Kontamination der Phasengrenzfläche durch oberflächenaktive Substanzen ist der Verlauf des Widerstandsbeiwerts zur Wiedergabe von Versuchsergebnissen durch numerische Berechnungen meist zwischen dem Verlauf für starre und dem für fluide Blasen anzupassen.

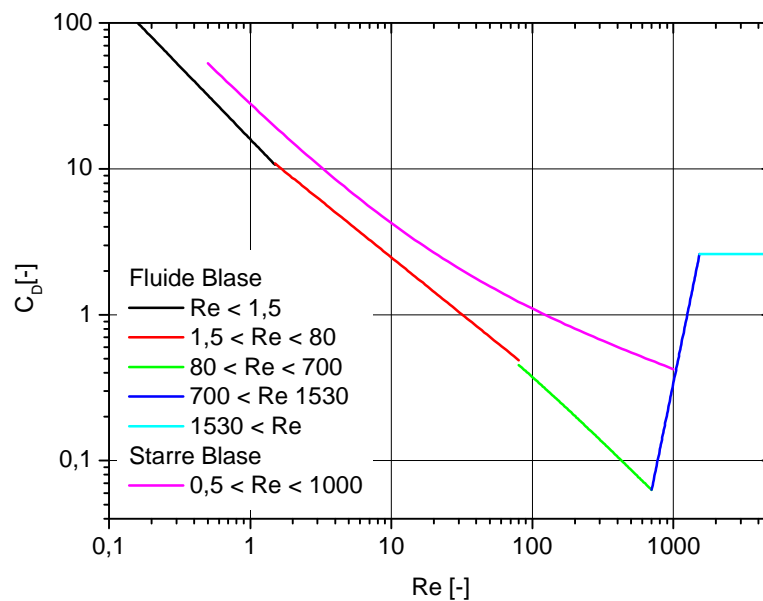


Abb. 2.3: Widerstandsbeiwert in Abhängigkeit der Re-Zahl für Luftblasen in Wasser.

### 2.1.3 Einfluss des Gasgehaltes auf die Relativgeschwindigkeit

Bei verfahrenstechnischen Prozessen treten im Allgemeinen keine Einzelblasen, sondern Blasenschwärme auf. Infolge dessen sind zusätzliche Einflüsse auf die Blasenbewegung vorhanden, die einen komplexen Charakter besitzen und nur schwierig erfassbar sind. Für Gasgehalte  $< 0,25\%$  und mittlere Blasenabstände  $> 6 d_B$  kann die gegenseitige Beeinflussung von Blasen vernachlässigt werden. Mit zunehmendem Gasgehalt kommt es zu einer Abnahme der Relativgeschwindigkeit zwischen den Blasen, welche durch die gegenseitige Behinderung der Bewegung der Blasen und die Abnahme des für die Flüssigkeit zur Verfügung stehenden freien Strömungsquerschnittes verursacht wird. In

Analogie zur Sedimentation werden für die Relativgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Gasgehaltes Beziehungen angegeben, welche erstmals von Richardson & Zaki (1954) für die Sinkgeschwindigkeit von festen Partikeln definiert wurden.

$$u_{rel} = U_T(1 - e_G)^n \quad (2.18)$$

Der Relativgeschwindigkeit für Blasen im Schwarm  $u_{rel}$  wird somit die Aufstiegs-  
geschwindigkeit von Einzelblasen  $U_T$  zu Grunde gelegt. Für den Exponenten  $n$  geben Ishii &  
Zuber (1979) den Wert 1,75 an.

Eine Abnahme der Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen und Fluid konnten auch  
durch direkte numerische Simulationen (DNS) wiedergeben werden (Bunner 2000). Innerhalb  
dieser numerisch sehr aufwendigen Berechnungen werden die Navier-Stokes-Gleichungen  
ohne zusätzliche Schließungsterme gelöst, sodass die Ergebnisse nicht durch unzählige  
Modelle und Annahmen beeinflusst werden. Aufgrund ihrer Nähe zur Realität und der hohen  
zeitlichen und räumlichen Auflösung werden diese Berechnungen häufig mit einem  
„numerischen Experiment“ verglichen.

Für Gasgehalte im Bereich  $1 < e_G < 5$  % wurden verschiedentlich Geschwindigkeits-  
überhöhungen gegenüber den für Einzelblasen ermittelten Relativgeschwindigkeiten fest-  
gestellt. Diese Geschwindigkeitsüberhöhungen werden auf die Bildung von Clustern zurück-  
geführt, in denen es zwischen benachbarten Blasen zu hydrodynamischen Wechselwirkungen  
kommt. Schlüter et al. (2001) konnten anhand der Messungen der lokalen  
Schlupfgeschwindigkeit von Blasen im Schwarm zeigen, dass auch die Strömungsführung  
einen Einfluss auf die Relativgeschwindigkeit hat. Während ihrer Untersuchungen in einem  
Schlaufen-Strahl-Reaktor fanden die Autoren bei gleichem Gasgehalt ( $e_G < 15$  %)  
unterschiedliche Relativgeschwindigkeiten für eine Betriebsweise in Gleich- oder  
Gegenstrom.

#### **2.1.4 Gasdispersion und Blasenbildung**

Bei der Auslegung von Blasensäulen kommt der Generierung von Blasen und somit dem  
Begasersystem eine Schlüsselrolle zu. Zum einen wird durch die Art des verwendeten  
Begasers entscheidend auf die Dispersion der Gasblasen Einfluss genommen, zum  
anderen bestimmt die Begasergeometrie die Größe und somit die Form der Blasen. Im  
Vordergrund steht zumeist die Schaffung einer möglichst großen Phasengrenzfläche.

Zur effektiven Dispergierung von Gasblasen haben sich neben statischen Begasern wie Membranen, Lochplatten oder einfachen Einsteckrohren dynamische Begaser etabliert. Einige Beispiele solcher Systeme zeigt Abb. 2.4. Ein Vorteil von dynamischen Begasern ist unter anderem die Fähigkeit, Kleinstblasen bzw. Primärblasen zu bilden. Dies geschieht, vereinfacht gesehen, auf Grund der hohen Dissipation der kinetischen Energie der Flüssigkeit am Düsenaustritt. Anschließende Koaleszenz führt zu größeren Blaseneinheiten und zu einem Gleichgewichtsdurchmesser (Deckwer 1985).

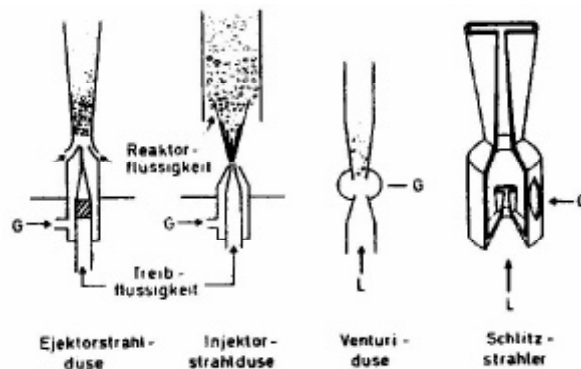


Abb. 2.4: Dynamische Begaser nach Deckwer (1985).

Beim Einleiten eines Gases in eine Flüssigkeit kommt es in Abhängigkeit des Gasvolumenstrom bzw. der Gasgeschwindigkeit im Austrittsquerschnitt zu unterschiedlichen Strömungszuständen. Hierbei werden die Regime des Blasengasen und des Strahlgasen unterschieden. Während beim Blasengasen sich deutlich von einander getrennter Blasen von der Austrittsöffnung ablösen, bildet sich beim Strahlgasen an der Austrittsöffnung ein zusammenhängenden Strahlkegel, welcher im weiteren Verlauf zu einzelnen Blasen zerfällt. Das Regime des Blasengasen tritt nur sich nur bei niedrigen Gasgeschwindigkeiten auf und geht mit steigender Gasgeschwindigkeit über eine Übergangsbereich mit relativ undefiniertem Strömungszustand in das Regime des Strahlgasen bei hohen Gasgeschwindigkeiten über.

Mit dem Problem der Blasenbildung haben sich zahlreiche Autoren beschäftigt. Eine Übersicht dazu findet man in Starke (1998). Bezüglich der Einflussgrößen auf die Blasenbildung können in folgende drei Kategorien unterschieden werden:

- **Geometrieparameter** wie Lochdurchmesser, Lochanzahl, Vorkammervolumen und Strömungsführung im Apparat,
- **Betriebsparameter** wie Gasdurchsatz, überlagerte Flüssigkeitsbewegung, Druck und Temperatur sowie

- **Stoffwerte** der jeweiligen Gas- und Flüssigkeitsphase.

Ein Schwerpunkt in der Auslegung und somit Gegenstand zahlreicher Untersuchungen ist der am Begasungsorgan entstehende Blasendurchmesser. Analytische Ansätze zur Vorausberechnung des Primärblasendurchmessers beruhen auf einem Kräftegleichgewicht, formuliert an einer kugelförmigen Einzelblase. Mersmann (1962) postulierte unter der Voraussetzung geringer Gasvolumenströme ein Abreißkriterium, mit dem die Blasengröße zum Abreißzeitpunkt berechnet werden kann. Unter der Annahme, dass bei sehr langsamer Blasenentstehung die umgebende Flüssigkeit nicht beschleunigt werden muss, wird zum Zeitpunkt des Blasenabrisses die Auftriebskraft:

$$F_A = \frac{\rho}{6} d_B^3 (\mathbf{r}_F - \mathbf{r}_G) g \quad (2.19)$$

der Summe aus Oberflächenspannungskraft :

$$F_s = \rho d_N \mathbf{s} \sin \mathbf{j} \quad (2.20)$$

und Widerstandskraft

$$F_w = \frac{\rho}{4} d_B^2 c_D \frac{\mathbf{r}_L w_B^2}{2} \quad (2.21)$$

gleichgesetzt. Wird weiterhin ein konstanter Widerstandsbeiwert angenommen, ergibt sich nach Rábiger (1984) folgender Ansatz für eine volumenäquivalente Blasengröße:

$$d_B = \sqrt[3]{\frac{3s d_N}{\mathbf{r}_L g} + \sqrt{\left(\frac{3s d_N}{\mathbf{r}_L g}\right)^2 + \frac{k_M \dot{V}^2 d_N}{g}}} \quad (2.22)$$

Hierbei steht  $d_N$  für den Kapillardurchmesser und  $\mathbf{s}$  bezeichnet die Oberflächenspannung. Der Faktor  $k_M$  berücksichtigt den Widerstandsbeiwert und einen Formfaktor auf Grund der Abweichung in der Blasengeometrie. Als Werte für  $k_M$  gibt Mersmann (1962) 10; 13,9 und 15 an. Weiterführende Ansätze berücksichtigen, dass auch ein Teil der die Blase umgebenden Flüssigkeit (virtuelle Masse) beschleunigt werden muss.

Kumar & Kuloor (1967) unterteilen die Blasenbildung weiterhin in zwei Stadien, das Expansionsstadium und das Ablösestadium (Abb. 2.5). Im ersten Stadium haftet die Blase an der Kapillarmündung, da rückhaltenden Kräfte stärker als die ablösenden Kräfte sind. Die Blase dehnt sich aus, Flüssigkeit wird verdrängt. Im zweiten Stadium löst sich die Blasenbasis von der Kapillaren ab, die Blase bleibt aber über einen Schlauch mit der Kapillare verbunden, wodurch weiterhin Gas in die Blase strömen kann. Als Abreißbedingung wird das Erreichen einer bestimmten Schlauchlänge  $z$  angenommen.

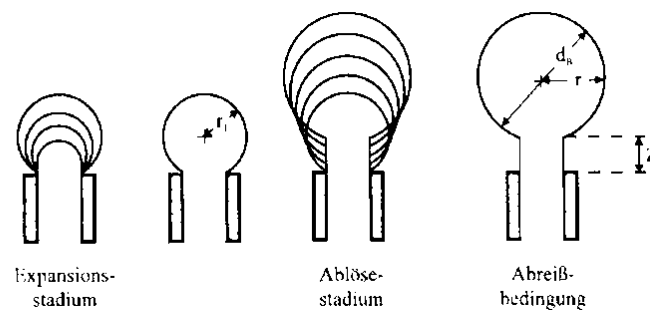


Abb. 2.5: Blasenbildung und Abreißbedingung nach dem Zwei-Stufen-Modell (Kumar & Kuloor 1967)

Nach Auswertungen von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und auf Grund der Messungen von Rübiger (1984) wird gezeigt, dass die Abreißlänge  $z$  mit hinreichender Genauigkeit als

$$z = \frac{d_B}{4} \quad (2.23)$$

angenommen werden kann.

In einem Viskositätsbereich von 0,001 bis 1 Pa s, für Weberzahlen von 0 bis 4 und Düsendurchmesser von 0,2 bis 6 mm sowie bei konstanten und geringen Gasdrücken wird folgende Gleichung abgeleitet:

$$d_B = \left[ \left( \frac{6d_N \mathbf{s}}{r_L g} \right)^{\frac{4}{3}} + \left( \frac{8 \ln_L \dot{V}}{p g} \right) + \left( \frac{135 \dot{V}^2}{4 p^2 g} \right)^{\frac{4}{5}} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (2.24)$$

Für  $n_L$  geht die kinematische Viskosität in die Gleichung ein. Sie setzt sich zusammen als Quotient aus dynamischer Viskosität  $h$  und der Dichte  $r_L$ .

In den meisten Modellen nicht erfasst, werden die in der Praxis häufig anzutreffende Wechselwirkung mit benachbarten Blasenaustrittsöffnungen sowie die spezifische Fluidanströmung um die Blasen.

## 2.2 Methoden zur Bestimmung des lokalen Gasgehaltes

Lokale Gasgehalte von Blasenströmungen in verfahrenstechnischen Apparaten weichen in aller Regel erheblich von einem integral, für das gesamte Apparatvolumen bestimmten Gasgehalt ab. Die Gründe dafür sind der Stoffübergang an den Blasen und der sich ändernde hydrodynamische Druck in hohen Apparaten, welcher je nach Bewegungsrichtung der Blasen

zu einer Kompression oder Expansion der Blasen führt. Der integrale Gasgehalt  $e_{G,int}$ , also der Quotient zwischen dem Gasvolumen  $V_G$  und Reaktionsvolumen, kann in einfachster Weise durch eine Bestimmung der Höhe der Wassersäule im begasten  $H_B$  und im unbegasten Zustand  $H_L$  ermittelt werden:

$$\mathbf{e}_{G,int} = \frac{V_G}{V_G + V_L} = \frac{H_B - H_L}{H_B} \quad (2.25)$$

Da diese Methode das Abschalten des Gasstroms erfordert, ist sie für eine kontinuierliche Prozessüberwachung nicht geeignet. Dennoch wird diese Methode in Laboren und Technika häufig zur Bestimmung des Übergangs vom homogenen in das heterogene Regime genutzt (Abb. 2.6), da sie keine aufwendige Messtechnik erfordert.

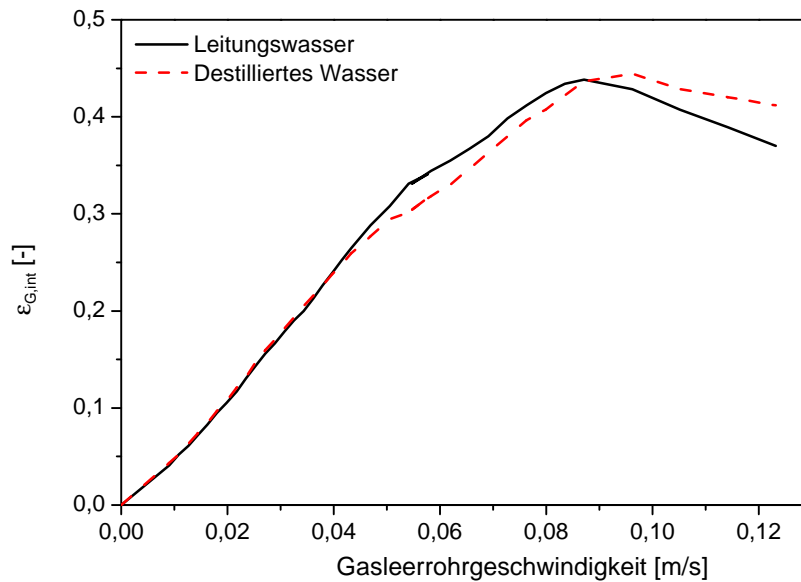


Abb. 2.6: Integraler Gasgehalt in Abhängigkeit der Gasleerrohrgeschwindigkeit für eine Laborblasensäule.  $H_L=400$  mm. Der Übergang zwischen dem homogenem und dem heterogenem Regime erfolgt hier bei einer Gasleerrohrgeschwindigkeit von etwa 0,05 m/s. Der integrale Gasgehalt nimmt von da an nicht mehr linear mit dem Gasvolumenstrom zu.

Eine Messung des Differenzdruck  $\mathbf{D}p=p(h_2)-p(h_1)$  zwischen zwei Messstellen mit dem Abstand  $\Delta h=h_2-h_1$  führt bei bekannter Dichte der Flüssigkeit  $\mathbf{r}_L$  zur Bestimmung des Gasgehaltes, welcher je nach Position bzw. Distanz der Messstellen sowohl als integral als auch als lokal bezeichnet werden kann.

$$\mathbf{e}_G(h) = 1 - \frac{\Delta p}{\mathbf{r}_L g \Delta h} \quad (2.26)$$

Hierbei befindet sich die Position  $h=(h_1+h_2)/2$  in der Mitte zwischen beiden Messstellen. Die Methode ist somit nur geeignet eine axiale bzw. vertikale Änderungen des Gasgehaltes erfassen.

Durch die Erfassung lokaler Blasengeschwindigkeiten und des eingebrachten Gasvolumenstroms  $\dot{V}_G$  ergibt sich bei Vernachlässigung des Stofftransportes über die Phasengrenzfläche eine weitere Methode zur Bestimmung lokaler Gasgehalte. Hierbei entspricht der Gasgehalt dem Quotienten aus der Gasleerrohrgeschwindigkeit  $U_{SG}$  und der radial bzw. horizontal gemittelten Geschwindigkeit der Blasen  $U_{BP}(h)$  eines Messprofils an der Stelle  $h$ .

$$\mathbf{e}_G(h) = \frac{U_{SG}(h)}{U_{BP}(h)} \quad (2.27)$$

Da im Falle von Untersuchungen der reinen Hydrodynamik am Luft/Wasser-System zwar der Stoffaustausch nach einer Sättigung, nicht aber die Änderung des Gasvolumens auf Grund unterschiedlicher hydrostatischer Drücke vernachlässigt werden kann, ist der Gasvolumenstrom und damit die Gasleerrohrgeschwindigkeit  $U_{SG}$  abhängig von der vertikalen Position  $h$  in der Apparatur

$$U_{SG}(h) = \frac{\dot{V}_G(h)}{A_L} \quad (2.28)$$

Bei normalen Umgebungsbedingungen kann das Gesetz der idealen Gase zur Bestimmung des lokalen Gasvolumenstroms angewandt werden:

$$\dot{V}_G(h) = \frac{p(0)}{p(h)} \dot{V}_G(0) \quad (2.29)$$

wobei für geringe Gasgehalte der hydrostatische Druck  $p(h)$  näherungsweise durch:

$$p(h) = p_0 + \mathbf{r}_L g (h_{ws} - h) \quad (2.30)$$

angegeben werden kann.

Bei Anwendungen in zylindrischen Blasensäulen ist die horizontal gemittelte Geschwindigkeit der Blasen  $U_{BP}(h)$  eines Messprofils an der Stelle  $h$  mit einer Gewichtung der Messorte gemäß der Fläche ihrer korrespondierenden Kreisringflächen zu ermitteln. Solch ein Mittelwert für radiale Profile mit den Messwerten  $u_i$  an den Positionen  $r_i$  kann bei äquidistanter Abtastung und entsprechend konstanter Breite  $b$  der Kreisringe wie folgt berechnet werden:

$$\bar{U} = \frac{\sum A_i u_i}{\sum A_i} = \frac{\sum \left[ \left( r_i + \frac{b}{2} \right)^2 - \left( r_i - \frac{b}{2} \right)^2 \right] 2p u_i}{\sum A_i} = \frac{\sum 2p b r_i u_i}{\sum 2p b r_i} = \frac{\sum r_i u_i}{\sum r_i} \quad (2.31)$$

In Abb. 2.7 ist ein Vergleich dargestellt zwischen dem lokalen Gasgehalte  $e_G$ , der durch Messung der mittleren Blasengeschwindigkeit eines Querschnitts in einer Höhe von 1400 mm über dem Begaser ermittelt wurde, und dem integralen Gasgehalte  $e_{G,int}$  der durch Messung der Höhe des begasten und unbegasten Wasserspiegels bestimmt wurde. Für sehr niedrige Gasleerrohrgeschwindigkeiten  $U_{SG}$  ergeben sich noch sehr gute Übereinstimmungen zwischen  $e_{G,int}$  und  $e_G$ . Mit steigender  $U_{SG}$  nimmt der lokale Gasgehalt im oberen Teil der Kolonne stärker zu als der integrale Gasgehalt der Kolonne. Da die Strömungsprofile im oberen Bereich der Kolonne stark abflachen und die Blasen dort homogen über den gesamten Querschnitt der Blasensäule dispergiert sind, sind die über den Querschnitt gemittelten Blasengeschwindigkeiten dort niedriger als im unteren Teil der Blasensäule und dem entsprechend ist der lokale Gasgehalt dort höher.

Weitere Methoden zur Bestimmung lokaler Gasgehalte ergeben sich durch diverse Sondentechniken, die hier nur kurz im Überblick dargestellt werden sollen. Bei den meisten dieser Sondenmesstechniken erzeugen Blasen beim Durchtritt durch den Messort ein charakteristisches Signal, welches durch eine Auswertelektronik hinsichtlich der Verweilzeit der Blase am Messort analysiert wird. Der lokale Gasgehalt kann dann aus dem Quotient der Summe der Verweilzeiten  $t_i$  und der gesamten Messdauer  $T_M$  bestimmt werden:

$$\mathbf{e}_G = \frac{\sum_{i=1}^{N_S} t_i}{T_M} \quad (2.32)$$

Die Hitzdrahtanemometrie nutzt den stark unterschiedlichen Wärmeübergang in Wasser und Luft, um die Verweilzeit von Blasen im Messvolumen zu erfassen. Um eine gute Phasendiskriminierung zu gewährleisten, sind zum Teil aufwendige Techniken zur Signalverarbeitung notwendig. Neueste Entwicklungen auf dem Gebiet der Auswertung der Signale wurden von Luther et al. (2002) vorgestellt. Durch die Anwendungen von Wavelet-Techniken und Algorithmen der Mustererkennung konnte eine sehr gute Phasendiskriminierung erreicht werden.



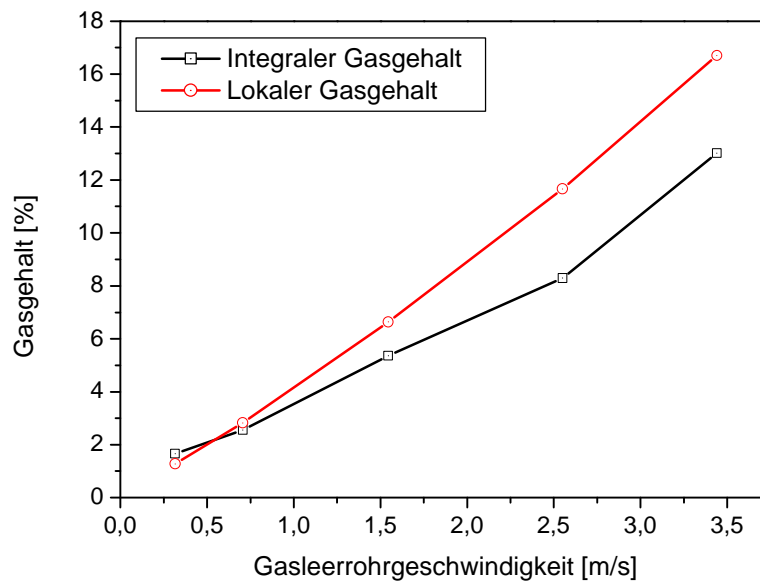


Abb. 2.7: Abhängigkeit des Gasgehaltes von der Gasleerrohrgeschwindigkeit in der Laborblasensäule ( $H_L=1400$  mm, Begasung durch Membran). Bestimmung des integralen Gasgehaltes durch Messung der Höhe des Wasserspiegels. Bestimmung des lokalen Gasgehaltes in einer Höhe von 1000 mm über dem Begaser durch Messung der Blasengeschwindigkeit und des Gasvolumenstroms.

Glasfasersonden sind an ihrer Spitze so dünn gefertigt ( $d \sim 10 \mu\text{m}$ ), dass sie aufsteigende Gasblasen ohne nennenswerte Beeinflussung der Blasenbewegung durchstechen. In die Glasfasern wird das Licht eines Lasers eingekoppelt. Dieses wird an der Spitze der Sonde reflektiert. Durch die unterschiedlichen Brechungsindices von Flüssigkeiten und Gasen ändert sich die Intensität des reflektierten Lichts beim Durchstechen von Blasen. Durch die Kombination zweier eng beieinander angeordneter Fasern, die in unterschiedlichen Höhen enden, können zudem die Aufstiegs geschwindigkeit und die Sehnenlängen von Blasen erfasst werden. Um darüber hinaus Aussagen über die Form der Blasen machen zu können, wurde die Methode kürzlich von Rensen et al. (2002) auf vier Fasern erweitert. Allerdings setzt dieses Verfahren eine elliptische Form der Blasen voraus.

Mittels der Time-Domain-Reflektometrie konnten Dziallas et al. (2000) neben dem Gasgehalt noch zusätzlich den Gehalt einer dritten, festen Phase bestimmen. Mittels dieser Technik war es möglich, die lokalen Verteilungen der einzelnen Phasen in einer dreiphasig betriebenen Blasensäule im Technikumsmaßstab bei verschiedenen Betriebsbedingungen zu untersuchen.

Eine besonders hochauflösende Methode zur Bestimmung lokaler Gasgehalte ist der von Prasser et al. (2000) entwickelte tomographische Gittersensor (Wire Mesh Sensor). Diese Methode beruht auf einer sehr schnellen Leitfähigkeitsmessung zwischen zwei Ebenen mit parallel gespannten Drähten. Die Drahtreihen der Ebenen sind zueinander gekreuzt angeordnet, sodass die Anwesenheit der Gasphase an den Messpunkten die Leitfähigkeit reduziert. Diese wird hochfrequent abgetastet, sodass in dem zwischen den Drähten liegenden Volumen nahezu instantan der Gasgehalt bestimmt werden kann. Die enorme Geschwindigkeit des Systems erlaubt die Abtastung einer Ebene mit bis zu 10000 Hz, wodurch neben der bloßen Bestimmung des Gasgehaltes die Form und Struktur von Blasen wiedergegeben werden kann. Eine axiale Anordnung zweier Gittersensoren erlaubt neben der Blasengröße und dem lokalen Gasgehalt auch die Messung der Blasengeschwindigkeit, welche sich bei bekanntem Abstand der Gittersensoren aus einer Kreuzkorrelation der Sensorsignale ergibt. Allerdings setzt die Anwendung des Gittersensors eine minimale überlagerte Flüssigkeitsbewegung voraus, da zu geringe Blasengeschwindigkeiten zu Verformungen der Blasen beim Auftreffen auf das Gitter führen. Auch beeinflussen in die Strömung eingebrachte Gittersensoren die Blasengrößenverteilung, wodurch die simultane Anwendung von mehreren Gittersensoren zur Untersuchung der axialen Änderung von Blasengrößenverteilungen nicht möglich ist. Die Auflösung des Gittersensors ist durch den Gitterabstand des Sensors beschränkt, da Blasen kleiner als der Gitterabstand nicht mehr richtig erfasst werden können.

Zur berührungslosen Bestimmung lokaler Gasgehalte wurden einige Entwicklungen gemacht, welche die Absorption von Röntgen- oder Gamma-Strahlung in der Zwei-Phasenströmung und tomographische Auswertetechniken nutzen. So konnte Samstag (1996) die axiale Entwicklung radialer Gasgehaltsprofile in einem Rohr von 70 mm Durchmesser bei verschiedenen überlagerten Wassergeschwindigkeiten, mittleren Gasgehalten und Begaserkonfigurationen bestimmen. Allerdings war das verwendete tomographische Aufnahmesystem, bestehend aus einer Röntgenquelle und 63 Miniatur-Geiger-Müller-Zählrohren nicht in der Lage instantane tomographische Rekonstruktionen des lokalen Gasgehaltes zu liefern, da das Aufnahmesystem für die 120 benötigten Projektionen relativ langsam um das Rohr bewegt werden musste.

Die neueste Entwicklung eines schnell abtastenden Röntgentomatographen stellt das von Misawa et al. (2003) entwickelte System dar, welches aus gepulst betriebenen Röntgenquellen und mehreren Zeilensensoren besteht. Mit dieser Entwicklung ist es auf

Grund der hochfrequenten Abtastung des Messvolumens möglich, neben der bloßen Bestimmung des Gasgehaltes, durch tomographische Rekonstruktion sogar die Form und Position von Blasen zu ermitteln. Vergleichende Messungen mit dem von Prasser et al. (2000) entwickelten tomographischen Gittersensor ergaben sehr gute Übereinstimmungen für die ermittelten Gasgehalte, deren räumliche Verteilung und sogar die Auflösung einzelner Blasen.

Neben den berührungslosen Messtechniken, welche den Einsatz von Röntgen- oder Gammastrahlung erfordern, gibt es noch kameraoptische Methoden, wie die kürzlich von Murai et al. 2001 vorgestellte, und Techniken mit Einsatz von Ultraschall wie der Ultraschallblasenanalysator, auf die hier nicht näher eingegangen wird.

### 3 Kameraoptische Geschwindigkeitsmessungen

Im Folgenden werden die Grundlagen der beiden bedeutendsten kameraoptischen Messtechniken zur Erfassung strömungsmechanischer Parameter, die Particle Image Velocimetry (PIV) und die Particle Tracking Velocimetry (PTV), beschrieben, welche in der Literatur auch unter dem Begriff Pulsed Light Velocimetry (PLV) zusammengefasst werden. Diese Techniken gingen aus früheren Praktiken der Strömungsvisualisierung mit Lichtschnitten hervor. Wobei eine wesentliche Voraussetzung für die Visualisierung einer Strömung aber auch einer Geschwindigkeitsmessung mittels dieser Methoden darin besteht, eine optisch transparente Strömung durch Zugabe von Schwebeteilchen zu markieren. Diese Schwebeteilchen oder Tracer-Partikel sollen auf Grund ihrer Größe und Dichte der Strömung möglichst schlupffrei folgen. Das eigentliche Messprinzip beruht darauf, diese Schwebeteilchen als Repräsentanten lokaler Fluidvolumina zu verfolgen und ihre Geschwindigkeit in aufgenommenen Bildern anhand bekannter Abbildungsmaßstäbe und Zeitabstände aus deren zeitlicher Verschiebung zu bestimmen. Der experimentelle Aufbau der PIV/PTV besteht typischer Weise aus einem Belichtungssystem und einer Kamera. Zur pulsartigen Beleuchtung werden sehr häufig Laser eingesetzt, da sie gerichtete Lichtquellen sehr hoher Intensität sind. Neben kontinuierlich arbeitenden Dauerstrichlasern wie Argon-Ionen-Lasern kommen in letzter Zeit gepulste Festkörperlaser wie Nd-YAG-Laser zur Anwendung, da sie gegenüber den Gaslasern mit hohen Leistungen einfacher in der Handhabung und kompakter aufgebaut sind. Der entscheidende Vorteil der gepulsten Laser liegt aber in der wesentlich höheren Strahlenergie pro Einzelpuls und in der extrem kurzen Pulsdauer gütegeschalteter Feststofflaser von wenigen Nanosekunden.

Zur Beleuchtung wird der Strahl eines Lasers mittels einer Lichtschnittoptik zu einer Ebene aufgespannt, in der die Tracer mindestens zweimal innerhalb eines kurzer Zeitabstandes belichtet werden. Mittlerweile hat sich als meist angewandte Belichtungsmethode der PLV wegen der hochentwickelten digitalen Kameratechniken die einfache Belichtung zweier oder mehrerer einzelner Bilder durchgesetzt. Bei der früher oft angewandten Doppelbelichtung von Einzelbildern ergibt sich bei der Auswertung auf der Basis von Autokorrelationsfunktionen stets das Problem der Uneindeutigkeit der Strömungsrichtung. Für komplexe Geometrien mit Rückströmgebieten kann die Doppelbelichtung deshalb ohne weitere aufwendige Techniken wie spezielle Kameras und Drehspiegel nicht

angewendet werden. Die heute oft eingesetzten sogenannten Kreuzkorrelationskameras besitzen neben einem CCD-Sensor hoher Auflösung (bis 2k x 2k Pixel) einen Bildspeicher, wodurch diese Kameras in der Lage sind, zwei Bilder innerhalb sehr kurzer Zeitabstände ( $> 200$  ns) aufzunehmen. Im Gegensatz zu fotografischen Aufnahmen besitzen die digitalen Kameras zwar eine niedrigere Auslösung, allerdings bieten sie durch ihre einfache Handhabung enorme Zeitvorteile, da besonders die Zeit für die Entwicklung des fotografischen Films und das Einscannen des Filmmaterials entfällt. Dies ermöglicht letztendlich geringere Bearbeitungszeiten oder erlaubt sogar die Automatisierung anstehender Messaufgaben.

Für die digitale Auswertung von Doppelbildaufnahmen werden mittlerweile fast ausschließlich PCs eingesetzt, da die Entwicklung dieser kostengünstigen Computer auf dem Gebiet der multimedialen Medien dazu geführt hat, dass bildverarbeitende Funktionen durch entsprechende Implementationen auf Seiten der Hardware enorm beschleunigt wurden. Die Rechenleistung der Computer und deren günstige Anschaffungskosten haben in den letzten Jahren zu einem Boom der Messtechnik PIV als ein kostengünstiges Analysewerkzeug für alle Arten von Strömungen geführt.

### **3.1 Auswertemethoden der PIV**

Der erste Schritt der digitalen Auswertung von Doppelbildaufnahmen mit der PIV besteht darin, das Bild in kleine Auswertefenster (eng. Interrogation areas = *IRA*) einzuteilen. Der lokale Translationsvektor für jedes Auswertefenster wird mittels statistischer Methoden aus der Verschiebung des Partikelmusters innerhalb der beiden Belichtungen ermittelt (Abb. 3.1). Dies setzt eine möglichst homogene Bewegung der Partikel innerhalb des Auswertefensters voraus. Eine Rotation oder Deformation des Partikelmusters wird durch gewöhnliche Auswertelgorithmen nicht berücksichtigt, wenn auch einige neuere Entwicklungen in diese Richtung unternommen wurden (Fincham & Delerce 2000).

Die typische Größe der Auswertefenster liegt je nach der Qualität der Bilder und den Strömungsgegebenheiten zwischen  $16 \times 16$  und  $128 \times 128$  Pixel, wobei keinesfalls quadratische Abmessungen der Auswertefenster vorgeschrieben sind. Die Projektion des ermittelten Verschiebungsvektors von der Bildebene in die Ebene des Lichtschnitts ermöglicht bei bekanntem Zeitabstand der Bilder und bekanntem Abbildungsmaßstab die Berechnung von zwei Komponenten eines Geschwindigkeitsvektors.

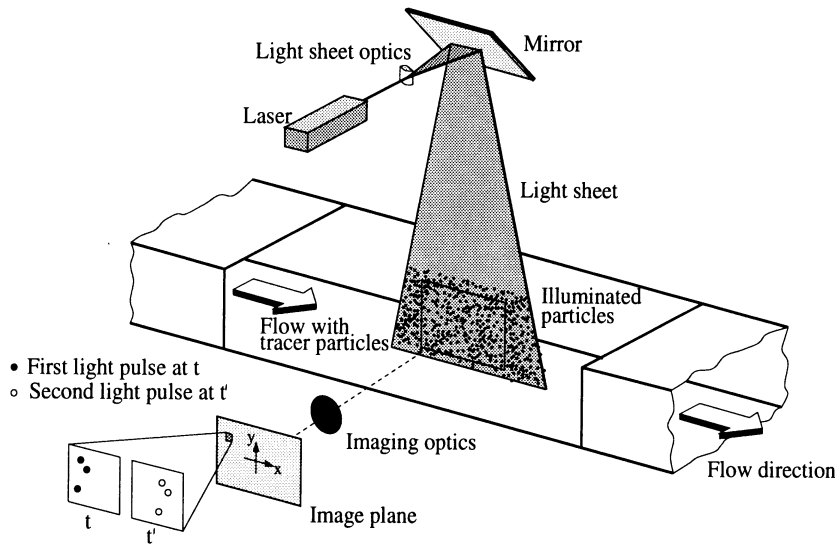


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau für eine Geschwindigkeitsmessung mit der PIV (Raffel et al. 1998)

Als statistische Methoden für die Bestimmung des Translationsvektor werden hauptsächlich Kreuzkorrelationsfunktionen wie die normierte Kreuzkorrelationsfunktion nach Willert und Gharib (1991)

$$D(m,n) = \frac{\sum_{i=1}^{M_{IRA}} \sum_{j=1}^{N_{IRA}} [g_1(i,j) \cdot g_2(i+m, j+n)]}{\sqrt{\sum_{i=1}^{M_{IRA}} \sum_{j=1}^{N_{IRA}} g_1(i,j)^2 \cdot \sum_{i=1}^{M_{IRA}} \sum_{j=1}^{N_{IRA}} g_2(i,j)^2}} \quad (3.1)$$

eingesetzt. Für die möglichen Verschiebungen  $m, n$  innerhalb der Bilder  $g_1$  und  $g_2$  werden die Grauwerte der Auswertefenster der Größe  $M_{IRA} \times N_{IRA}$  multipliziert, aufsummiert und normiert. Da die direkte Berechnung der Kreuzkorrelation sehr rechenintensiv ist, wird meistens die schnelle Fourier-Transformation (eng. Fast Fourier transformation = FFT) genutzt, um die Ausführung der Kreuzkorrelation zu beschleunigen. Neben der Kreuzkorrelation wurden auch alternative Auswertemethoden entwickelt, welche die Methode des Optischen Flusses (Quénot et al. 1998) nutzen oder auf der Summation von Differenzen beruhen, welche vor allem im Bereich des maschinellen Sehens sehr häufig angewendet werden. Solche Methoden sind die Minimum Quadrat Differenz Methode (MQD) nach Gui et al. (1997), welche eine quadratische Differenzsumme  $D(m,n)$  berechnet:

$$D(m,n) = \frac{1}{M_{IRA} N_{IRA}} \sum_{i=1}^{M_{IRA}} \sum_{j=1}^{N_{IRA}} [g_1(i,j) - g_2(i+m, j+n)]^2 \quad (3.2)$$

und die Minimum Absolut Differenz Methode (MAD) nach Fei et al. (1998), welche lediglich die Absolutwerte der Differenzen summiert:

$$D(m,n) = \frac{1}{M_{IRA} N_{IRA}} \sum_{i=1}^{M_{IRA}} \sum_{j=1}^{N_{IRA}} ABS(g_1(i,j) - g_2(i+m, j+n)) \quad (3.3)$$

Die MAD ist weniger rechenintensiv als die MQD und kann zudem noch durch die Ausnutzung der zur multimedialen MMX-Erweiterung moderner PC-Prozessoren gehörenden Funktion „Packed Sum of Absolute Difference“ (PSADBW) enorm beschleunigt werden. Diese Funktion wurde für die Videokompression nach dem MPEG-Verfahren entwickelt und erlaubt die parallele Subtraktion von 8 bzw. 16 Pixel und die Summation der Differenzen in 5 Arbeitstakten des Prozessors (INTEL 1999). Allerdings besitzt die MAD eine geringere Auswertegenauigkeit, was in Kapitel 3.5 genauer erläutert wird.

Im Folgenden werden die Ausgabefunktionen aller Methoden zur Auswertung von Doppelbildern als Kreuzkorrelationsfunktion bzw. Korrelationsmatrix bezeichnet, obwohl genau genommen MQD und MAD keine Korrelationen im mathematischen Sinne darstellen und deshalb oft als Pattern Tracking oder Motion Tracker bezeichnet werden. Dennoch werden Methoden wie MQD und MAD zusammen mit den Methoden der direkten und der FFT-beschleunigten Korrelation unter dem Begriff der Correlation Based Image Velocimetry (CIV) zusammengefasst.

Die Dimension einer Korrelationsmatrix (Abb. 3.2) entspricht der Anzahl der als Translationen bezeichneten, möglichen Verschiebungen des Partikelmusters, wobei sich der Ursprung der Matrix im Zentrum des Auswertefensters befindet.

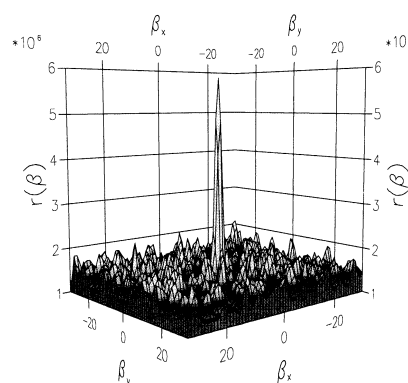


Abb. 3.2: Dreidimensionale Darstellung einer Korrelationsmatrix mit einem deutlich dominierenden Maximum.

Die wahrscheinlichste Verschiebung des Partikelmusters ergibt sich aus dem globalen Extremum der Korrelationsmatrix. Diese Verschiebung ist allerdings nicht als ein Mittelwert

der Translation aller im Auswertefenster enthaltenen Partikelabbildungen zu verstehen, sondern entspricht eher einer Mehrheitsentscheidung. Beinhaltet ein Auswertefenster also starke Geschwindigkeitsgradienten, so bleiben die Extremwerte meist unberücksichtigt. Bei zu großen Auswertefenstern ergeben sich durch diesen Umstand Fehler bei der Bestimmung von Turbulenzgrößen. Im Falle der normierten Kreuzkorrelation ergibt sich die wahrscheinlichste Verschiebung als Maximum der Korrelationsmatrix, während bei MQD und MAD gemäß den geringsten Differenzen die wahrscheinlichste Translation durch das globale Minimum wiedergegeben wird. Wegen der diskreten Struktur digitalisierter Bilder ist die Auflösung der Korrelationsmatrix auf den Gitterabstand der Bildpunkte beschränkt. Die Verschiebung lässt sich dennoch subpixelgenau bestimmen, indem die Lage des Extremums innerhalb des Korrelationspeaks, also der wahrscheinlichsten Verschiebung, durch eine Anpassungsfunktion abgeschätzt wird.

Anpassungsfunktion	Abschätzung
Peak Schwerpunkt $f(x) = \frac{M_1}{M_0}$	$x_0 = \frac{(i-1)D_{i-1,j} + iD_{i,j} + (i+1)D_{i+1,j}}{D_{i-1,j} + D_{i,j} + D_{i+1,j}}$ $y_0 = \frac{(j-1)D_{i,j-1} + jD_{i,j} + (j+1)D_{i,j+1}}{D_{i,j-1} + D_{i,j} + D_{i,j+1}}$
Parabolischer Fit $f(x) = Ax^2 + Bx + C$	$x_0 = i + \frac{D_{i-1,j} - D_{i+1,j}}{2D_{i-1,j} + 4D_{i,j} + 2D_{i+1,j}}$ $y_0 = j + \frac{D_{i,j-1} + D_{i,j+1}}{2D_{i,j-1} + 4D_{i,j} + 2D_{i,j+1}}$
Gauß'scher Fit $f(x) = Ce^{-\frac{(x_0-x)^2}{k}}$	$x_0 = i + \frac{\ln D_{i-1,j} - \ln D_{i+1,j}}{2 \ln D_{i-1,j} + 4 \ln D_{i,j} + 2 \ln D_{i+1,j}}$ $y_0 = j + \frac{\ln D_{i,j-1} + \ln D_{i,j+1}}{2 \ln D_{i,j-1} + 4 \ln D_{i,j} + 2 \ln D_{i,j+1}}$

*Tabelle 3.1: Subpixelgenaue Bestimmung der Lage des Korrelationspeaks durch Anpassungsfunktionen mit 3 Stützstellen nach Raffel et al. (1998).*

Nach Raffel et al. (1998) unterscheiden sich die verschiedenen Methoden zur Abschätzung der Lage des Peaks in der zu Grunde liegenden Funktion und der Anzahl der verwendeten Stützstellen um den Peak. Übliche Funktionen sind eine Schwerpunktbestimmung über die Momente  $M_0$  und  $M_1$  der Korrelationswerte sowie über parabolische und Gauß'sche



Anpassungsfunktionen. Die Anzahl der Stützstellen liegt üblicherweise zwischen 3 und 9 wobei sich diese auf den Extremwert  $D(i,j)$  innerhalb der Korrelationsmatrix und seine nächsten Nachbarn befinden. Einige übliche Schätzungen der Lage des Korrelationspeaks mit drei Stützstellen sind zusammen mit ihren zu Grunde liegenden Anpassungsfunktionen in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Für die Abschätzungen mit 9 Stützstellen ergibt sich die subpixelgenaue Lage  $x_0, y_0$  des Peaks aus der Lösung eines überbestimmten Gleichungssystem nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Heckmann 1995) wie folgt:

$$x_0 = i + \frac{2C_2C_3 - C_1C_5}{C_5^2 - 4C_3C_4} \quad (3.4)$$

$$y_0 = j + \frac{2C_4C_1 - C_2C_5}{C_5^2 - 4C_3C_4} \quad (3.5)$$

Im Falle einer parabolischen Anpassungsfunktion ergeben sich die Koeffizienten  $C_1$  bis  $C_5$  als:

$$C_1 = \frac{D_{i-1,j+1} + D_{i,j+1} + D_{i+1,j+1} - D_{i-1,j-1} - D_{i,j-1} - D_{i+1,j-1}}{6} \quad (3.6)$$

$$C_2 = \frac{D_{i+1,j-1} + D_{i+1,j} + D_{i+1,j+1} - D_{i-1,j-1} - D_{i-1,j} - D_{i-1,j+1}}{6} \quad (3.7)$$

$$C_3 = \frac{D_{i-1,j-1} + D_{i,j-1} + D_{i+1,j-1} + D_{i-1,j+1} + D_{i,j+1} + D_{i+1,j+1} - 2(D_{i-1,j} + D_{i,j} + D_{i+1,j})}{6} \quad (3.8)$$

$$C_4 = \frac{D_{i-1,j-1} + D_{i-1,j} + D_{i-1,j+1} + D_{i+1,j-1} + D_{i+1,j} + D_{i+1,j+1} - 2(D_{i,j-1} + D_{i,j} + D_{i,j+1})}{6} \quad (3.9)$$

$$C_5 = \frac{D_{i-1,j-1} + D_{i+1,j+1} - D_{i-1,j+1} - D_{i+1,j-1}}{4} \quad (3.10)$$

und bei einer Gauß'schen Anpassungsfunktion ergeben sich die Koeffizient  $C_1$  bis  $C_5$  aus den jeweils logarithmierten Korrelationswerten:

$$C_1 = \frac{\ln D_{i-1,j+1} + \ln D_{i,j+1} + \ln D_{i+1,j+1} - \ln D_{i-1,j-1} - \ln D_{i,j-1} - \ln D_{i+1,j-1}}{6} \quad (3.11)$$

$$C_2 = \frac{\ln D_{i+1,j-1} + \ln D_{i+1,j} + \ln D_{i+1,j+1} - \ln D_{i-1,j-1} - \ln D_{i-1,j} - \ln D_{i-1,j+1}}{6} \quad (3.12)$$

$$C_3 = \frac{\ln D_{i-1,j-1} + \ln D_{i,j-1} + \ln D_{i+1,j-1} + \ln D_{i-1,j+1} + \ln D_{i,j+1} + \ln D_{i+1,j+1} - 2(\ln D_{i-1,j} + \ln D_{i,j} + \ln D_{i+1,j})}{6} \quad (3.13)$$

$$C_4 = \frac{\ln D_{i-1,j-1} + \ln D_{i-1,j} + \ln D_{i-1,j+1} + \ln D_{i+1,j-1} + \ln D_{i+1,j} + \ln D_{i+1,j+1} - 2(\ln D_{i,j-1} + \ln D_{i,j} + \ln D_{i,j+1})}{6} \quad (3.14)$$

$$C_5 = \frac{\ln D_{i-1,j-1} + \ln D_{i+1,j+1} - \ln D_{i-1,j+1} - \ln D_{i+1,j-1}}{4} \quad (3.15)$$

Die Auswahl der Anpassungsfunktion und der Anzahl der Stützstellen hängt von der Größe der Partikelabbildungen, der Qualität der Bilder und der verwendeten Auswertemethode ab. Die Bestimmung der Schwerpunkte wird im allgemeinen nur für breite Korrelationspeaks empfohlen. Oft wird dann eine größere Anzahl an Stützstellen genutzt, wobei hier das Problem der Eingrenzung des eigentlichen Peaks auftritt, was selbst bei Anwendung von Schwellwerten die Beeinflussung durch Nebenextrema nicht vollständig ausschließt. Abschätzungen mit 3 Stützstellen sind numerisch sehr stabil und besonders für schmale Peaks geeignet, während Abschätzungen mit 9 Stützstellen oftmals höhere Genauigkeiten erzielen. Neuere Entwicklungen zur Steigerung der PIV-Auswertegenauigkeit benutzen nicht-lineare Anpassungsverfahren, wie die von Ronneberger et al. (1998) eingesetzte Levenberg-Marquardt-Optimierung, oder setzen die Korrelationsmatrizen benachbarter Auswertefenster zueinander in Beziehung, um die Auswirkungen von Schergradienten auf die Auswertegenauigkeit zu kompensieren (Hart 2000). Da die Größe der Auswertefenster stets die Auswertegenauigkeit und die räumliche Auflösung von PIV-Auswertungen beeinflusst, wurden einige Methoden entwickelt, die auf einer iterativen Verkleinerung der Auswertefenster (Multipass) oder der Auswertung des Bildes in verschiedenen Skalierungsgraden (Desampling) beruhen, um trotz hoher räumlicher Auflösung durch kleine Auswertefenster noch eine gute Auswertegenauigkeit zu erzielen. Das Desampling hat gegenüber dem Multipass den Vorteil einer sehr hohen Auswertegeschwindigkeit, da keine rechenintensiven Kreuzkorrelationen mit großen Auswertefestern durchgeführt werden. Bei kleinen Tracerabbildungen sind jedoch rechenintensive Skalierungen notwendig, welche den Geschwindigkeitsvorteil wieder aufheben, sodass hier ein ohnehin genaueres Multipass-Verfahren eingesetzt werden sollte. Da eine PIV-Auswertung auf der Basis einer FFT nur gute Auswertegenauigkeiten für Verschiebungen kleiner 1 Pixel erzielt, muss hier generell ein iteratives Auswerteschema mit einer Verschiebung des Offsets angewandt werden. Bei einer Auswertung ohne FFT-Beschleunigung ist ein iteratives Auswerteschema mit Verschiebung des Offsets nicht nötig, wodurch der Geschwindigkeitsvorteil der FFT-gestützten Verfahren zumindest teilweise wieder ausgeglichen wird.

### 3.2 Auswertemethoden der PTV

Während bei der PIV die Bewegung kleiner Fluidvolumina durch die Translation von Partikelmustern in den Auswertefenstern bestimmt wird, werden bei der PTV einzelne Partikel in aufeinander folgenden Bildern verfolgt. Hierzu müssen zunächst alle Partikel beider Bilder durch eine Objekterkennung registriert werden. Diesem Prozess liegt eine Segmentation zugrunde, bei der die Partikelabbildungen vom Bildhintergrund getrennt werden. In einem weiteren Schritt werden neben den Positionen der Partikelschwerpunkte charakteristische Eigenschaften wie Durchmesser, Umfang oder mittlere Helligkeiten der Partikel bestimmt. Mit den so gewonnenen Informationen beginnt die oftmals schwierige Suche nach korrespondierenden Partikelpaaren, wobei jeder Partikelabbildung des ersten Bildes die entsprechende Partikelabbildung desselben Partikels im darauf folgenden Bild zugeordnet werden muss. Bei geringen Partikelkonzentrationen und großen mittleren Partikelabständen können korrespondierende Paare durch einfache Kriterien wie der nächste Nachbar in Strömungsrichtung oder im Falle großer Partikel durch überlappende Konturen gefunden werden (Abb. 3.3). Für höhere Partikelkonzentrationen und kleine Partikelabbildungen ist das sichere Auffinden korrespondierender Paare jedoch keineswegs trivial. Deshalb wurden in den letzten Jahren für die Verfolgung von Partikeln sehr aufwendige Algorithmen entwickelt, die teils auf Fuzzy Logic oder neuronalen Netzen (Labonté 1999) basieren. Mitunter sind diese Methoden allerdings so rechenintensiv, dass sie selbst beim heutigen Stand der Rechentechnik nicht für die Praxis geeignet sind.

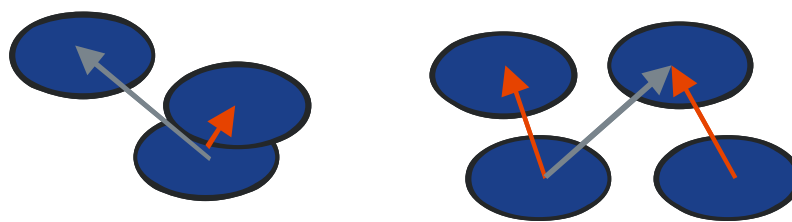


Abb. 3.3: Schematische Darstellung von Verfolgungsstrategien der PTV. Links: Das korrespondierende Partikel wird an dem Überlappen der Konturen erkannt (roter Pfeil), Rechts: Das korrespondierende Partikel ist der nächste Nachbar in Strömungsrichtung (rote Pfeile).

Die Bestimmung der Geschwindigkeit der Partikel erfolgt mit Kenntnis des Zeitabstandes und des Abbildungsmaßstabes aus der Verschiebung der Partikelschwerpunkte und

der Projektion dieser Distanz von der Bildebene in die Ebene des Lichtschnittes. Für die weitere Verarbeitung der Geschwindigkeitsinformationen, etwa zur Bestimmung von Wirbelstärkefeldern oder Strömungsprofilen, müssen die irregulär verteilten Vektoren der Partikelgeschwindigkeiten auf ein Gitter mit gleichmäßigem Abstand interpoliert werden.

### 3.3 Gegenüberstellung PIV/PTV

Die grundlegenden Eigenschaften und Unterschiede der Particle Image Velocimetry und der Particle Tracking Velocimetry sind als Übersicht in Tabelle 3.2 zusammengetragen. Besonders hervorzuheben ist, dass eine PTV immer dann angewandt werden sollte, wenn im Falle der Untersuchung einer Mehrphasenströmung, die Beschreibung geometrischer Faktoren der dispersen Phasen gefordert ist.

<b>PIV</b>	<b>PTV</b>
Verfolgung von Partikel-Ensembles ( $n > 5$ )	Verfolgung von einzelnen Partikeln/Objekten
Mittlere Partikeldichte im Bild	<u>Niedrige Partikeldichte im Bild</u>
Die Translation ist oftmals größer als der Partikelabstand.	Die Translation ist deutlich kleiner als der mittlere Partikelabstand.
Besonders geeignet für kleine Partikel hoher Anzahldichte	Für kleine und große Objekte geeignet, aber große Objekte erzielen höhere Präzision
Durch zu niedrige räumliche Auflösung können Probleme bei der Bestimmung von rms-Werten auftreten.	Sehr gute räumliche Auflösung kann erreicht werden.

*Tabelle 3.2: Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften und Unterschiede von PIV und PTV.*

### **3.4 Stand der Technik**

#### **3.4.1 Untersuchung einphasiger Strömungen**

Die Anwendung des zweidimensionalen Ansatzes der klassischen Particle Image Velocimetry (PIV) hat sich in den vergangenen Jahren als Standardmesstechnik bei vielen Anwendungen der Strömungsmechanik etabliert. Zur schwierigeren dreidimensionalen Erfassung turbulenter Strömungen wurden in den letzten Jahren im Wesentlichen zwei Strategien, welche sich vom klassischen Konzept der PIV ableiten, verfolgt. Zum einen wurde zur Erfassung der dritten Geschwindigkeitskomponente innerhalb eines Lichtschnittes die Stereo-PIV entwickelt, während andererseits durch die Scanning-PIV, die Dual Plane-PIV oder die Multi-Layer-PIV die räumliche Ausdehnung von Strömungsstrukturen untersucht wurden. Zwar wurden in letzter Zeit auch holografischen Methoden entwickelt, welche ebenfalls vermögen dreidimensionale Strukturen zu erfassen, diese sind jedoch sehr schwierig anzuwenden und die Entwicklung auf diesem Gebiet steckt nach wie vor in den Kinderschuhen.

Eine umfassende Beschreibung der Stereo-PIV wurde durch Prasad (2000) gegeben. Bei dieser Technik werden zwei Kameras in unterschiedlichen Winkeln auf denselben Ausschnitt eines Lichtschnittes gerichtet und jedes der aufgenommenen Bildpaare wird zunächst separat ausgewertet. Aus der Kombination der beiden Translationsvektoren eines Ortes können alle drei Geschwindigkeitskomponenten für den Ort angegeben werden. Die Technik der Stereo-PIV ist mittlerweile sehr weit entwickelt und wird von allen kommerziellen Herstellern von PIV-Systemen als schlüsselfertiges System angeboten.

Um die räumlichen Abmessungen von Strömungsstrukturen zu untersuchen, ist es nötig verschiedene Ebenen in dem zu untersuchenden Strömungsvolumen zu beleuchten. Dazu wird für die Scanning-PIV ein Laser durch rotierende Spiegel so ausgelenkt, dass der erzeugte Lichtschnitt das Messvolumen hochfrequent durchwandert. Brücker (1999) setzte zur Erzeugung des bewegten Lichtschnittes einen kontinuierlichen Laser ein und nahm Bilder des Lichtschnittes mit einer digitalen Hochgeschwindigkeitskamera auf. Die Bildfolge der Hochgeschwindigkeitskamera und die niedrige Intensität des Dauerstrichlasers dieses Systems limitieren es hinsichtlich seiner Erfassungsgeschwindigkeit. Da die einzelnen Lichtschnitte nicht simultan erfasst werden, musste gewährleistet sein, dass sich die Strömungsstrukturen nicht allzu schnell ändern, was nur bei recht langsamen Strömungen gegeben ist. Brücker

(1999) konnte mit seinem System erfolgreich die zeitliche und räumliche Entwicklung der Wirbelstrukturen hinter aufsteigenden Blasen untersuchen.

Um das Problem der Auslenkung und die Synchronisation des Lasers zu umgehen, haben Abe et al. (1998) die Lichtschnitte für ihre Multi-Layer-PIV durch einzelne Hochleistungslaserdioden erzeugt, welche gepulst betrieben wurden. Allerdings wurde ihr System nur bis auf zwei Ebenen ausgebaut. Kiger (1998) hat durch Verwendung einer schnellen kinematischen Hochgeschwindigkeitskamera (bis 10000 fps) und der Beleuchtung durch einen leistungsstarken gepulsten Festkörperlaser die Erfassungsgeschwindigkeit zwar erheblich steigern können, jedoch bietet auch diese Methode keine simultane Erfassung verschiedener Ebenen.

Eine Kombination von Stereo-PIV und simultaner Erfassung von zwei Ebenen einer Strömung wurde kürzlich von Hu et al. (2001) vorgestellt. Die Lichtschnitte wurden dabei von zwei Doppelpulslasern erzeugt, wobei die unterschiedlichen Polarisierungsebenen der Lichtschnitte zur deren Diskriminierung genutzt wurden. Hierzu wurden die vier Kameras des Systems mit Polarisationsfiltern ausgestattet. Mit dem System konnten neben den drei Geschwindigkeitskomponenten in beiden Ebenen auch die drei Wirbelstärkekomponenten und einige Auto- und Kreuzkorrelationskoeffizienten bestimmt werden.

Parallel zu all diesen Entwicklungen wurde die räumliche Auflösung der PIV-Auswertungen stets weiter erhöht. Hierzu haben einerseits die Entwicklungen auf dem Gebiet derameratechnik beigetragen, sodass heute digitale PIV-Doppelbild-Kameras mit Auflösungen bis zu  $\sim 4000 \times 2000$  Pixel erhältlich sind oder aber handelsübliche digitale Fotokameras mit bis zu 10 Mio. Pixel und einer Belichtung mit 2 Laserpulsen unterschiedlicher Wellenlänge für die PIV genutzt werden können. Andererseits haben neue Methoden der PIV-Auswertung die räumliche Auflösung enorm steigern können. Hier sind die iterativen Ansätze zur Super-Resolution-PIV von Scarano & Riethmüller (1999) und die Hybrid-PIV von Stitou & Riethmüller (2001) zu nennen. Während erstere eine reine PIV-Auswertung mit iterativer Verkleinerung der Auswertefenster darstellt, nutzt letztere zunächst eine PIV, um Abschätzungen über die lokalen Geschwindigkeiten innerhalb des Bildausschnittes zu bekommen. Mit diesen Informationen wird dann eine PTV bei sehr hoher Partikeldichte ermöglicht. Der Vorteil, welcher sich aus diesen Techniken zur Erhöhung der räumlichen Auflösung ergibt, wird in der Turbulenzforschung bei der Identifikation von kohärenten Strukturen deutlich. So konnten (Schram et al. 2002) zeigen, dass hochauflösende

PIV-Auswertungen die Identifizierung kohärenter Strukturen durch Wavelet-Analysen in mehreren Skalen erlauben.

### 3.4.2 Untersuchung disperser Blasenströmungen

Die Anwendung von PLV-Techniken in Mehrphasenströmungen erfordert grundsätzlich eine Unterscheidung zwischen der kontinuierlichen Phase, welche durch die Tracer repräsentiert wird, und den dispersen Phasen. In Blasenströmungen sind die Objekte der dispersen Phase mit Durchmessern von einigen Millimetern meist sehr viel größer als die Tracer-Partikel mit Durchmessern zwischen 8 und 400  $\mu\text{m}$ , je nach Anwendungsfall. Wegen der stark unterschiedlichen Größe ist eine Unterscheidung auf Grund der Streulichtintensität zwar prinzipiell möglich, allerdings treten innerhalb der Blasenbilder recht häufig lokale Überbelichtungen auf, welche die Messungen erheblich beeinträchtigen. Zudem können den Lichtschnitt tangierende Blasen auf Grund ihrer punktförmigen Reflexionen fälschlicherweise als Tracer detektiert werden.

Für verschiedene räumliche Auflösungen der Messungen, also die Untersuchung der Strömung um einzelne Blasen oder die Betrachtung eines kompletten Strömungsfeldes innerhalb einer Apparatur, bei der die Blasen wesentlich kleiner als der Bildausschnitt sind, werden verschiedene Ansätze für die Phasendiskriminierung genutzt. Dabei ist für die Messungen mit hoher Auflösung eine zusätzliche Erfassung der Blasenkonturen erforderlich. In den letzten 10 Jahren wurden etliche Verfahren entwickelt um PLV-Techniken in Zweiphasenströmungen anwenden zu können. Eine Zusammenfassung hierzu findet sich bei Brücker (2000).

Eine sehr einfache Technik für PIV-Messungen in Blasensäulen ist die von Delnoij et al. (1999) entwickelte Ensemble Correlation PIV, welche auf doppelt belichtete Einzelbilder angewandt wurde. Bei ihr wurden mittels Image Shifting beide Phasen gleichzeitig in einem Bild aufgezeichnet und durch ein Korrelationsverfahren ausgewertet. Im Gegensatz zu herkömmlichen PIV-Auswertungen wurde ein gemittelter Vektorfelder nicht durch die Mittelung der instantanen Vektorfelder vieler Bilder, sondern durch die Summation der Korrelationsmatrizen etlicher Bilder und der anschließenden Auswertung dieser aufsummierten Korrelationsmatrix erhalten. Durch die Anwesenheit beider Phasen ergaben sich zwei Korrelationspeaks innerhalb jedes Auswertefensters, sodass jeder Peak einer Phase

zugeordnet werden konnte. Hierzu erfordert die Methode allerdings eine deutliche Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen, welche in Zwei-Phasenströmungen nicht immer gegeben ist. In Folge der Mittelung über mehrere Bilder können durch die Methode auch weder instantane Vektorfelder wiedergegeben, noch Aussagen über die Turbulenzeigenschaften der Strömung getroffen werden.

Eine hervorragende Technik zur Phasendiskriminierung ist die von Gui et al. (1997) entwickelte Maskentechnik, welche später durch Lindken et al. (1999) zu einer automatisierten Maskierung der dispersen Phase weiter entwickelt wurde. Die Maskentechnik zur Auswertung beider Phasen ist hierbei in eine PIV-Auswertung nach der Minimum Quadrat Differenz Methode (MQD) implementiert. Die Methode erfordert eine Identifizierung der Blasen durch eine Objekterkennung zur Erstellung einer Maske für die disperse Phase. Da die Methode auf niedrige Blasenkonzentrationen beschränkt ist, wurde sie zur Untersuchung des durch eine Gruppe von Blasen induzierten Strömungsfeldes angewandt (Lindken et al. 1999).

Eine sehr zuverlässige Methode zur Phasendiskriminierung in Blasenströmungen basiert auf der Verwendung von fluoreszierenden Tracer-Partikeln. Der Farbstoff in diesen Partikeln wird durch einen Laser angeregt und emittiert Licht mit einer längeren Wellenlänge als die des verwendeten Lasers. Durch die Verwendung von optischen Filtern kann das Streulicht der Blasen und das fluoreszierte Licht der Tracer zuverlässig getrennt werden. Allerdings erfordert die Methode zwei Kameras zur simultanen Erfassung beider Phasen. Da durch diese Methode keinerlei Überbelichtungen der Aufnahmen von Tracer-Partikeln in der Nähe von Blasen auftreten, wurde sie zu Studien an Einzelblasen eingesetzt (Tokuhiru et al. 1997, Hassan et al. 1993). Deen et al. (2000) wandten diese LIF-PIV (LIF = laser induced fluorescence) zur Untersuchung der Hydrodynamik in einer lokal begasten rechteckigen Blasensäule an. Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen wurden mit denen einer konventionellen PIV ohne den Einsatz fluoreszierender Tracer und denen der Laser-Doppler-Anemometrie verglichen. Die Ergebnisse zeigten sehr deutlich, dass mit der konventionellen PIV keine zuverlässige Phasendiskriminierung möglich ist. Die mit der LDA gemessenen mittleren Strömungsgeschwindigkeiten ergaben eine recht gute Übereinstimmung mit der LIF-PIV, allerdings zeigten die Schwankungsgeschwindigkeiten erhebliche Abweichungen.



### 3.5 Fehler in der PIV-Auswertung

Fehler der PIV-Auswertelgorithmen stehen im engen Zusammenhang mit der Qualität der Aufnahmen und den vorliegenden strömungstechnischen Gegebenheiten. Diese beeinflussen stark die Form und Qualität der Korrelationspeaks und somit die subpixelgenaue Bestimmung der wahrscheinlichsten Verschiebung durch Anpassungsfunktionen. Das Seeding, d.h. die Zugabe von Streulichtteilchen in die Strömung, hat ebenfalls einen entscheidenden Einfluss auf die Auswertegenauigkeit. So führen zu geringe Partikelkonzentrationen zu mehrdeutigen Korrelationsmatrizen, in denen die Lage des stärksten Peaks nicht mit der tatsächlichen Bewegung der Fluidelemente korrespondiert. Um solche Fehler zu vermeiden, gilt als Faustregel, dass die Anzahl der Partikel pro Auswertefenster größer 5 sein sollte.

Sind die Partikelabbildungen zu klein, tritt ein Effekt auf, der als „Peaklocking“ bezeichnet wird. Hierbei tendieren die ermittelten Verschiebungen fälschlicherweise zu ganzzahligen Werten, was innerhalb von Verteilungen der Verschiebungen als deutliche Überhöhungen bei den ganzzahligen Werten zu erkennen ist. Diesem Fehler kann durch die Verwendung anderer Partikel oder Auflösungen entgegen gewirkt werden. Auch eine Vorbehandlung der Bilder durch weichzeichnende Filter oder ein leichtes Defokussieren der Kameraoptik kann Abhilfe schaffen. Durch zu große Partikelabbildungen ergeben sich flache Korrelationspeaks, deren Lage durch einfache Anpassungsfunktionen in der Form von 3x3-Nachbarschaften nur ungenau ermittelt werden kann.

Fehler bei PIV-Auswertungen setzen sich aus einem periodischen, mittleren Biasanteil  $E_{mb}$  und einer Streuung  $E_{rms}$  um diesen lokalen Mittelwert zusammen. Die Fehleramplitude der mittleren Biaskomponente  $E_{mb}$  und die Standardabweichung der Streuung um diesen Mittelwert werden aus dem Fehler  $\Delta D(i,j)$  aller  $n_j$  Vektoren einer Verschiebung  $j$  ermittelt:

$$E_{mb}(j) = \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} \Delta D(i, j) \quad (3.16)$$

$$E_{rms}(j) = \left[ \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} (\Delta D(i, j) - E_{mb}(j))^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.17)$$

Der sogenannte True-RMS-Fehler  $E_{true}$  gibt die Abweichung von der tatsächlichen Verschiebung wieder:

$$E_{true}(j) = \left[ \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} \Delta D(i, j)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.18)$$

In Abb. 3.4 ist für den Fall von Peaklocking durch zu kleine Tracerabbildungen die durch das MAD-Verfahren ermittelte mittlere Verschiebung gegenüber der tatsächlichen Verschiebung aufgetragen. Die ermittelten Werte für tatsächliche Verschiebungen kleiner 0,5 Pixel sind zu gering, während es sich bei den ermittelten Werten für tatsächliche Verschiebungen größer 0,5 Pixel umgekehrt verhält. In der Nähe einer tatsächlichen Verschiebung von 0,5 Pixel scheinen die ermittelten mittleren Verschiebungen recht gut mit den tatsächlichen Verschiebungen übereinzustimmen, sodass die in Abb. 3.5 dargestellte mittlere Biaskomponente in diesem Bereich nahezu den Wert 0 Pixel annimmt. Allerdings kommt es hier für die mittlere Biaskomponente lediglich zu einer Kompensation positiver und negativer Fehler, was durch den ebenfalls in Abb. 3.5 dargestellten Verlauf des True-RMS-Fehlers belegt wird. Dieser erreicht für die tatsächliche Verschiebung von 0,5 Pixel ein Maximum, sodass der Auswertefehler dort sogar mehr als dreimal höher ist als für die tatsächlichen Verschiebungen von 0 und 1 Pixel, welche generell die geringsten Auswertefehler aufweisen.

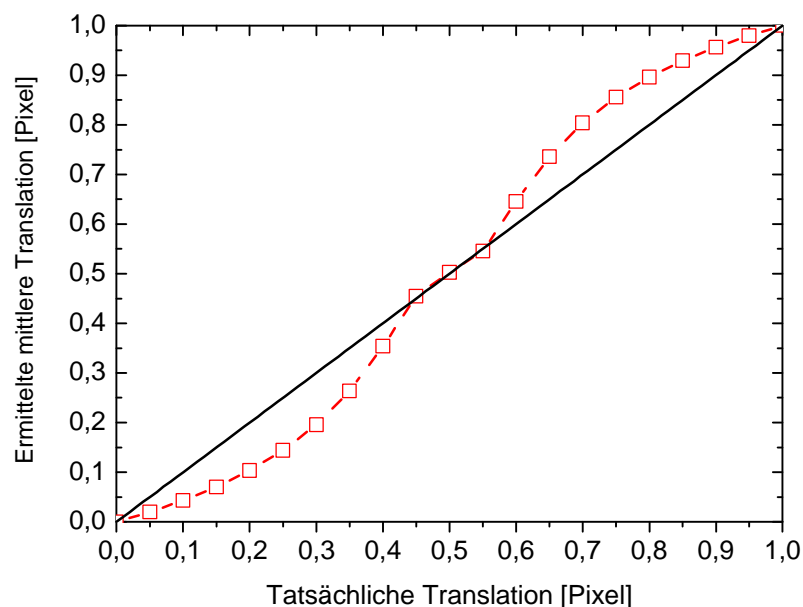


Abb. 3.4: Durch das MAD-Verfahren ermittelte mittlere Verschiebungen gegenüber der tatsächlichen Verschiebung im Falle von Peaklocking durch zu kleine Tracerabbildungen ( $D_{Tracer} = 1$  Pixel,  $N_{Partikel} = 10000$ ) und kleine Auswertefenster (16 x 16 Pixel).

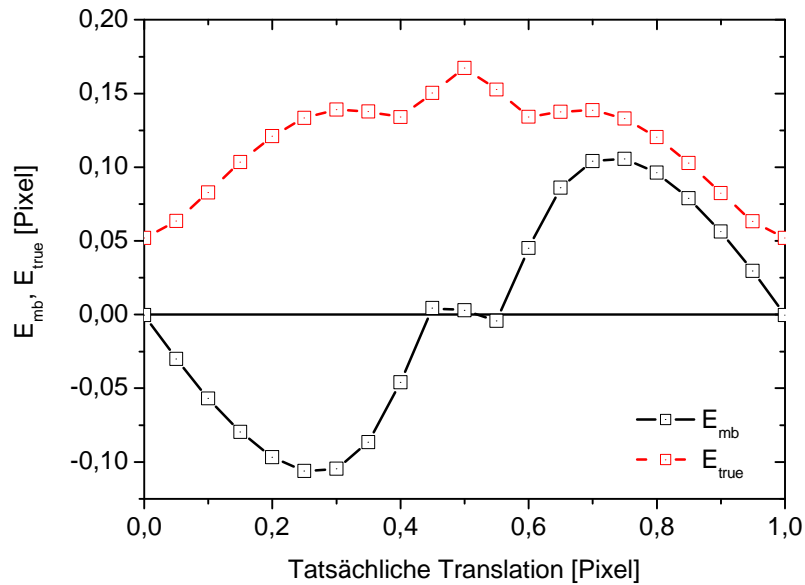


Abb. 3.5 Mittlere Biaskomponente  $E_{mb}$  und True-RMS-Fehler  $E_{true}$  für den in Abb. 3.4 dargestellten Fall.

Die Untersuchung der PIV-Auswertung auf ihre Subpixelgenauigkeit wurde mittels synthetischer Bilder durchgeführt. Diese Bilder wurden mit einer eigenen Simulationssoftware erzeugt, sodass die Translationen innerhalb der Bildpaare zwischen 0 und 1 Pixel in Schritten von 0,05 Pixel exakt vorgegeben werden konnten, um Fehler, welche sich z.B. durch Peaklocking ergeben, genauer zu bestimmen. Die Partikelabbildungen wurden dabei durch zweidimensionale Gauß-Verteilungen simuliert:

$$f(x, y) = \frac{Amp}{s_{Tracer} \sqrt{2p}} e^{-\frac{(x-\mu_x)^2 + (y-\mu_y)^2}{2s_{Tracer}^2}} \quad (3.19)$$

wobei die Standardabweichung  $s_{Tracer}$  der Partikelgröße,  $\mu_x$  und  $\mu_y$  der Position des Zentrums und die Amplitude der Verteilung  $Amp$  der maximalen Helligkeit einer Tracer-Abbildung  $P_{max}$  entspricht:

$$Amp = P_{max} s_{Tracer} \sqrt{2p} \quad (3.20)$$

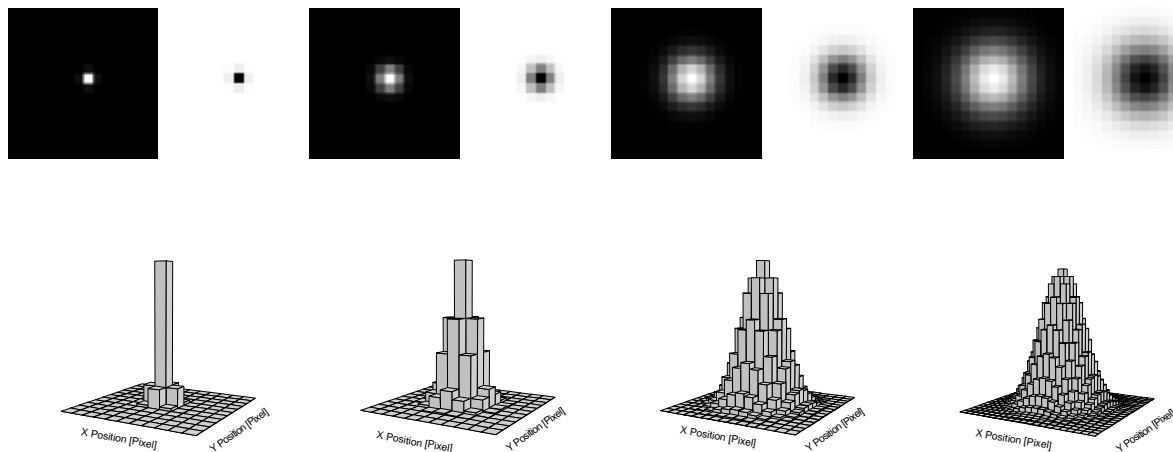
Die Positionen  $\mu_x$ ,  $\mu_y$  der simulierten Partikel wurden mittels eines Zufallsgenerators willkürlich innerhalb der Bilder mit der Größe 640 x 480 Pixel verteilt. Der Partikeldurchmesser  $D_{Tracer}$  entspricht mit der doppelten Standardabweichung  $D_{Tracer} = 2s_{Tracer}$  dem Gauß'schen Durchmesser (Tabelle 3.3) und beinhaltet mit seiner Fläche zirka 95 % der gesamten Streulichtintensität eines Partikels. Bis zu diesem Gauß'schen Durchmesser ist die

Streulichtintensität des Partikels um den Faktor  $e^{-2}$  gegenüber dem Maximum gefallen. Die simulierten Partikelabbildungen sind im vergrößerten Maßstab in Abb. 3.6 dargestellt und decken mit ihren Größen den Bereich üblicher Partikelabbildungen vollständig ab.

$s_{\text{Tracer}}$ [Pixel]	$D_{\text{tracer}}$ [Pixel]	$A_{\text{tracer}}$ [Pixel <sup>2</sup> ]
0,5	1	0,79
1	2	3,14
2	4	12,57
3	6	28,27

*Tabelle 3.3: Standardabweichung, Gauß'scher Partikeldurchmesser und Fläche der simulierten Partikelabbildungen.*

Für die Simulationen wurden die Größe der Partikelabbildungen  $s_{\text{Tracer}}$ , die Partikelanzahl pro Bild  $N_{\text{Partikel}}$  und die Amplitudenwerte  $P_{\text{max}}$  der Partikelabbildungen variiert. Sowohl für die Auswertung nach der MAD-Methode als auch für die Kombination MAD/MQD wurde als Parameter der Auswertelgorithmen die Größe der Interrogation Area (*IRA*) variiert.



*Abb. 3.6: Simulierte Tracerabbildungen basierend auf der Gauß'schen Normalverteilung mit den Standardabweichungen 0,5; 1; 2 und 3 Pixel. Obere Reihe: Vergrößerte Graustufen-darstellungen der Abbildungen der simulierten Tracer mit zusätzlicher invertierter Darstellung. Untere Reihe: 3D-Balken-Darstellung der Intensitätsverteilungen.*

Für die verschiedenen Kombinationen aus Auswertefenstergröße und Partikelanzahl pro Bild sind die auf die Auswertefenstergröße bezogenen mittleren Partikelanzahlen  $n_{\text{Partikel}}$  in Tabelle

3.4 aufgeführt. Die Kombinationen decken den Bereich üblicher Partikelanzahlen pro Auswertefenster für Auswertungen mit PIV-Verfahren ab bzw. unterschreiten die für eine PIV-Auswertung empfohlene Anzahl von mindestens 5 Partikeln pro Auswertefenster. Darüber hinausgehende Partikelkonzentrationen sind mit Verfahren der Specklemetrie auszuwerten und wurden im Rahmen dieser Untersuchung nicht berücksichtigt, da sich bei der Untersuchung von Blasenströmungen durch Flotation und Sedimentation vielmehr das Problem einer zu niedrigen Partikelkonzentration einstellt.

Auswertefenstergröße [Pixel]	$n_{\text{Partikel}}$ für $N_{\text{Partikel}}=1000$	$n_{\text{Partikel}}$ für $N_{\text{Partikel}}=5000$	$n_{\text{Partikel}}$ für $N_{\text{Partikel}}=10000$	$n_{\text{Partikel}}$ für $N_{\text{Partikel}}=20000$
16 x 16	0,83	4,17	8,33	16,67
32 x 32	3,33	16,67	33,33	66,67
40 x 40	5,21	26,04	52,08	104,17
64 x 64	13,33	66,67	133,33	266,67
128 x 128	53,33	266,67	533,33	1066,67

Tabelle 3.4: Mittlere Partikelkonzentration  $n_{\text{Partikel}} [IRA^{-1}]$  für verschiedene Partikelanzahlen pro Bild bezogen auf verschiedene Auswertefenstergrößen.

Wie bereits in den Abb. 3.4 und Abb. 3.5 gezeigt, hat die Partikelgröße einen entscheidenden Einfluss auf die Auswertegenauigkeit. In Abb. 3.7 ist dieser Einfluss für die Auswertefenstergrößen 16 x 16 und 128 x 128 Pixel und verschiedene Partikelgrößen dargestellt. Es zeigt sich, dass eine Partikelgröße von  $s_{\text{Tracer}} = 0,5$  Pixel für eine subpixelgenaue Auswertung nicht geeignet ist, da nahezu unabhängig von der Größe der Auswertefenster meist  $E_{\text{true}} > 0,1$  Pixel ist. Dies resultiert aus den ebenfalls sehr engen Korrelationspeaks, welche durch kleine Partikelabbildungen entstehen und deren Lage des Maximums, also die wahrscheinlichste Verschiebung, durch die üblichen Anpassungsfunktionen nicht mehr korrekt erfasst werden können. Schon ab einer Partikelgröße von  $s_{\text{Tracer}} = 1$  Pixel gilt meist  $E_{\text{true}} < 0,05$  Pixel. Lediglich für eine tatsächliche Verschiebung von 0,5 Pixel erreicht  $E_{\text{true}} \approx 0,1$  Pixel. Für noch größere Partikelabbildungen beträgt  $E_{\text{true}} < 0,03$  Pixel für eine Auswertefenstergröße von 16 x 16 Pixel bzw.  $E_{\text{true}} < 0,015$  Pixel für eine Auswertefenstergröße von 128 x 128 Pixel. Dabei wird die höchste Auswertegenauigkeit für  $IRA = 16 \times 16$  Pixel bei einer Partikelgröße von  $s_{\text{Tracer}} = 2$  Pixel erreicht, während im Falle einer  $IRA = 128 \times 128$  Pixel die höchste Genauigkeit bei  $s_{\text{Tracer}} = 3$  Pixel erzielt wird. Diese Ergebnisse decken sich mit denen von

Raffel et al. (1998), welche in ihren Untersuchungen zur Auswertegenauigkeit einer FFT-basierten PIV mit einer Auswertefenstergröße von  $IRA = 64 \times 64$  Pixel die höchste Genauigkeit bei  $s_{Tracer} \approx 2,3$  Pixel fanden. Für Auswertefenster der Größe  $IRA = 16 \times 16$  Pixel konnten sie ebenfalls die höchste Auswertegenauigkeit bei  $s_{Tracer} \approx 2,0$  Pixel feststellen.

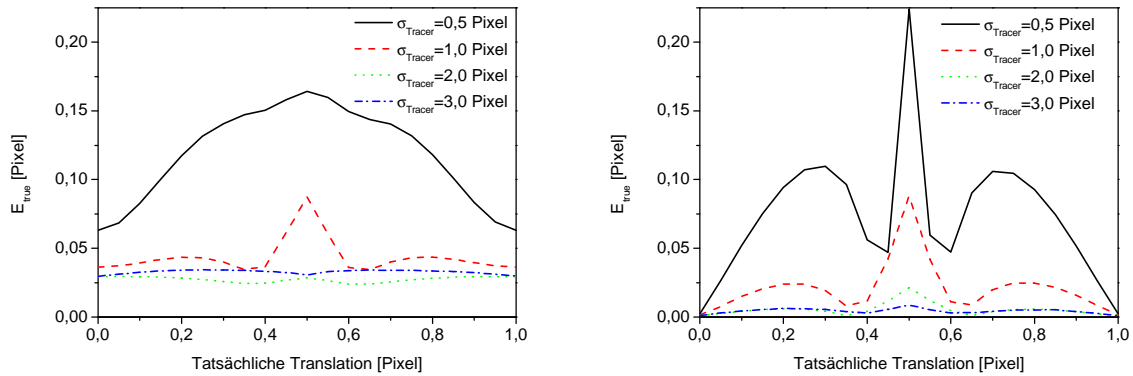


Abb. 3.7: Einfluss der Partikelgröße auf die Auswertegenauigkeit des MQD-Verfahrens für eine Partikelanzahl  $N_{partikel}=10000$ . Linke Seite: Größe des Auswertefensters:  $16 \times 16$  Pixel; Rechte Seite: Größe des Auswertefensters:  $128 \times 128$  Pixel.

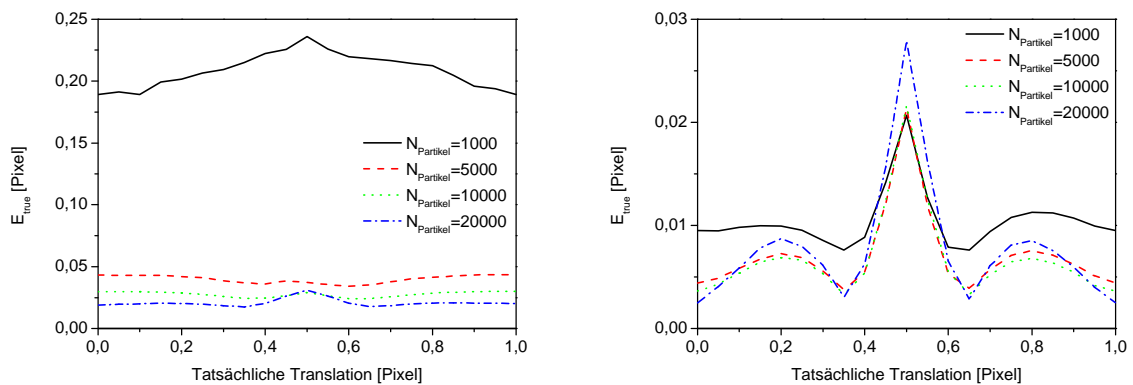


Abb. 3.8: Einfluss der Partikelkonzentration auf die Auswertegenauigkeit des MQD-Verfahrens für Partikeldurchmesser  $s_{Tracer} = 2$  Pixel. Linke Seite: Größe des Auswertefensters:  $16 \times 16$  Pixel; Rechte Seite: Größe des Auswertefensters:  $64 \times 64$  Pixel.

Wie in Abb. 3.8 gezeigt ist gewinnt die Partikelkonzentration besonderen Einfluss auf die Auswertegenauigkeit, wenn bei kleinen Auswertefenstern eine minimale Partikelanzahl pro Auswertefenster von 5 Partikeln weit unterschritten wird. Für  $IRA = 16 \times 16$  Pixel beträgt die mittlere Partikelanzahl pro  $IRA$  bei einer Partikelanzahl innerhalb des gesamten Bildes von

$N_{Partikel} = 1000$  lediglich noch  $n_{Partikel} = 0,83 \text{ IRA}^{-1}$ . Zwar werden  $IRA$  ohne Partikel nicht ausgewertet und tragen dementsprechend nicht zum Fehler bei, allerdings beträgt  $E_{true} \approx 0,2$  Pixel für diesen Fall und ist damit für eine subpixelgenaue Auswertung nicht akzeptabel. Ohne ein Auswerteverfahren mit iterativer Verkleinerung der Auswertefenster wäre eine Auswertung solcher Aufnahmen ohnehin nicht möglich. Schon ab  $N_{Partikel} = 5000$  ist  $n_{Partikel} > 4,17 \text{ IRA}^{-1}$  und damit die Faustformel von mindestens 5 Partikeln/ $IRA$  annähernd erfüllt, wodurch  $E_{true} < 0,05$  Pixel erzielt wird. Während für große Auswertefenster schon bei geringen Partikelkonzentrationen eine sehr gute Auswertegenauigkeit erzielt wird und durch höhere Partikelkonzentrationen kaum noch eine Steigerung der Auswertegenauigkeit zu erreichen ist, nimmt bei kleinen Auswertefenstern die Auswertegenauigkeit stetig mit der Partikelkonzentration zu. Sind also für Messungen mit hoher räumlicher Auflösung kleine Auswertefenster erforderlich, so stellen diese auch gesonderte Anforderungen an das Seeding, da dann besonders hohe und räumlich homogene Tracerkonzentrationen nötig sind.

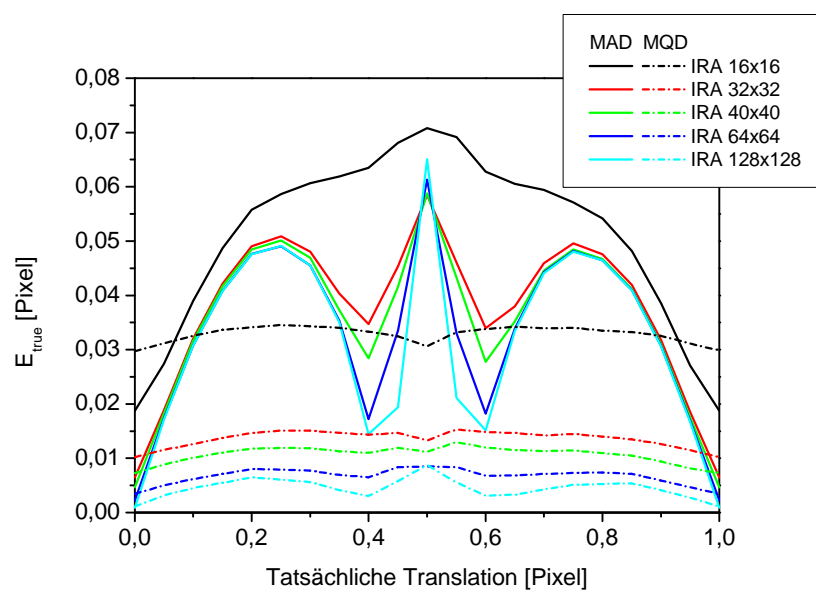


Abb. 3.9: Einfluss des Auswertefenstergröße ( $IRA$ ) für eine Partikelabbildung  $s_{Tracer} = 3 \text{ Pixel}$  und eine Partikelanzahl  $N_{Partikel} = 10000$ .

Die Größe der Auswertefenster und die Partikelkonzentration stehen folglich in einem engen Zusammenhang, welcher in Abb. 3.9 für Auswertungen nach dem MAD und dem MQD-Verfahren aufgetragen ist. Hierbei zeigt sich ein wesentlich geringerer Einfluss der Auswertefenstergröße für die  $MAD$ . Wie bereits von Fei et al. (1998) festgestellt, ist die Auswertegenauigkeit der  $MAD$  geringer als die der  $MQD$ , liegt aber dennoch in einem für eine

subpixelgenaue Auswertung akzeptablen Bereich ( $E_{true} \approx 0,05$  Pixel). Mittels MQD ist es möglich bei entsprechend großen Auswertefenstern sehr hohe Auswertegenauigkeiten ( $E_{true} < 0,01$  Pixel) zu erzielen. Ein iteratives Auswerteverfahren mit schrittweiser Verkleinerung der Auswertefenster, welches für die ersten Schritte das MAD-Verfahren und lediglich im letzten Schritt das genauere MQD-Verfahren nutzt, hat sich deshalb als numerisch effektiv und gleichzeitig präzise erwiesen.

### 3.6 Kamerakalibrierung

Bei der Bildaufnahme mit einer Kamera kann man im wesentlichen von einer perspektivischen Projektion der Objektebene in die Ebene des Bildsensors ausgehen. Diese Projektion lässt sich am Besten durch die Funktionsweise einer Lochkamera verdeutlichen. Die Lochkamera bildet das Koordinatensystem (Abb. 3.10) der Szene  $X'=[X',Y',Z']^T$ , welches als Weltkoordinatensystem bezeichnet wird auf das bewegliche Kamerakoordinatensystem  $X=[X, Y, Z]^T$  ab.

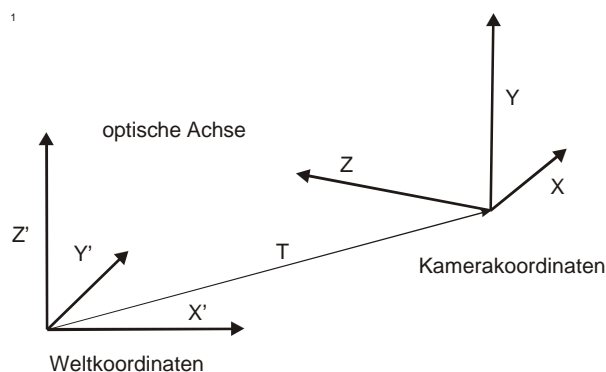


Abb. 3.10: Kamera- und Weltkoordinatensystem

Der Übergang vom Weltkoordinatensystem auf das Kamerakoordinatensystem kann nach Jähne (1997) mathematisch mit einer Translation durch Vektorsubtraktion des Translationsvektors  $T$  und eine Rotation durch Multiplikation des Koordinatenvektors mit einer Matrix  $R$  beschrieben werden:

$$X=R(X'-T). \quad (3.21)$$

Legt man den Ursprung des Weltkoordinatensystems an die Position der Lochblende, also in den Schnittpunkt aller Strahlen, so lässt sich mit dem Abstand der Lochblende zur Bildebene  $d_T$  folgende Beziehung zwischen den 3D-Welt- und den 2D-Bildkoordinaten angeben:



$$X = -\frac{-d_T X'}{Z'}, Y = -\frac{-d_T Y'}{Z'} \quad (3.22)$$

Werden die vorgestellten Koordinatensysteme als homogenen Koordinaten beschrieben, so lassen sich Transformationen wie Translation, Rotation, Skalierung und perspektivische Projektion einheitlich durch eine 4 x 4-Matrix darstellen. Hierzu werden die homogenen Koordinaten durch einen Spaltenvektor mit vier Komponenten  $\mathbf{X}' = [tX', tY', tZ', t]^T$  dargestellt. Um die ursprünglichen Koordinaten zu erhalten, werden die ersten drei Komponenten durch die vierte geteilt. In der Schreibweise der homogenen Koordinaten ergibt sich eine Transformation vom Weltkoordinatensystem ins Bildkoordinatensystem aus der Multiplikation mit einer Matrix  $\mathbf{M}$ :

$$\mathbf{X} = \mathbf{M}\mathbf{X}' \quad (3.23)$$

Die Transformation der perspektivischen Projektion kann dann durch die Matrix  $\mathbf{P}$  beschrieben werden:

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1/d_T & 1 \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

Die Multiplikation des homogenen Vektors  $\mathbf{X}'$  mit  $\mathbf{P}$  ergibt dann:

$$\begin{bmatrix} tX', tY', tZ', t \frac{d_T - Z'}{d_T} \end{bmatrix}^T \quad (3.25)$$

Die Bildkoordinaten ergeben sich dann aus der Division durch die vierte Koordinate:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X \frac{d_T}{d_T - Z} \\ Y \frac{d_T}{d_T - X} \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

In homogenen Koordinaten kann eine perspektivische Projektion folgendermaßen formuliert werden:

$$\begin{bmatrix} t'x' \\ t'y' \\ t' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} tx \\ ty \\ t \end{bmatrix} \quad (3.27)$$

Dabei wird die Translation durch die Koeffizienten  $a_{13}$  und  $a_{23}$  wiedergegeben und Rotation, Dilation, Stauchung und Scherung sind in den Freiheitsgraden  $a_{11}$ ,  $a_{12}$ ,  $a_{21}$  und  $a_{22}$  enthalten.

Die Koeffizienten  $a_{31}$  und  $a_{32}$  beschreiben die perspektivische Projektion. Nach Umformung in Standardkoordinaten ergeben sich die Weltkoordinaten wie folgt:

$$x' = \frac{a_{11}x + a_{12}y + a_{13}}{a_{31}x + a_{32}y + 1}, \quad y' = \frac{a_{21}x + a_{22}y + a_{23}}{a_{31}x + a_{32}y + 1} \quad (3.28)$$

Durch Umstellen der Gleichungen erhält man:

$$x' = a_{11}x + a_{12}y + a_{13} - a_{31}xx' - a_{32}yy', \quad y' = a_{21}x + a_{22}y + a_{23} - a_{31}xy' - a_{32}yy' \quad (3.29)$$

Für  $N$  korrespondierende Punkte in beiden Koordinatensystemen lässt sich damit ein lineares Gleichungssystem mit  $2N$  Gleichungen aufstellen um die acht unbekanntenen Koeffizienten des Vektor  $\mathbf{a}$  zu bestimmen:

$$\begin{bmatrix} x_1' \\ y_1' \\ x_2' \\ y_2' \\ \vdots \\ x_N' \\ y_N' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_1 & y_1 & 1 & 0 & 0 & 0 & -x_1x_1' & -y_1y_1' \\ 0 & 0 & 0 & x_1 & y_1 & 1 & -x_1y_1' & -y_1y_1' \\ x_2 & y_2 & 1 & 0 & 0 & 0 & -x_2x_2' & -y_2y_2' \\ 0 & 0 & 0 & x_2 & y_2 & 1 & -x_2y_2' & -y_2y_2' \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ x_N & y_N & 1 & 0 & 0 & 0 & -x_Nx_N' & -y_Ny_N' \\ 0 & 0 & 0 & x_N & y_N & 1 & -x_Ny_N' & -y_Ny_N' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{11} \\ a_{12} \\ a_{13} \\ a_{21} \\ a_{22} \\ a_{23} \\ a_{31} \\ a_{32} \end{bmatrix} \quad \text{oder } d = M \cdot a \quad (3.30)$$

Dieses Gleichungssystem kann mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst werden:

$$a = (M^T M)^{-1} M^T d \quad (3.31)$$

Für die Kalibrierung eines Kamerabildes müssen nun vier oder mehr Bildpunkte mit ihren Weltkoordinaten berücksichtigt werden, um den Koeffizientenvektor  $\mathbf{a}$  zu bestimmen. Mit diesen Koeffizienten kann über Gl. 5.28 jeder Bildkoordinate eine Position in der Objektebene zugewiesen werden. Die perspektivische Projektion bildet somit selbst dann die Koordinatensysteme korrekt aufeinander ab, wenn die Achse der Kamera nicht im rechten Winkel zur Bildebene bzw. Schärfeebene steht, wie dies z.B. bei einer stereoskopischen Anwendung mit mehreren Kameras (Stereo-PIV) der Fall ist. Allerdings können durch eine Kalibrierung auf Grundlage der perspektivischen Projektion keine Abbildungsfehler von Kameraobjektiven korrigiert werden, weshalb diese Projektion nur im Zusammenhang mit qualitativ hochwertigen Objektiven eingesetzt werden kann.

Von Westerweel & van Oord (1999) wurde zur Kalibrierung im Zusammenhang mit der Stereo-PIV ein Mapping zweiter Ordnung verwendet:

$$\begin{aligned} x' &= a_1x^2 + a_2y^2 + a_3xy + a_4x + a_5y + a_6 \\ y' &= b_1x^2 + b_2y^2 + b_3xy + b_4x + b_5y + b_6 \end{aligned} \quad (3.32)$$

Diese Methode erlaubt gegenüber der einfachen perspektivischen Projektion die Korrektur von ungleichmäßigen Vergrößerungen und Nicht-Linearitäten der Objektivabbildung. Willert (1997) ergänzte die Gleichungen für die perspektivische Projektion durch Terme höherer Ordnung, um ebenfalls Linsenverzerrungen zu kompensieren:

$$\begin{aligned} x' &= \frac{a_{11}x + a_{12}y + a_{13} + a_{14}x^2 + a_{15}y^2 + a_{16}xy}{a_{31}x + a_{32}y + a_{33} + a_{34}x^2 + a_{35}y^2 + a_{36}xy} \\ y' &= \frac{a_{21}x + a_{22}y + a_{23} + a_{24}x^2 + a_{25}y^2 + a_{26}xy}{a_{31}x + a_{32}y + a_{33} + a_{34}x^2 + a_{35}y^2 + a_{36}xy} \end{aligned} \quad (3.33)$$

Die einzelnen Methoden unterscheiden sich also im wesentlichen in der Anzahl der zu bestimmenden Koeffizienten und damit in der minimalen Anzahl korrespondierender Punktpaare zur Lösung der Gleichungssysteme. Während bei der perspektivischen Projektion für die acht Koeffizienten mindestens vier Punktpaare benötigt werden, sind für die Methode von Westerweel & van Oord (1999) schon mindestens sechs Punktpaare nötig, und die Methode von Willert (1997) erfordert mindestens neun Punktpaare. Da die Gleichungssysteme stets durch die Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst werden, bietet die Einbeziehung möglichst vieler Punktpaare die Möglichkeit, Fehler in der Positionierung von einzelnen Punktpaaren auszugleichen. Da die manuelle Erfassung einer großen Zahl von Kalibrierpunkten eine mühevoll und recht ungenaue Arbeit ist, bietet sich hierfür eine Automatisierung mittels Objekterkennung an. Dazu werden Kalibrierobjekte angefertigt, welche Linienraster mit bekannten Abständen oder Punkte in einer regelmäßigen Gitteranordnung tragen. Die Kalibrierobjekte werden an den zukünftigen Messpositionen platziert, und nach Fokussierung der Kameras werden die Aufnahmen der Kalibrierobjekte durch Algorithmen zur Objekterkennung analysiert. Innerhalb der Objekterkennung werden die Positionen der Punkte oder Kreuzungspunkte der Kalibrierobjekte durch Kreuzkorrelationen mit Vorlagen subpixelgenau bestimmt. Mit einer ausreichend großen Anzahl korrespondierender Positionen im Bild- und Weltkoordinatensystem lassen sich die Gleichungssysteme schließlich lösen und die ermittelten Koeffizienten zur Transformation der Koordinaten nutzen.

### 3.7 Schärfentiefe

Die Begrenzung des Messvolumens kameraoptischer Messtechniken normal zu Bildebene, also in der räumlichen Tiefe der Darstellung, kann sowohl durch die Belichtung mit dünnen Lichtschnitten als auch durch die Ausnutzung der Schärfentiefe von

Kameraobjektiven erfolgen. Diese Möglichkeit wird vor allem in der Mikro-PIV eingesetzt, wo eine Erzeugung und Positionierung von Lichtschnitten, auf Grund der kleinen Abmessungen kaum noch möglich ist. Dieses Kapitel erläutert die optischen Grundlagen der Abbildung durch Linsen und analysiert die Eigenschaften verschiedener Konfigurationen.

Als Schärfentiefe bezeichnet man den Bereich, der sich vor und hinter der Schärfeebene oder Objektebene (OE) einer Kamera befindet. Alle Objekte außerhalb dieses Bereiches erscheinen durch die gegenseitige Überlagerung von Bildpunkten in der Filmebene (FE) verschwommen (Hering et al. 1989).

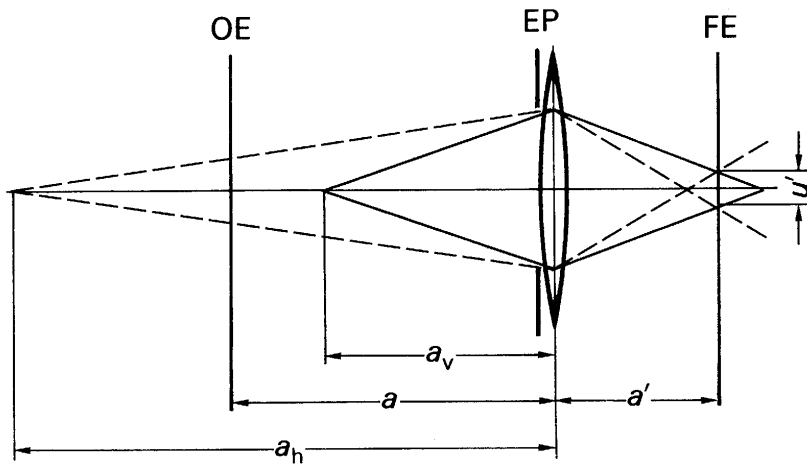


Abb. 3.11: Schematische Abbildung zur Schärfentiefe (Hering et al. 1989). OE = Objektebene, EP = Eintrittspupille, FE = Filmebene.

Ausgehend von einer vorderen  $a_v$  und einer hinteren Begrenzung  $a_h$  des Objektabstandes für scharfe Abbildungen lässt sich die Schärfentiefe  $\Delta a$  folgendermaßen berechnen:

$$\Delta a = a_v - a_h \quad (3.34)$$

wobei  $a_v$  wie folgt definiert ist:

$$a_v = \frac{af'^2}{f'^2 - u'k(a + f')} \quad (3.35)$$

und  $a_h$ :

$$a_h = \frac{af'^2}{f'^2 + u'k(a + f')} \quad (3.36)$$

Die Blendenzahl  $k$  ist das Verhältnis aus bildseitiger Brennweite und Blendendurchmesser, also:

$$k = \frac{f'}{D_{EP}} \quad (3.37)$$

Um eine geringe Schärfentiefe zu erhalten, muss die Differenz zwischen  $a_v$  und  $a_h$  klein sein. Dies kann erreicht werden, indem der Unschärfekreis  $u'$  (korreliert mit dem Auflösungsvermögen) bzw. die Blendenzahl  $k$  gegen Null streben. Der Unschärfekreis ist durch die Abmessungen der Pixel, der einzelnen Bildelemente eines Bildsensors, nach unten beschränkt. Die Schärfe innerhalb eines Bildes wird durch den Gradienten der Grauwerte bestimmt, welcher mindestens von einem Pixel zu seinem nächsten Nachbarn ermittelt wird. Der kleinste anzunehmende Unschärfekreis entspricht also dem Abstand der Pixel auf dem Bildsensor. Im Falle der Blendenzahl  $k$  kann, bei fester Objektivbrennweite  $f$ , diese nur minimiert werden, indem der Blendendurchmesser  $D_{EP}$  maximiert wird. Dieser Forderung sind bei kleinen Brennweiten Grenzen durch die Linsendicke gesetzt, während sie bei großen Objektivbrennweiten, ähnlich den astronomischen Teleskopen, nur ein Frage des Anschaffungspreises ist.

Nach Gl. 5.34 ist die Schärfentiefe  $\Delta a$  die Differenz aus  $a_v$  und  $a_h$ . Um  $a_v$  und  $a_h$  berechnen zu können, wird je ein Wert für  $u'$  und  $k$  notwendig. Der Unschärfekreis  $u'$  kann entsprechend der verwendeten Methode zur Bestimmung der lokalen Schärfe als Vielfaches der Pixelgröße des Bildsensors angegeben werden. Für die in Kapitel 4.2.3 vorgestellten Filter zur Abschätzung des Grauwert-Gradienten ergeben sich für die für die experimentellen Untersuchungen eingesetzte CCD-Kamera (Typ: PCO SensiCam SVGA) mit einer Pixelgröße von  $6,7 \mu\text{m}$  die in Tabelle 3.5 aufgeführten Unschärfekreise.

Name des Filters	Gl.-Nr.	Filterabstand [Pixel]	Unschärfekreis [ $\mu\text{m}$ ]
Gradienten-Filter	(4.17)	1	6,7
Robert's-Cross-Filter	(4.20)	$\sqrt{2}$	9,48
Prewitt-Filter	(4.21)	2	13,4
Sobel-Filter	(4.22)	2	13,4

Tabelle 3.5: Unschärfekreise der eingesetzten CCD-Kamera für verschiedene Kantenfilter.

Nach Gleichung 5.37 ist  $k$  das Verhältnis aus der Brennweite des Systems und dem Durchmesser der Eintrittspupille  $D_{EP}$  und wird als Blendenzahl des Objektivs angegeben bzw. bei variabler Blende eingestellt. Für ein Objektiv mit einer Brennweite von  $f = 75 \text{ mm}$  und einer Blende  $k = 1,4$  ist in Abb. 3.12 die Schärfentiefe als Funktion des Abstandes zwischen Objektebene und Objektiv für verschiedene Unschärfekreise dargestellt. Zwar ergibt sich durch die Verwendung von Filtern mit kleinen Unschärfekreisen wie dem Robert's-Cross eine

geringere Tiefenschärfe als durch die Verwendung eines Sobel-Filters, welche zur genaueren Zuordnung von Objekten bezüglich ihrer Position in der räumlichen Tiefe wünschenswert wäre, allerdings muss bei den Filtern stets beachtet werden, ob im Einzelfall die Bildinhalte und die Bildqualität eine Anwendung der jeweiligen Filter auch zulassen.

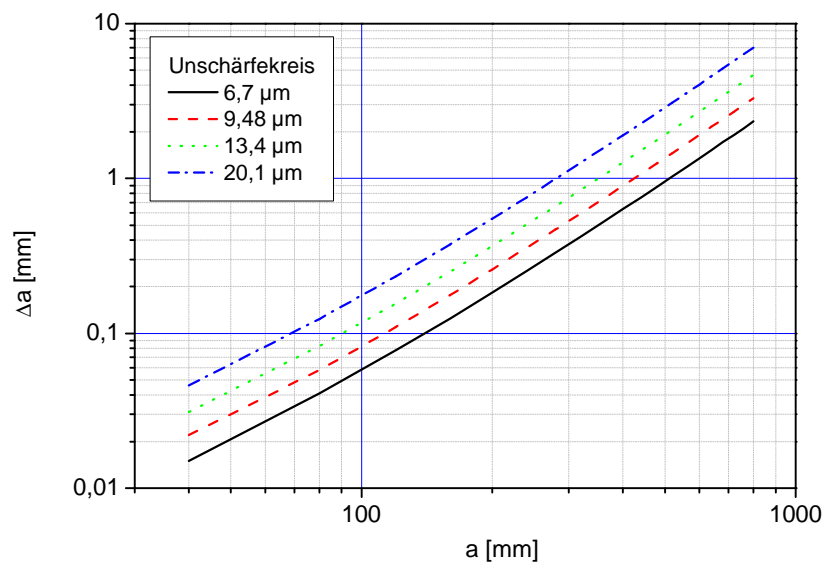


Abb. 3.12: Schärfentiefe  $\Delta a$  eines Objektivs mit  $f = 75$  mm und  $k = 1,4$  als Funktion der Distanz  $a$  zwischen Objekt und Objektiv für verschiedene Unschärfekreise  $u'$  als Vielfache der Pixelgröße des CCD-Chips.

$f$ [mm]	$k$ [-]	$\Delta a$ [mm]	Objekt Abstand $a$ [mm]
25	1,4	2,01	171
50	1,4	2,01	342
75	1,4	2,01	513
50	1,2	1,71	342

Tabelle 3.6: Geometrische Parameter verschiedener Objektivkonfigurationen der verwendeten CCD-Kamera bei konstantem Abbildungsmaßstab bzw. konstanter Größe des Bildausschnittes (Breite: 50 mm, Höhe 40: mm).

Bei der Auswahl eines Objektivs ist zu beachten, dass die Schärfentiefe zwar generell mit zunehmender Objektivbrennweite bei konstanter Blendenzahl und konstantem Objekt Abstand abnimmt (Abb. 3.13), allerdings sind die entscheidenden Parameter bei einer kameraoptischen Messaufgabe oftmals die Auflösung und die Größe des zu erfassenden Bildausschnittes. Es

zeigt sich (Tabelle 3.6) dass bei einer gegebenen Größe des Bildausschnittes die Schärfentiefe ledig von der Blendenzahl (Abb. 3.14) und nicht mehr von der Objektivbrennweite abhängig ist, da bei Anwendung verschiedener Brennweiten, der Objektabstand angepasst werden muss.

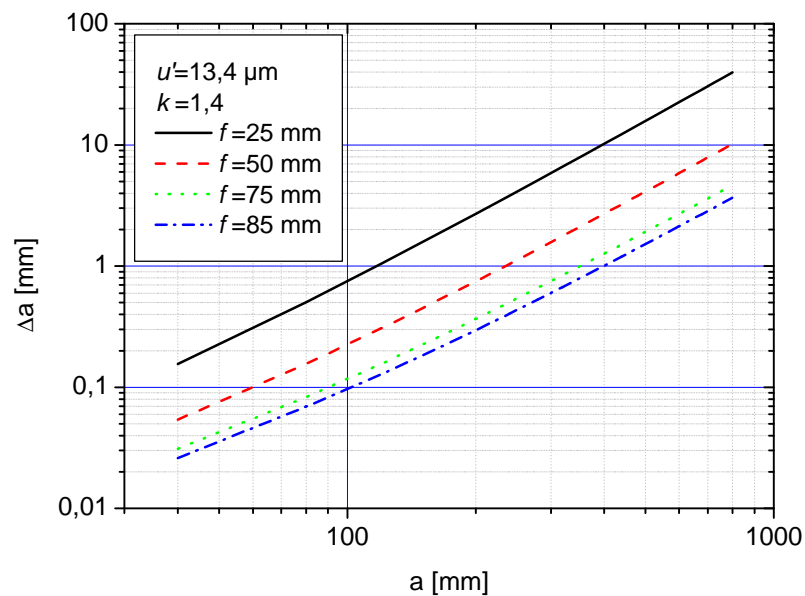


Abb. 3.13: Schärfentiefe  $\Delta a$  für Objektive mit einer Blendenzahl  $k = 1,4$  und verschiedene Brennweiten als Funktion der Distanz zwischen Objekt und Objektiv. Der Unschärfekreis entspricht der zweifachen Pixelgröße des CCD-Chips.

Bei der Anwendung kleiner Blendenzahlen müssen die Objektive von sehr hoher Qualität sein, da sie ansonsten vielerlei Abbildungsfehler wie Verzerrungen, inhomogene Schärfe sowie inhomogene Lichtstärke aufweisen. Während der experimentellen Untersuchungen hat sich ein Objektiv des Herstellers Nikkor ( $f = 50 \text{ mm}$ ,  $k = 1,2$ ) wegen seiner geringen Abbildungsfehler als sehr gut geeignet erwiesen.

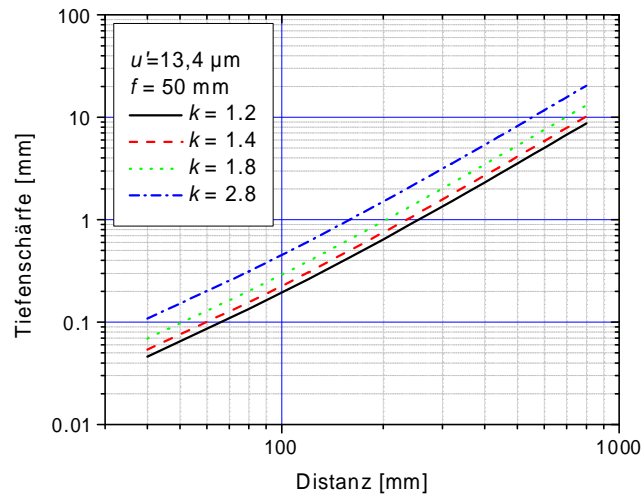


Abb. 3.14: Schärfentiefe für ein Objektiv der Brennweite  $f = 50 \text{ mm}$  und verschiedene Blendenzahlen  $k$  als Funktion der Distanz zwischen Objekt und Objektiv. Der Unschärfekreis entspricht der zweifachen Pixelgröße des CCD-Chips.



## 4 Digitale Filter und Bildoperationen

Bilder, welche durch eine Kamera aufgenommen wurden, sind oftmals nicht direkt für eine nachfolgende Bildanalyse geeignet. Gründe dafür sind beispielsweise zufällige Schwankungen der Intensität durch wechselnde Beleuchtung, schwacher Kontrast oder im Falle von Mehrphasenströmungen das Vorhandensein von Objekten der momentan nicht auszuwertenden Phase. In diesem Kapitel werden Methoden zur Verbesserung der Bildqualität vorgestellt, welche genutzt werden, um ungewünschte Charakteristiken von Bildern zu eliminieren. Das Kapitel beginnt mit den Modifikationen an den Histogrammen der Helligkeitswerte von Bildern, gefolgt von einigen linearen und nicht-linearen Filtertechniken. Weiterführende Literatur zur digitalen Bildarbeitung, zu Filtern und zu Bildoperationen finden sich beispielsweise in Jain et al. (1995) und Jähne (1997).

Um die Auswirkungen der Filteroperationen auf Abbildungen von Tracer-Partikeln und Blasen zu verdeutlichen, werden die jeweiligen Filter auf einige Beispiele angewendet. Als Beispiele wurden einerseits das Schattenbild einiger Blasen und andererseits synthetische Bilder mit Tracer-Partikel ausgewählt, deren Größe und Form klar definiert vorgegeben werden konnte. Für die Leser einer gedruckten Version dieser Arbeit sei angemerkt, dass die beschriebenen Auswirkungen einzelner Filter im Ausdruck teilweise schlecht zu sehen sind, wohl aber in der digitalen Form an einem Computermonitor aber klar erkannt werden können.

### 4.1 Histogramm-Modifikationen

Viele Bilder enthalten eine ungleichmäßige Verteilung der Helligkeitswerte. Oftmals liegen alle Helligkeitswerte eines Bildes innerhalb eines schmalen Bereiches des gesamten zur Verfügung stehenden Wertebereiches. Solche Bilder haben einen geringen Bildkontrast, welcher sich ungünstig auf nachfolgende Operationen oder eine Betrachtung durch das menschliche Auge auswirken kann. Eine einfache Methode zur Vergleichmäßigung von Bildhistogrammen ist die Skalierung der Grauwerte des Bereiches  $[z_a, z_b]$ , um den Bereich  $[z_1, z_k]$  zu füllen. Ein Helligkeitswert  $z$  des ursprünglichen Bereiches wird dann folgendermaßen in den neuen Bereich abgebildet:

$$z' = \frac{z_k - z_1}{z_b - z_a}(z - z_a) + z_1 \quad (4.1)$$

Diese Skalierung kommt generell zum Einsatz, um die Bilder moderner Kameras mit mehr als 256 Graustufen auf dem Bildschirm eines Computers anzuzeigen. Bei einer solchen Reduktion der Anzahl von Grauwerten eines Bildes tritt im Gegensatz zur Skalierung mit Beibehaltung der Graustufenanzahl nicht das Problem von Lücken innerhalb des Histogramms auf. Die Histogramm-Skalierung lässt sich zu einer automatisierten Kontraststeigerung nutzen, indem der relevante Bereich durch eine Analyse des Histogramms festgelegt wird. Für eine Verteilung mit bestmöglicher Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Wertebereiches wird ein Anteil  $F$  entsprechend der Breite des neuen Grauwertebereichs festgelegt:

$$F = \frac{1}{z_k - z_1 + 1} \quad (4.2)$$

Die untere Grenze  $z_a$  entspricht dann dem Grauwert, dessen Wert in der Summenverteilung aller Grauwerte dem Anteil  $F$  der Pixelzahl des Bildes entspricht. Die obere Grenze  $z_b$  lässt sich analog aus dem Anteil  $1-F$  herleiten.

Numerisch effizient können Skalierungen von Histogrammen durch als „Lookup-Table“ bezeichnete Tabellen ausgeführt werden. Entspricht eine solche Lookup-Table einem Polynom erster Ordnung spricht man von einer linearen Lookup-Table. Das Prinzip dieser sehr häufig angewandten Funktion ist exemplarisch in Abb. 4.1 dargestellt. Die als „Input“ bezeichnete Grauwertverteilung ist sehr eng und besitzt dementsprechend einen geringen Kontrast. Durch die Behandlung mit einer der engen Eingangsverteilung angepassten linearen Lookup-Table werden die Grauwerte über den gesamten zur Verfügung stehenden Wertebereich gespreizt, sodass die als „Output“ bezeichnete Verteilung hinsichtlich des Kontrasts optimiert wurde. Neben linearen Lookup-Tables werden bisweilen auch nicht-lineare Lookup-Tables eingesetzt. Die Skalierungsfunktion begründet sich dann meist auf einer Exponential-Funktion oder einem Polynom zweiter Ordnung. Die nicht-linearen Lookup-Tables eignen sich zur Verbesserung des Kontrastes in sehr dunklen oder sehr hellen Bereichen von Bildern. Für die sogenannte Equalisation wird die Lookup-Table in solcher Weise transformiert, dass die Summenverteilungskurve der Grauwerte des resultierenden Bildes einer Geraden entspricht. Dies ist gelegentlich sehr nützlich, um kleine Gradienten in nahezu gleich hellen Regionen des Bildes für das menschliche Auge sichtbar zu machen.

Eine extreme Form der Histogramm-Skalierung stellt die Binarisierung dar, bei der die Anzahl der Grauwerte eines Bildes auf 2 reduziert wird. Diese Funktion wird besonders häufig im ersten Schritt der Objekterkennung, der Segmentierung, genutzt, um Objekte vom

Bildhintergrund zu trennen. Der Schwellwert der Operation kann auf einen Grauwert festgelegt werden oder wird nach Analyse des Histogramms der Grauwerte entsprechend dem Grauwert eines Anteils bestimmt.

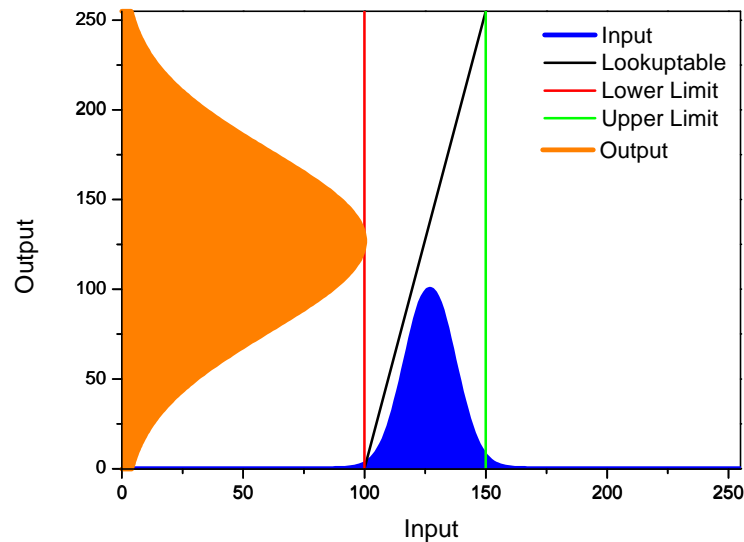


Abb. 4.1: Anwendung einer linearen Lookup-Table zur Skalierung einer schmalen Verteilung von Helligkeitswerten auf den gesamten Wertebereich von 256 Grauwerten. An den als „Lower Limit“ und Upper Limit“ bezeichneten Grenzen überschreitet die lineare Lookup-Table den gültigen Wertebereich der Graustufen der Ausgabe.

## 4.2 Lineare Filter

Viele Bildverarbeitungsoperationen können als lineares System dargestellt werden. Ein System reagiert auf die Eingabe eines Impulses mit einer als System-Antwort bezeichneten Ausgabe. Ist die System-Antwort unabhängig vom Ort des Eingabe-Impulses spricht man von einem räumlich invarianten System. Für ein solches System entspricht die Ausgabe  $h(x,y)$  der Faltung einer Eingabefunktion  $f(x,y)$  mit der Impuls-Antwort  $g(x,y)$  und ist folgendermaßen definiert:

$$h(x, y) = f(x, y) \otimes g(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') g(x - x', y - y') dx' dy' \quad (4.3)$$

Für diskrete Funktionen wird dies zu:

$$h[i, j] = f[i, j] \otimes g[i, j] = \sum_{k=-n}^n \sum_{l=-m}^m f[k, l] g[i - k, j - l] \quad (4.4)$$

Wenn  $h$  und  $g$  Bildmatrizen sind, entspricht die Faltung der Berechnung von gewichteten Summen der Pixel eines Bildes. Die Impulsantwort  $f[i,j]$  wird dabei als Faltungsmaske oder Filterkern bezeichnet. Für jeden Pixel eines Bildes  $g[i,j]$  wird der Wert  $h[i,j]$  berechnet, indem der Filterkern  $f$  auf den Pixel  $[i,j]$  geschoben wird und die gewichtete Summe der Pixel in der Nachbarschaft von  $[i,j]$  gebildet wird. Hierbei entsprechen die einzelnen Wichtungsfaktoren den Werten des Filterkerns. Eine solche Faltung ist eine lineare Operation, da für beliebige Werte  $a_1$  und  $a_2$  gilt:

$$g[i, j] \otimes \{a_1 h_1[i, j] + a_2 h_2[i, j]\} = a_1 \{g[i, j] \otimes h_1[i, j]\} + a_2 \{g[i, j] \otimes h_2[i, j]\} \quad (4.5)$$

Die Faltung einer Summe entspricht also der Summe der einzelnen Faltungsoperationen und ein durch einen Faktor skaliertes Bild entspricht der skalierten Faltung. Die Faltung ist eine räumlich invariante Operation, da die gleichen Wichtungsfaktoren des Filterkerns für das gesamte Bild genutzt werden. Im Folgenden sind einige der wichtigsten linearen Filter aufgeführt.

### 4.2.1 Glättungsfilter

Einen einfachen linearen Filter stellt eine lokale Mittelwertbildung dar, wobei der Wert eines jeden Pixels durch den Mittelwert der Pixel der lokalen Nachbarschaft  $N$  ersetzt wird:

$$h[i, j] = \frac{1}{M_N} \sum_{(k,l) \in N_N} g[k, l] \quad (4.6)$$

Hierbei ist  $M_N$  die Anzahl der Pixel in der Nachbarschaft  $N_N$  um  $[i,j]$ . Der Mittelwertfilter bewirkt ein Weichzeichnen des Bildes. Signaltechnisch stellt diese Funktion einen Tiefpassfilter dar und eignet sich somit zur Rauschunterdrückung kleiner Störungen. Die Summe des Filterkerns für eine  $3 \times 3$ -Nachbarschaft wird mit den Faktor  $1/9$  multipliziert:

$$f[k, l] = \begin{array}{|c|c|c|} \hline 1 & 1 & 1 \\ \hline 1 & 1 & 1 \\ \hline 1 & 1 & 1 \\ \hline \end{array} \quad (4.7)$$

Die Größe der Nachbarschaft  $N$  bestimmt die Stärke der Filterwirkung. Eine größere Nachbarschaft, also größere Filterkerne ergeben eine stärkere Glättung. Bei größerer Rauschunterdrückung durch große Filterkerne gehen allerdings auch die scharfen Details der Bilder verloren. Eine scharfe Kante wird also zu einem allmählichen Übergang der Grauwerte verschmiert.

Eine hinsichtlich der Qualität verbesserte Version des Glättungsfilters erhält man durch die Anpassung des Filterkerns mit einer Gauß'schen Glockenfunktion, um Filterfehler zu reduzieren:

$$f[k,l] = \begin{array}{|c|c|c|} \hline 1 & 2 & 1 \\ \hline 2 & 4 & 2 \\ \hline 1 & 2 & 1 \\ \hline \end{array} \quad (4.8)$$

Hierbei wird versucht, die Filterwerte reziprok zum Abstandes zur Mitte des Filterkerns zu wichten. Solche Gauß'schen Filter stellen eine eigene Klasse von Glättungsfiltern dar, deren Filterkerne durch die zweidimensionale diskrete Gauß-Funktion gebildet werden:

$$f[k,l] = e^{-\frac{(k^2+l^2)}{2s_{\text{Gauß}}^2}} \quad (4.9)$$

Die Standardabweichung  $s_{\text{Gauß}}$  bestimmt dabei die Weite der Filterfunktion. Neben der Tatsache, dass Gauß'sche Glättungsfiler effektive Tiefpassfilter darstellen, welche besonders einfach zu implementieren sind, haben sie weitere besondere Eigenschaften:

1. Die zweidimensionale Gauß-Funktion ist rotationssymmetrisch. Folglich ist die Filterwirkung in alle Richtungen gleich. Da Kanten in einem Bild meist keine Orientierung aufweisen, welche im voraus bekannt ist, sollte die Wirkung eines Filters in einer Richtung nicht stärker sein, als in einer anderen. Gauß'sche Filter beeinflussen also eine nachgeschaltete Kantendetektion nicht in eine bevorzugte Richtung.
2. Die Gauß-Funktion hat nur ein Maximum, sodass die Wichtungsfaktoren mit größer werdendem Abstand zum Mittelpunkt monoton abfallen. Diese Eigenschaft ist wichtig, da eine Ecke eine lokale Erscheinung in einem Bild ist, die durch eine Glättungsfunktion, welche weiter entfernte Pixel stärker wichtet, verzerrt wird.
3. Die Fourier-Transformierte der Gauß-Funktion hat nur ein Maximum im Frequenzspektrum. Tatsächlich ist die Fourier-Transformierte der Gauß-Funktion wieder eine Gauß-Funktion, wodurch die grundlegenden Eigenschaften erhalten bleiben. Bilder sind oftmals von hochfrequenten Störungen überlagert. Da Bildinhalte wie Kanten hohe und niedrige Frequenzen beinhalten, erhält man nach Anwendung eines Gauß'schen Glättungsfilters ein geglättetes Bild, welches unbeeinflusst von den hochfrequenten Störungen hauptsächlich das Signal der ursprünglichen Bildinhalte wiedergibt.
4. Die Weite und damit die Stärke der Glättung eines Gauß'schen Filters wird auf einfache Art durch den Parameter  $s_{\text{Gauß}}$  bestimmt, welcher eine exakte Anpassung der Filterstärke auf ein gegebenes Bildverarbeitungsproblem ermöglicht.

5. Große Gauß'sche Filter können sehr effizient implementiert werden, da man sie zerlegen kann. Hierzu wird das Bild zunächst mit einem eindimensionalen Filterkern bearbeitet und das Ergebnis dann mit einem weiteren eindimensionalen Filterkern, welcher orthogonal zum ersten ist, behandelt. Der rechnerische Aufwand für geteilte Filter steigt linear mit der Weite der Filter an, anstatt wie im ungeteilten Falle quadratisch.

Durch die Anwendung Gauß'scher Glättungsfilter auf die Abbildungen von Tracer-Partikeln werden Tracerabbildungen kleiner 3 Pixel stark in ihrer Amplitude reduziert, da diese Objekte mit hoher räumlicher Frequenz darstellen (Abb. 4.2). Eine Rauschunterdrückung in PIV-Aufnahmen durch  $3 \times 3$ -Gaußsche Glättungsfilter sollte folglich nur für Aufnahmen mit Partikelabbildungen größer als 2 Pixel erfolgen, da ansonsten die für eine PIV-Auswertung relevanten Bildinhalte eliminiert werden.

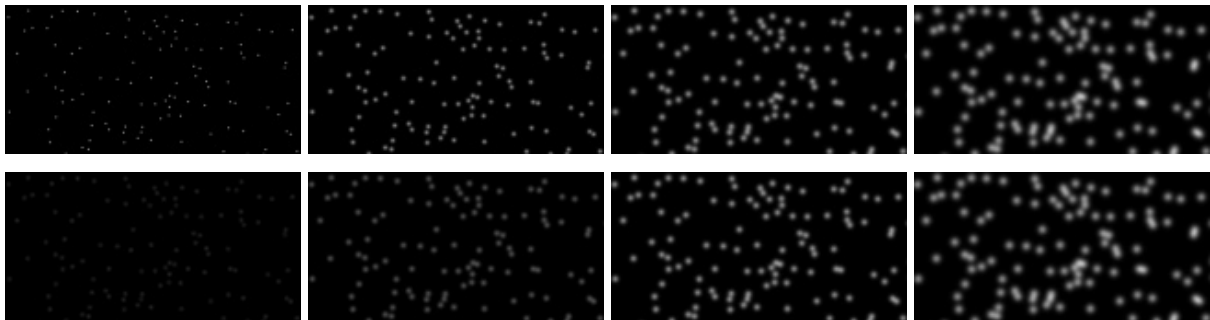


Abb. 4.2: Anwendung des  $3 \times 3$ -Gauß'schen Glättungsfilters auf Tracerabbildungen verschiedener Größe. Obere Reihe: Original Bilder der Tracer mit einem Partikeldurchmesser 1, 2, 3, 4 Pixel (von links nach rechts). Untere Reihe: Gefilterte Bilder.

#### 4.2.2 Filter zur Erhöhung der Bildschärfe

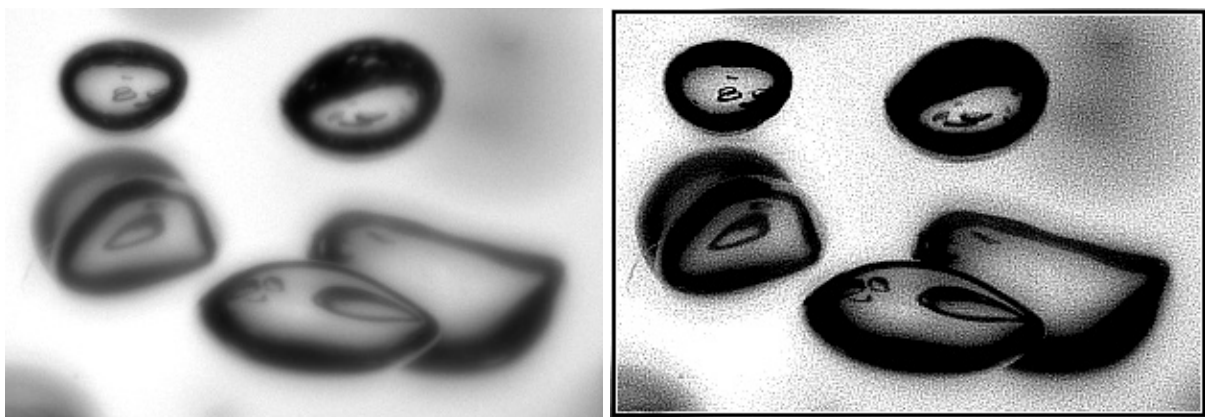
Im Gegensatz zu Glättungsfiltern werden durch diese Filter die hochfrequenten Anteile des Bildes hervorgehoben. Leider verstärken diese Filter immer auch das Bildrauschen. Die einfachste Form eines solchen Filters ist der Highpass-Filter:

$$f[k,l]=\begin{bmatrix} -1 & -1 & -1 \\ -1 & 9 & -1 \\ -1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

Zu beachten ist, dass die Summe der Wichtungsfaktoren des Filterkerns 1 ist, womit die Helligkeit des Bildes erhalten bleibt. Ein Beispiel für die Anwendung dieses Filters ist in Abb.

4.3 gezeigt. Trotz der hohen Qualität der Aufnahme, ist nach Anwendung des Filters das Bildrauschen an der Körnigkeit deutlich erkennbar.

Eine Bildoperation, welche durch die Nutzung Gauß'scher Glättungsfilter die Bildschärfe erhöht, ist die sogenannte Unscharfmaske. Hierbei wird vom Originalbild ein durch Gauß'sche Glättungsfilter weichgezeichnetes Bild subtrahiert. Die Unscharfmaske besitzt im Gegensatz zum Hochpassfilter den Vorteil der Anpassungsfähigkeit des Gauß'schen Filters. Da durch Anwendung dieser Operation kleine Bildelemente besonders hervortreten, wird sie recht häufig eingesetzt, um in PIV-Aufnahmen den Kontrast zwischen Tracern und Bildhintergrund zu erhöhen.



*Abb. 4.3: Anwendung eines Highpassfilters auf eine Abbildung von Blasen im Gegenlicht. Links: Original Bild, Recht: Ausgabe der Filteroperation.*

### 4.2.3 Kantenfilter

Kantenfilter dienen dem Auffinden von starken Gradienten der Helligkeit innerhalb eines Bildes. Eine scharfe Aufnahme vorausgesetzt, befinden sich diese Regionen stets im Bereich von Objekträndern, also Kanten. Leider reagieren Kantenfilter auf Grund ihres differenzierenden Charakters sehr empfindlich auf Bildrauschen. Die Anwendung eines Tiefpassfilters zur Rauschreduktion ist darum oftmals vor der eigentlichen Anwendung eines Kantenfilters notwendig. Besonders interessant ist deshalb der Filter Laplacian of Gaussian (LoG) und die invertierte Version dieses Filters, da diese eine Glättung und einen Kantenfilter in Kombination beinhalten.

Der Gradient ist ein Maß für die Änderung einer Funktion. Ein Bild stellt eine Matrix diskreter Werte einer zu Grunde liegenden kontinuierlichen Bildfunktion dar. Deshalb können Änderungen der Grauwerte eines Bildes durch eine diskrete Approximation an den

Gradienten erfasst werden. Der Gradient einer zweidimensionalen Funktion ergibt sich durch deren erste Ableitung und definiert sich als Vektor:

$$G[f(x, y)] = \begin{bmatrix} G_x \\ G_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Der Vektor  $G[f(x, y)]$  zeigt in die Richtung die durch den Winkel  $a(x, y)$  der maximalen Zunahme der Funktion  $f(x, y)$  gegeben ist:

$$\mathbf{a}(x, y) = \tan^{-1} \left( \frac{G_y}{G_x} \right) \quad (4.12)$$

Die Stärke des Gradienten ergibt sich aus der euklidischen Norm der Komponenten des Vektors:

$$G[f(x, y)] = \sqrt{G_x^2 + G_y^2} \quad (4.13)$$

wobei die Stärke des Gradienten in der Praxis der Bildverarbeitung häufig angenähert wird:

$$G[f(x, y)] \approx |G_x| + |G_y| \approx \max(|G_x|, |G_y|) \quad (4.14)$$

Für digitale Bilder können die Ableitungen aus Gl. 6.11 durch Differenzen angenähert werden:

$$\begin{aligned} G_x &\cong f[i, j+1] - f[i, j] \\ G_y &\cong f[i, j] - f[i+1, j] \end{aligned} \quad (4.15)$$

Diese Differenzen können dann durch einfache Filterkerne ausgedrückt werden:

$$G_x = \begin{bmatrix} -1 & 1 \end{bmatrix} \quad G_y = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Bei der Berechnung der Gradienten muss allerdings beachtet werden, dass die tatsächliche Position für die Annäherung von  $G_x$  an der Position  $[i, j+\frac{1}{2}]$  und für  $G_y$  an der Position  $[i+\frac{1}{2}, j]$  liegt. Grundsätzlich sollte beachtet werden, dass bei Rechenoperationen mit Bildern der Ursprung in der oberen, linken Ecke des Bildes liegt und der Index  $j$  der  $x$ -Richtung entspricht, während der Index  $i$  der negativen  $y$ -Richtung eines gewöhnlichen zweidimensionalen Koordinatensystems entspricht. Um das Problem der verschiedenen Orte der Ableitung zu umgehen, werden häufig statt der  $2 \times 1$ - und  $1 \times 2$ -Filterkerne zwei  $2 \times 2$ -Filterkerne genutzt:

$$G_x = \begin{bmatrix} -1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \quad G_y = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & -1 \end{bmatrix} \quad (4.17)$$



Für beide Filterkerne liegt der Ort der Ableitungen dann am selben Ort  $[i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}]$  zwischen den 4 Pixeln der  $2 \times 2$ -Nachbarschaft.

Eine sehr einfache Methode, um den Gradient anzunähern, ist der Robert's-Cross-Operator:

$$G[f(i,j)] = |f[i,j] - f[i+1,j+1]| + |f[i+1,j] - f[i,j+1]| \quad (4.18)$$

Bei der Verwendung von Filterkernen wird dieser Ausdruck zu:

$$G[f(i,j)] = |G_x| + |G_y| \quad (4.19)$$

Mit den folgenden Filterkernen berechnet sich der Robert's-Cross-Operator analog zu dem bereits zuvor angeführten Gradienten-Operator, auch der Ort der Ableitungen  $[i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}]$  ist gleich:

$$G_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad G_y = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.20)$$

Bei  $3 \times 3$ -Filterkernen liegt dann der Ort der Ableitung auf dem zentralen Pixel. Der einfachste Kantefilter dieser Klasse ist der Prewitt-Operator mit seinen beiden Filterkernen:

$$G_x = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad G_y = \begin{bmatrix} -1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

Aus einer stärkeren Wichtung der direkten Nachbarn des zentralen Pixels ergibt sich der als Sobelfilter bezeichnete Gradienten-Operator mit seine beiden Filterkernen:

$$G_x = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad G_y = \begin{bmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

Dieser Kantefilter wird sehr häufig eingesetzt als ein Kompromiss zwischen Rauschempfindlichkeit und Sensibilität gegenüber Gradienten bei einer gleichzeitig hohen numerischen Effektivität. Die Stärke des Gradienten wird dabei aus der euklidischen Norm von  $G_x$  und  $G_y$  bestimmt. Die Anwendung einer Auswahl auf Gradienten basierender Kantefilter ist in Abb. 4.4 gezeigt. Die Charakteristiken der einzelnen Filter lassen sich anhand der Bilder nur schlecht beurteilen, aus diesem Grund ist die Auswahl eines Filters für eine bestimmte Aufgabe häufig nur durch ausgiebiges Testen verschiedener Filter möglich.

Neben auf Gradienten basierenden Kantefiltern gibt es auch Operatoren, welche eine Detektion von Kanten durch die zweite Ableitung ermöglichen. Hierbei ist der Laplace-Operator das zweidimensionale Äquivalent zu einer zweiten Ableitung. Der Laplace-Operator angewendet auf eine Funktion  $f(x,y)$  ist definiert als:

$$\nabla^2 f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \quad (4.23)$$

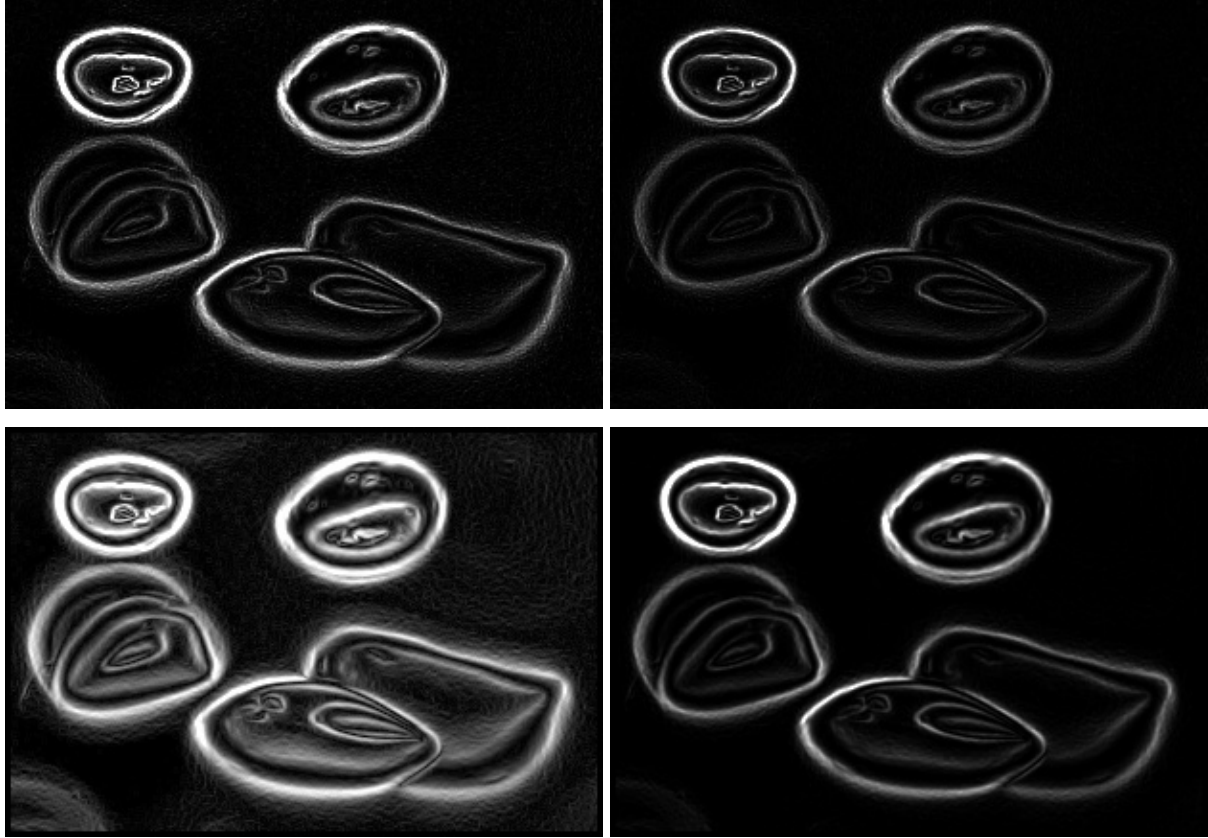


Abb. 4.4: Verschiedene Kantenfilter angewandt auf das aus Abb. 4.3 (links) bekannte Schattenbild der Blasen. Oben links: Gradienten-Filter, Oben rechts: Robert's-Cross-Filter, Unten links: Prewitt-Filter, Unten rechts: Sobelfilter.

Die zweiten Ableitung entlang der x- und der y-Richtung kann angenähert werden durch:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} &= \frac{\partial G_x}{\partial x} \\ &= \frac{\partial(f[i, j+1] - f[i, j])}{\partial x} \\ &= \frac{\partial f[i, j+1]}{\partial x} - \frac{\partial f[i, j]}{\partial x} \\ &\approx (f[i, j+2] - f[i, j+1]) - (f[i, j+1] - f[i, j]) \\ &= f[i, j+2] - 2f[i, j+1] + f[i, j] \end{aligned} \quad (4.24)$$

Allerdings ist das Zentrum dieser Approximation der Pixel  $[i, j+1]$ . Durch eine Substitution von  $j$  mit  $j-1$  erhält man eine Annäherung für die zweite partielle Ableitung, welche um den Pixel  $[i, j]$  zentriert ist:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = f[i, j+1] - 2f[i, j] + f[i, j-1] \quad (4.25)$$

Analog dazu ergibt sich die zweite partielle Ableitung in y-Richtung:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial y^2} = f[i+1, j] - 2f[i, j] + f[i-1, j] \quad (4.26)$$

Durch Kombination der beiden Gleichungen zu einem einzigen Operator erhält man einen Filterkern zur Annäherung des Laplace-Operators:

$$\nabla^2 \approx \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & -4 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.27)$$

Alternativ werden auch folgende Filterkerne als Annäherung an einen Laplace-Operator genutzt:

$$\nabla^2 \approx \begin{bmatrix} 1 & 4 & 1 \\ 4 & -20 & 4 \\ 1 & 4 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{oder} \quad \nabla^2 \approx \begin{bmatrix} -1 & -1 & -1 \\ -1 & 8 & -1 \\ -1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

Eine große Anzahl an Kantenfiltern in der Literatur basieren ebenfalls auf dem Prinzip des Laplace-Operators wie der Edge-Filter:

$$f[k, l] = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & -13 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.29)$$

Im Gegensatz zum Ausgangssignal eines Gradienten-Operators repräsentiert das Ausgangssignal eines Laplace-Operators eine Kante nicht durch ein Maximum sondern durch einen Nulldurchgang. Der Laplace-Operator wird wegen seiner rauschempfindlichen zweiten Ableitungen nicht sehr häufig in der Bildverarbeitung eingesetzt. Das Bildrauschen erfordert vor seiner Anwendung gute Glättungsfiler. So erscheinen auch die beiden Beispiele für die Anwendung des Laplace-Operators und des Edge-Filters in Abb. 4.5 stark verrauscht.

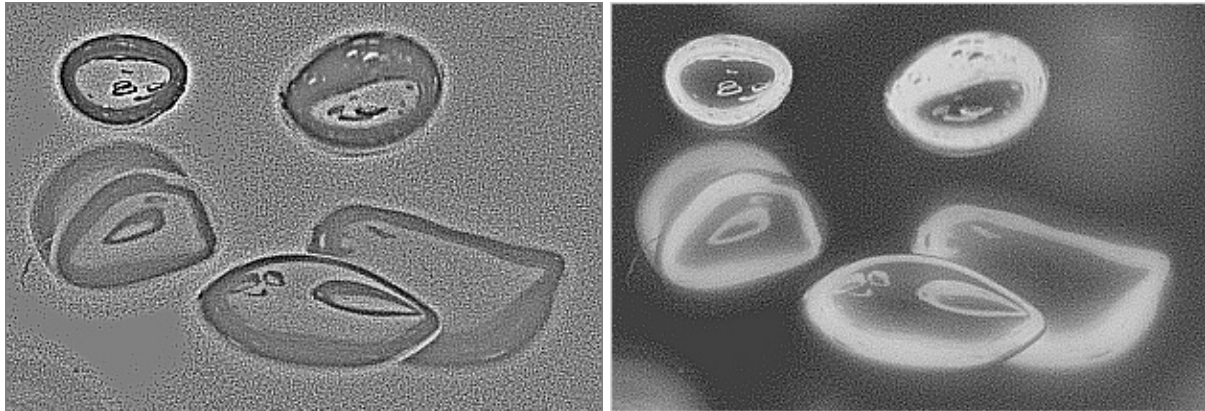


Abb. 4.5: Auf der zweiten Ableitung basierende Filter angewandt auf das aus Abb. 4.3 (links) bekannte Schattenbild der Blasen. Links: Laplace-Operator, Rechts: Edge-Filter.

Ein Filter, der einen Gauß'schen Glättungsfilter und einen Kantenfilter durch eine zweite Ableitungen in sich vereint ist der von Marr & Hildreth (1980) entwickelte sogenannte Laplacian of Gaussian (LoG). Die Ausgabe des LoG-Operators  $L(x,y)$  kann dargestellt werden durch die Faltung eines Gauß'schen Filters  $G(x,y)$  mit der Matrix des Bildes und der nachfolgenden Anwendung des Laplace-Operators:

$$L(x, y) = \nabla^2[G(x, y) * f(x, y)] \quad (4.30)$$

Durch Anwendung der Ableitungsregel für die Faltung erhält man:

$$L(x, y) = [\nabla^2 G(x, y)] * f(x, y) \quad (4.31)$$

wobei der Ausdruck:

$$\nabla^2 G(x, y) = \left( \frac{x^2 + y^2 - 2s^2}{s_{LoG}^4} \right) e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2s_{LoG}^2}} \quad (4.32)$$

wegen seines besonderen Funktionsverlaufes gewöhnlich als Mexican-Hat-Operator bezeichnet wird (Abb. 4.6). In letzter Zeit wird der Ausdruck infolge des Booms der Wavelet-Techniken allerdings immer öfter als Marr-Wavelet bezeichnet (Burke Hubbard 1997).

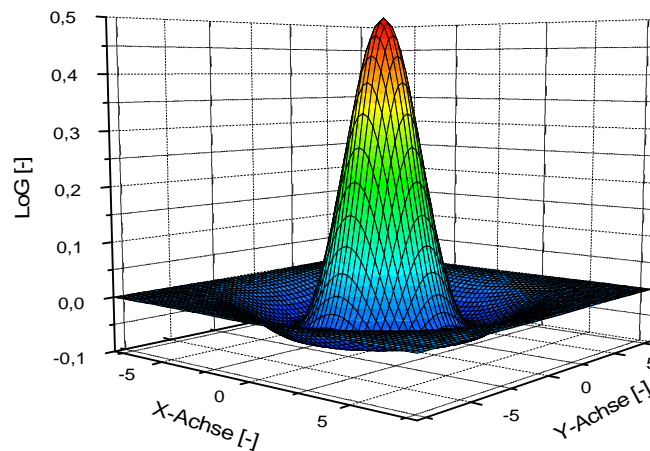


Abb. 4.6: Die invertierte Funktion Laplacian of Gaussian (Mexican Hat Operator) für  $\sigma_{LoG} = 2$  in zwei Dimensionen.

Für die Aufbereitung von PIV-Aufnahmen hat es sich als besonders günstig erwiesen, dass die Filterweite des LoG-Filters durch den Parameter  $\sigma_{LoG}$  bestimmt wird und der Filter so auf die Bildverhältnisse und Größe der Partikelabbildungen angepasst werden kann. Der Funktionsverlauf des LoG und der Intensitätsverlauf für Gaußförmige Partikelabbildungen sind für verschiedene Parameter von  $\sigma_{Gauss}$  und  $\sigma_{LoG}$  in Abb. 4.7 dargestellt. Aus gleiche Weise wie der Parameter  $\sigma_{Gauss}$  die Weite und Amplitude der Gaußfunktion verändert, wird der Funktionsverlauf des LoG durch den Parameter  $\sigma_{LoG}$  beeinflusst. Der Filterkern des LoG-Filters kann nach Art der Belichtung, also Auflicht mit erhellten Partikelabbildungen auf dunklem Bildhintergrund oder Hintergrundbeleuchtung mit Partikelschatten, invertiert werden. Hierzu wird lediglich das Vorzeichen der Koeffizienten des Filterkerns geändert:

$$L[i,j] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & -2 & -1 & 0 \\ -1 & -2 & 16 & -2 & -1 \\ 0 & -1 & -2 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} = -1 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 2 & 1 & 0 \\ 1 & 2 & -16 & 2 & 1 \\ 0 & 1 & 2 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.33)$$

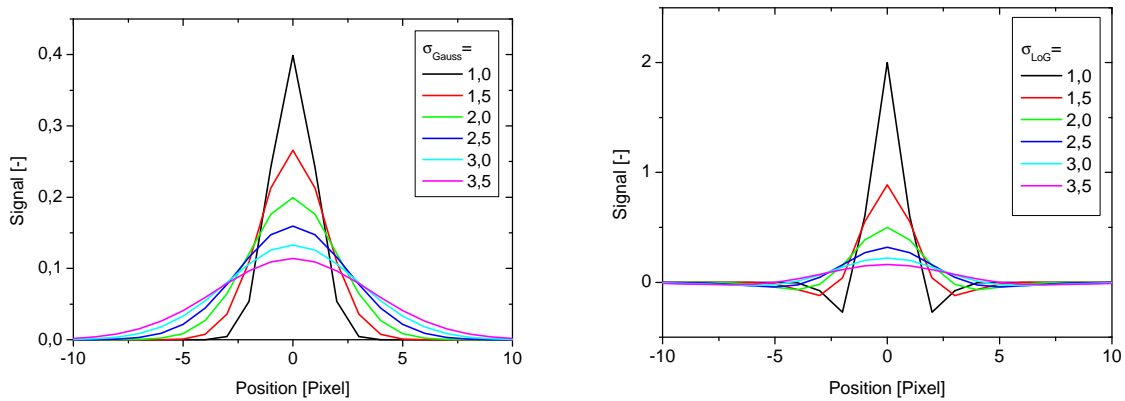


Abb. 4.7: Gauß'sche Glockenkurve (links) und Mexican Hat-Operator (rechts) für verschiedene Standardabweichungen  $s_{\text{LoG}}$ .

Die Anwendung des LoG-Filters auf Partikelabbildungen (Abb. 4.8) deren Weitenparameter  $\sigma_{\text{LoG}}$  dem des LoG entspricht, führt zur größten Verstärkung der Amplitudenwerte der Partikelabbildungen (Abb. 4.9). Partikelabbildungen, deren Weite geringer als die des LoG-Filters ist, werden durch die Anwendung des LoG verbreitert, während größere Partikelabbildungen verkleinert werden. Durch die Anwendung eines LoG-Filters, dessen Weitenparameter geringer als die Weite der Partikelabbildung ist, werden die zentralen Regionen der Partikelabbildung besonders verstärkt. Ist im umgekehrten Fall die Weite des LoG-Filters größer als die Weite der Partikelabbildungen werden die Ränder der Partikel hervorgehoben. Nach Anwendung des LoG entspricht der Intensitätsverlauf der Partikelabbildung nicht mehr dem Funktionsverlauf einer Gaußkurve und nimmt in den Randbereichen negative Wert an. Diese liegen jedoch außerhalb des für Bildmatrizen üblichen Wertebereiches und werden zu null gesetzt, wodurch bei vielen Anwendungen der Bildhintergrund verschwindet oder Rauschanteile reduziert werden. Infolge der nicht Gaußförmigen Intensitätsverläufe der Partikelabbildungen liefert die subpixelgenaue Bestimmung der Lage der Korrelationspeak durch parabolische Anpassungsfunktionen bei PIV-Auswertungen von LoG-gefilterten Bildern eine höhere Präzision als die Gauß'schen Fits.

Die Wirkung des LoG-Filters auf PIV-Aufnahmen ist exemplarisch in Abb. 4.10 für verschiedene Abbildungsgrößen der Tracer dargestellt. Es ist zu erkennen, wie kleine Tracer ( $s_{\text{Tracer}} = 1, 2$ ) durch den Filter hervorgehoben werden, während große Partikel in ihrer Abbildung verkleinert werden und schärfer abgebildet erscheinen.

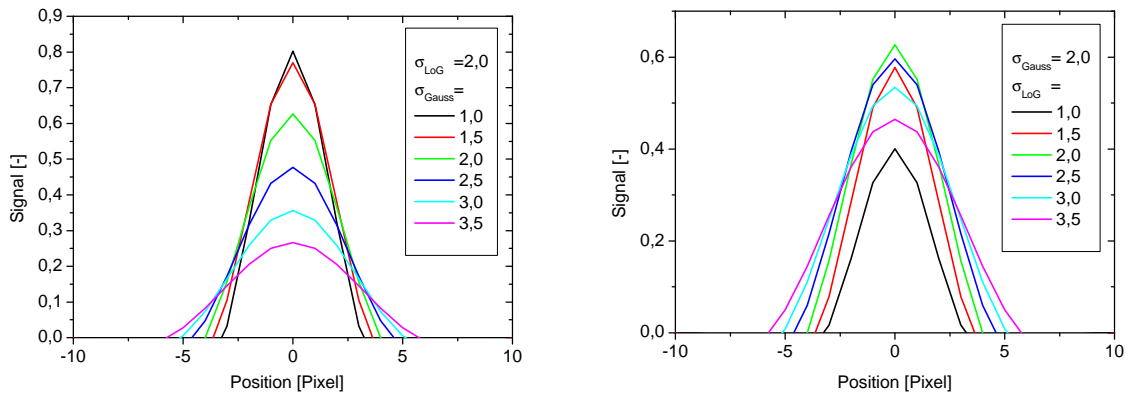


Abb. 4.8: Variationen der Anwendung des LoG. Linke Seite: Anwendung eines LoG mit  $s_{LoG} = 2$  auf Partikelabbildungen verschiedener Größe. Rechte Seite: Anwendung des LoG mit unterschiedlichem Parameter  $s_{LoG}$  auf eine Partikelabbildung mit der Standardabweichung  $s_{Gauss} = 2$ .

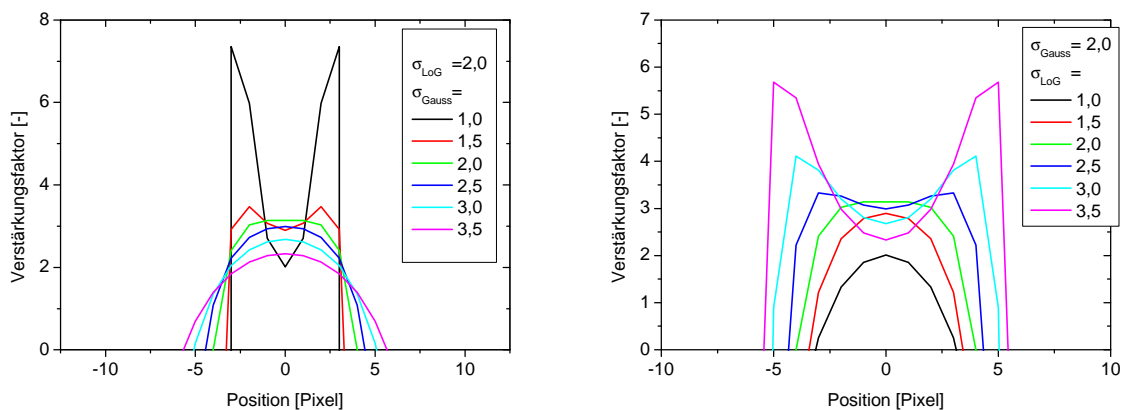


Abb. 4.9: Verstärkungsfaktoren bei der Anwendung des LoG

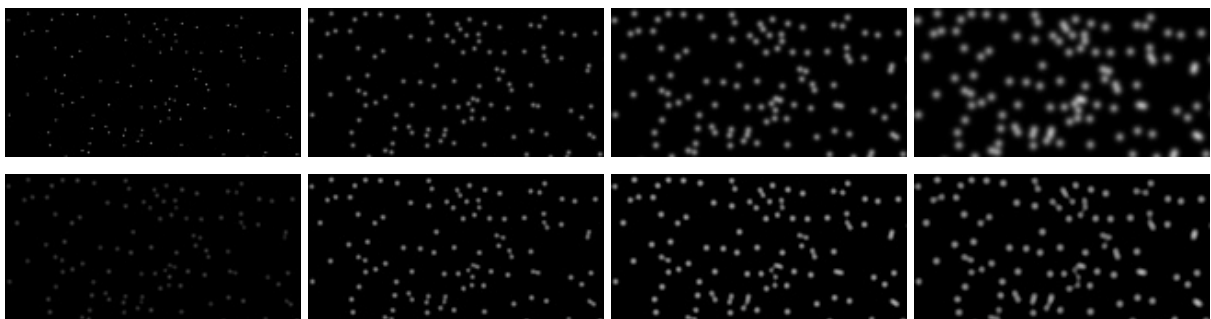


Abb. 4.10: Anwendung eines  $7 \times 7$ -LoG-Filters mit  $s_{LoG} = 1$  auf Tracerabbildungen verschiedener Größe. Obere Reihe: Original-Bilder der Tracer mit einem Partikel-durchmesser von 1, 2, 3, 4 Pixel (von links nach rechts). Untere Reihe: Gefilterte Bilder.

### 4.3 Nicht-lineare Filter

Ein großes Problem lokal mittelnder Glättungsfilter ist, dass sie scharfe Übergänge der Helligkeiten innerhalb eines Bildes verschmieren. Alternativen bieten nicht-lineare Filter wie der Medianfilter. Er ist neben den Tiefpassfiltern der wichtigste Filter zur Entfernung des Bildrauschens und kleiner Störungen. Innerhalb seines Filterkerns wird der Medianwert der Grauwerte der Nachbarschaft bestimmt und auf diese Weise jeder Pixel durch den Medianwert seiner Nachbarschaft ersetzt. Zur Bestimmung des Medianwerts werden Sortieralgorithmen eingesetzt statt der im Falle linearer Filter üblichen Faltung der Bildmatrix mit Filterkernen durch gewichtete Summation, woraus sich der nicht-lineare Charakter des Filters ergibt. Die Größe der Nachbarschaft kann bei der Anwendung des Medianfilters frei gewählt werden, wodurch die Stärke des Filters beeinflusst wird. Größere Nachbarschaften führen zur Eliminierung größerer Objekte aus dem Bild. Die Eliminierung kleiner Objekte durch den Medianfilter kann bei PIV-Aufnahmen einer Zwei-Phasenströmung zur Phasendiskriminierung genutzt werden, indem durch den Medianfilter kleine Objekte also auch Tracer-Partikel aus dem Bild entfernt werden und somit lediglich Abbildungen der dispersen Phase zurückbleiben (Abb. 4.11).

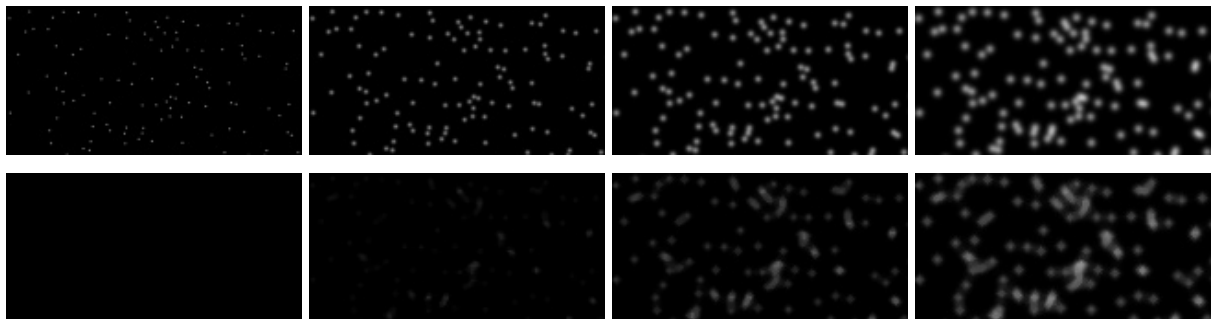


Abb. 4.11: Anwendung des  $5 \times 5$ -Medianfilters auf Tracerabbildungen verschiedener Größe. Obere Reihe: Original Bilder der Tracer mit einem Partikeldurchmesser von 1, 2, 3, 4 Pixel (von links nach rechts). Untere Reihe: Gefilterte Bilder.

Auf ähnliche Weise wie der Medianfilter funktionieren auch Minimum- und Maximum-Filter. Bei diesen Filtern entspricht die Ausgabe des Filters nicht dem Median-Wert der Grauwerte der Nachbarschaft sondern dem minimalen bzw. maximalen Grauwert  $g$  der Nachbarschaft  $N$ :

$$\text{Min}(i,j) = \min(g \hat{\mathbf{I}} N) \quad (4.34)$$

$$\text{Max}(i,j) = \max(g \hat{\mathbf{I}} N) \quad (4.35)$$



Minimum- und Maximum-Filter werden auch als Graustufen-Erosion und Graustufen-Dilation bezeichnet, da sie helle Bereiche innerhalb der Bilder verkleinern bzw. vergrößern. Für die Behandlung von Tracer-Aufnahmen sind diese Filter ungeeignet, da sie zu Blockartefakten führen, welche die Präzision der Auswertungen stark herabsetzen. Allerdings können sie durchaus bei der Identifikation großer Objekte nützlich sein.

Ebenfalls zu den nicht-linearen Filtern zählt der wenig bekannte Speckle-Filter (Abb. 4.12). Er dient dazu, kleine helle Bildstörungen vor einem dunklen Hintergrund zu entfernen. Ist die Summe der Grauwerte der Nachbarschaft kleiner als ein festgelegter Schwellwert  $T_G$ , wird dem betreffenden Pixel der Grauwert Null zugewiesen:

$$S(i, j) = \begin{cases} g(i, j) & : \sum_{N_N} g(i, j) \geq T_G \\ 0 & : \sum_{N_N} g(i, j) < T_G \end{cases} \quad (4.36)$$

Durch diese Vorgehensweise erreicht man neben der Entfernung kleiner Objekte eine Vergleichmäßigung des Bildhintergrundes was bei PIV-Auswertungen mit Pattern-Tracking-Verfahren (z.B. MAD, MQD) zu Vorteilen durch geringeren Rauschanteilen führen kann.

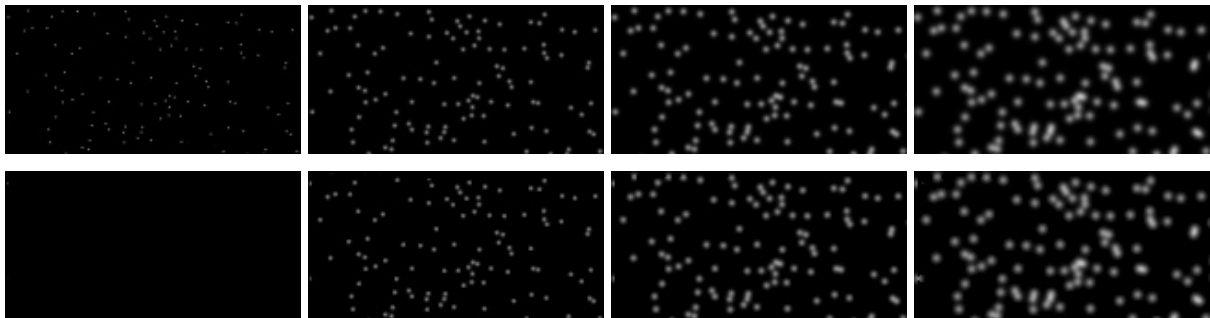


Abb. 4.12: Anwendung eines  $5 \times 5$ -Specklefilters mit dem Schwellwert  $T = 511$  auf Tracerabbildungen verschiedener Größe. Obere Reihe: Original-Bilder der Tracer mit einem Partikeldurchmesser von 1, 2, 3, 4 Pixel (von links nach rechts). Untere Reihe: Gefilterte Bilder. Kleine Objekte oder Störungen werden durch den Filter vollständig eliminiert.

#### 4.4 Bildoperationen für Zwei-Phasenströmungen

Bilder von Zwei-Phasenströmungen müssen für eine Auswertung durch die PIV grundsätzlich aufgearbeitet werden um lediglich die Eigenschaften der kontinuierlichen Phase zu erfassen und die Abbildungen der dispersen Phase möglichst vollständig aus den Bildern zu eliminieren. Dazu hat sich der LoG-Filter als besonders brauchbar erwiesen. Zur weiteren Optimierung der Anwendung des LoG-Filters auf die Bilder der Tracer-Partikel war es nötig,

der Strömung eine sehr eng verteilte Fraktion der Partikel zuzugeben. Dazu wurde das breit verteilte Ausgangsmaterial in mehrere Fraktionen gesiebt und nur die Fraktion mit einem Partikeldurchmesser im Bereich zwischen 40 und 60  $\mu\text{m}$  wurde für das Seeding der Blasenströmung verwendet.

Nach Anwendung des LoG-Filters blieben neben den Tracern auch die Ränder von scharf abgebildeten Blasen in den Bildern zurück, welche durch eine zusätzliche Bildoperation entfernt werden mussten. Eine schematische Darstellung aller dazu ausgeführten Bildverarbeitungsoperationen findet sich in Abb. 4.13. Durch Anwendung eines  $5 \times 5$ -Medianfilters auf das LoG-gefilterte Originalbild wurde ein Bild (Image C) erzeugt, welches zwar noch alle großen Objekte, aber keine Tracer-Partikel mehr enthielt. Dieses Bild mit den Rändern der Blasen wurde von dem LoG-gefilterten Bild (Image B) Pixel für Pixel subtrahiert. Das resultierende Bild (Image D) enthielt lediglich die Abbildungen der Tracer-Partikel und war für eine Auswertung durch die PIV geeignet. Hierbei unterstützt, die bereits in Kapitel 4.2.3 erwähnte die Partikelgröße regulierende Funktion des LoG, die Anwendung des Medianfilters zur Entfernung kleiner Objekte. Zwar sind in den behandelten Bildern bisweilen noch sehr dunkle Umrisse von Blasen erkenntlich, allerdings dominieren innerhalb der Korrelationsmatrizen der PIV-Auswertungen bei ausreichend hoher Tracer-Konzentration die Signale der durch die Bildoperation hervorgehobenen Tracer-Partikel als entsprechend steile Korrelationspeaks mit starker Amplitude.

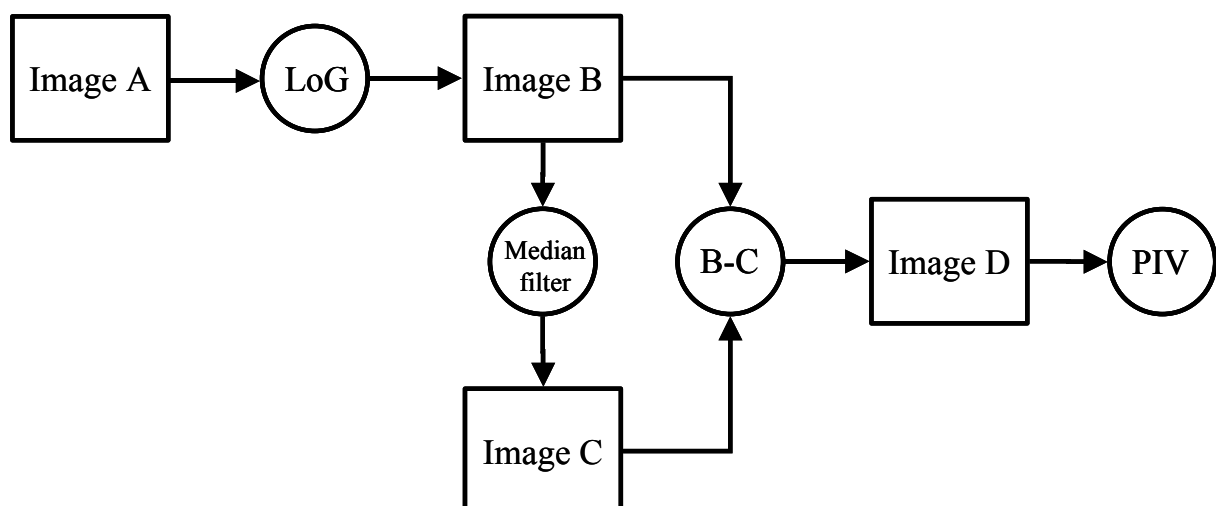
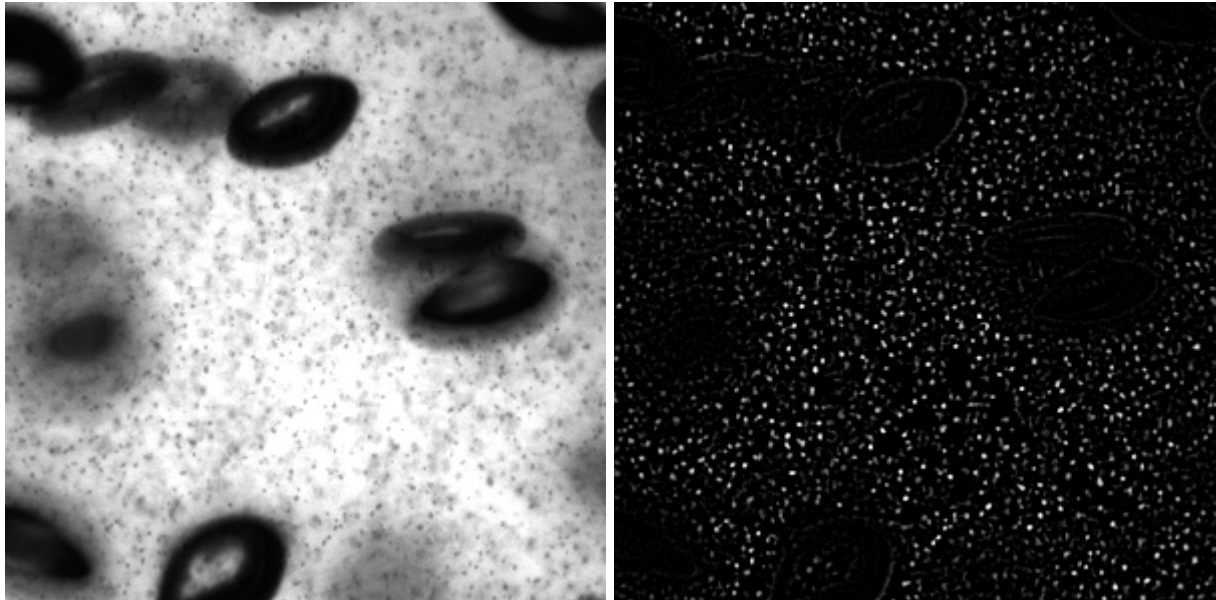


Abb. 4.13: Schematische Darstellung der Filterstruktur zur Phasendiskriminierung der Flüssigkeit durch die Extraktion der Tracer-Partikel aus den Bildern der Zwei-Phasenströmung.

Abb. 4.14 zeigt ein Beispiel der Anwendung der beschriebenen Bildoperationen auf ein Hintergrund beleuchtetes Bild einer Blasenströmung, welche mit Tracer-Partikeln versetzt wurde. Durch die Anwendung der in Abb. 4.13 dargestellten Bildoperationen konnten die Tracer-Partikel hervorgehoben werden und die Abbildungen der Blasen nahezu vollständig aus dem Bild entfernt werden.



*Abb. 4.14: Anwendung der Phasendiskriminierung der Flüssigkeit durch die Extraktion der Tracer-Partikel auf ein Bild der Zwei-Phasenströmung. Links: Originales Bild, Rechts: Gefiltertes Bild.*

## 5 Untersuchung der Blasensäule mittels PDA und LDA

Mit dem Ziel eine Datenbasis für die Modellierung von Schwarmeffekten und blasen-induzierter Turbulenz in Blasenströmungen bereitzustellen, wurden detaillierte Experimente in einer Blasensäule mit einem Durchmesser von 140 mm und einer Höhe von 800 mm durchgeführt. Die Blasengrößen lagen im Bereich zwischen 0,25 und 1,5 mm. Zur Erzeugung derartig feiner Blasen wurde eine mikroporöse Membran als Begaser verwendet. Der Gasgehalt lag zwischen 0,5 und 3,0 %. Für die simultane Messung von Blasengröße und –geschwindigkeit wurde ein Zweikomponenten-Phasen-Doppler-Anemometer verwendet. Während die Phasen-Doppler-Anemometrie in anderen Anwendungsbereichen, wie bei der Untersuchung von Sprays, eine breite Anwendung findet, ist ein Einsatz zur Untersuchung von Blasenströmungen recht selten. Die Größe der Blasen, Messvolumeneffekte und niedrige Datenraten machen die Anwendung der PDA schwierig oder bisweilen unmöglich.

### 5.1 Einleitung

Blasenströmungen finden sich in zahlreichen industriellen Anwendungen wie der Abwasseraufbereitung und in Blasensäulenreaktoren. Die Hydrodynamik in Blasensäulen wird bestimmt durch den Blasenanstieg auf Grund der vorliegenden Blasengrößenverteilung und des Gasgehaltes. Der Blasenanstieg induziert dabei die Turbulenz der Strömung sowohl durch die Ausbildung großskaliger Strömungsstrukturen als auch durch die Scherspannung innerhalb der Blasenachlaufstrukturen. Die Turbulenz in Blasensäulen hat wiederum einen großen Einfluss auf den Stofftransport sowohl zwischen den Phasen als auch innerhalb der kontinuierlichen Phase.

Detaillierte Untersuchungen der Hydrodynamik erfordern die Messung der lokalen Blasengrößenverteilung, des Gasgehaltes, der Blasen- und der Flüssigkeitsgeschwindigkeit. Hierzu werden gewöhnlich Sondenmesstechniken wie Hitzdrahtsonden, optische Fasersonden, Ultraschallsonden und elektrodiffraktive Sonden eingesetzt. Allerdings ist die Anwendung von Sondenmesstechnik für kleine Blasen ( $d_B < 2$  mm) sehr schwierig und führt zu beträchtlichen Fehlern, da die Sonden die Strömung und besonders die Blasenbewegung stören.

Experimentelle Untersuchungen in Blasensäulen mittels berührungslosen optischen Methoden wie der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), der Phasen-Doppler Anemometrie (PDA) und Visualisierungstechniken sind selten. Eine der ersten Untersuchungen der Hydro-

dynamik von Blasensäulen wurde von Franz et al. (1984) durchgeführt. Es wurden Messungen der Geschwindigkeit der Flüssigkeitsphase und der Turbulenz für verschiedene Gasgehalte durchgeführt. In letzter Zeit haben Mudde et al. (1997) die LDA zur Messung der Flüssigkeitgeschwindigkeit und zur Bestimmung von Turbulenzeigenschaften wie Reynoldsspannungen und Turbulenzspektren angewendet. Es war ihnen sogar möglich bei Gasgehalten bis zu 25 % Messungen durchzuführen, allerdings konnten diese Messungen nur für sehr geringe Eindringtiefen durchgeführt werden.

Durch Anwendung der PDA ist es zusätzlich möglich, lokale Blasengrößenverteilungen zu bestimmen, was allerdings sphärische Blasen voraussetzt. Für Luftblasen in Wasser begrenzt die Verformung der Blasen die Anwendbarkeit der PDA auf Blasen mit  $d_B < 1$  mm, da nur für diese genaue Größenmessungen durchgeführt werden können. Größere Blasen haben sphäroide Form, sodass der Fehler für die Größenmessung zunimmt, wie Tassin & Nikitopoulos (1995) gezeigt haben.

Dieses Kapitel erläutert die durchgeführten Arbeiten zur Untersuchung der Hydrodynamik einer feinblasig begasten Blasensäule. Hierbei wurde die PDA zur Bestimmung der Geschwindigkeit beider Phasen und der Blasengrößenverteilung angewandt. Die Problematik der Anwendung der PDA auf die Untersuchung von Blasen und mögliche Fehler bei der Bestimmung der Blasengröße werden detailliert erläutert.

## **5.2 Versuchsaufbau**

Die verwendete Blasensäule hatte einen Innendurchmesser von 140 mm und eine Höhe von 800 mm, wobei die Höhe der Wassersäule  $H_L = 650$  mm betrug. Um die Brechung durch die gekrümmte Wand der Blasensäule zu reduzieren, befand sich diese in einem rechteckigen mit Wasser gefüllten Behälter. Als Begaser diente ein Membranbegaser, dessen mikroporöse Polyurethan-Membran einen Porendurchmesser von  $0,7 \mu\text{m}$  hatte. Diese Membran war zwischen zwei perforierten Platten eingespannt und wurde von unten mit Druckluft beaufschlagt. Durch diesen Begaser wurde eine homogene Begasung über einen Durchmesser von 100 mm gewährleistet. Der Gasvolumenstrom wurde durch eine Rotameter ermittelt und durch Variation des Vordruckes ( $0,7 \div 1,2$  bar) eingestellt. Auf Grund der stärkeren Dehnung der Membran bei höheren Drücken nahm auch die Blasengröße mit dem Volumenstrom zu. Es wurden Messungen für Gasgehalte zwischen 0,3 und 3,0 % durchgeführt, wobei Blasengrößen zwischen 0,25 und 1,5 mm erzeugt wurden. Um die Blasenkoaleszenz zu mindern, wurde dem Wasser Propanol in einer Volumenkonzentration von 0,004 % zugesetzt. Durch die Zugabe von Propanol wurde bei konstantem Gasvolumenstrom im zunehmenden

Maße die mittlere Blasengröße (Abb. 5.1) vermindert, was auch die mittlere Blasenauftiegs-  
geschwindigkeit und den Gasgehalt (Abb. 5.2) beeinflusste.

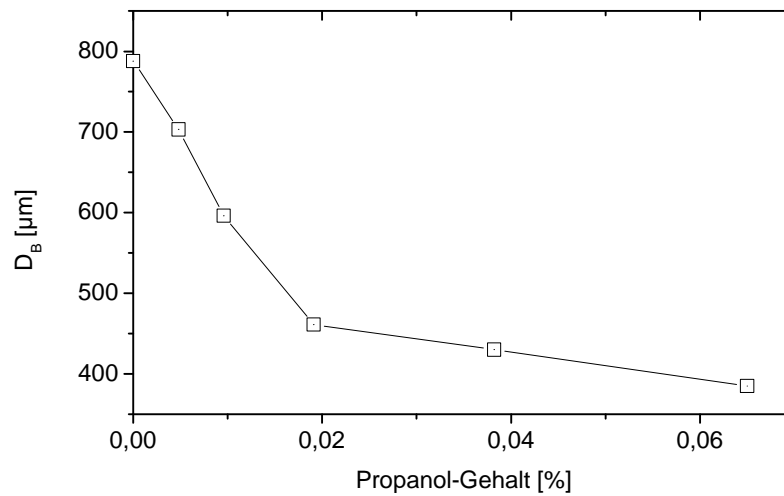


Abb. 5.1: Einfluss der Konzentration an Propanol auf den anzahlgemittelten Blasendurchmesser  $D_B$ .

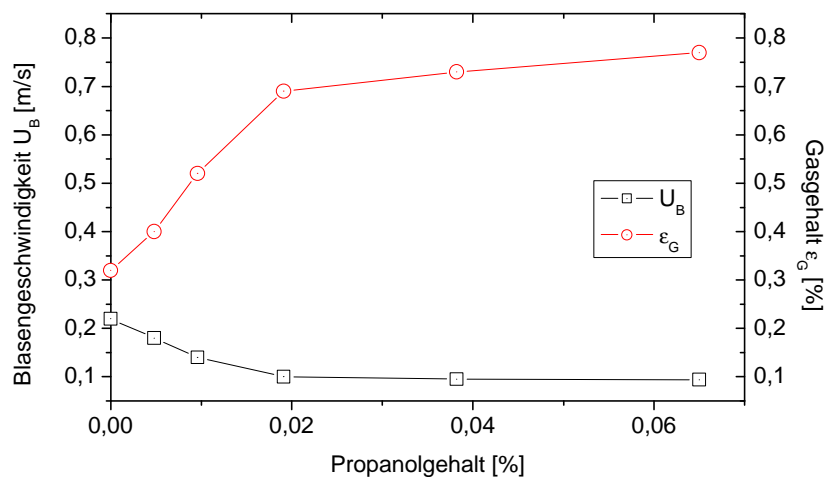


Abb. 5.2: Einfluss der Konzentration an Propanol auf die mittlere Blasenauftiegs-  
geschwindigkeit  $U_B$  und den Gasgehalt  $\epsilon_G$ .

Während sich der Blasendurchmesser bis zu einer Volumenkonzentration von 0,02 % noch recht stark ändert, ist darüber hinaus die Änderung des Blasendurchmessers nur noch sehr gering, sodass für den Gasgehalt und die Blasenauftiegs-  
geschwindigkeit ein Plateau erreicht wird. Messungen mit Propanol-Konzentrationen im Bereich dieses Plateaus wären wünschenswert, da dort eine geringe Änderung der Propanol-Konzentration nahezu keinen

Einfluss auf die Parameter der Blasenströmung hätte. Allerdings ist, bei diesen geringen Blasengrößen die spezifische Phasengrenzfläche zu groß, um optische Messungen in der Mitte des Kolonnenquerschnittes durchzuführen. Die eingesetzte Volumenkonzentration von 0,004 % Propanol stellt somit einen Kompromiss zwischen Koaleszenzhemmung und optischer Zugänglichkeit dar. Da bei diesen geringen Konzentrationen an Propanol die Fugazitäten von Propanol und Wasser etwa gleich groß sind, konnte zumindest gewährleistet werden, dass sich die Konzentration innerhalb der Dauer einer Messung (12 ÷ 24 h) nicht nennenswert änderte.

### 5.3 PDA-System

Das verwendete PDA ist ein konventionelles PDA mit Fiberoptiken (Dantec, Fiber-PDA). Die Sende- und Empfangsoptiken sind auf einer 3-Achsen CNC-Traverse montiert, wodurch vollautomatische Messungen über dem Querschnitt der Kolonne und in verschiedenen Höhen über dem Begaser möglich sind (Abb. 5.3). Die Profile wurden in Richtung der optischen Achse der Sendeoptik vermessen. Wegen der unterschiedlichen Weglängen der Laserstrahlen im Wasser ergibt sich eine Verschiebung des Schnittpunktes der Strahlen, also des Messvolumens. Um dies auszugleichen, wird die Empfangsoptik auf einer eigenen Traverse automatisch dem Messvolumen in horizontaler Richtung nachgeführt (Abb. 5.4).

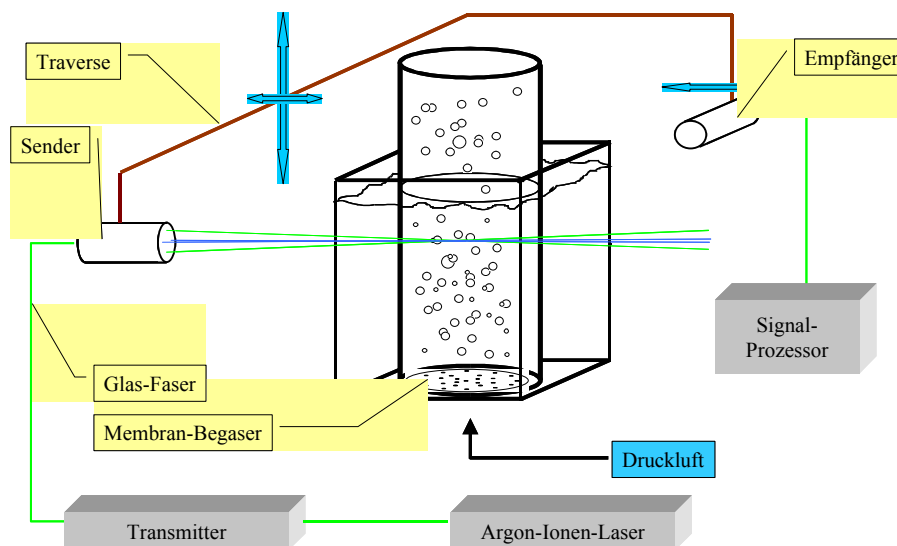


Abb. 5.3: Schema des Versuchsaufbaus mit Blasensäule und PDA-System.

Blasengrößenmessungen werden in der Regel für einen Streuwinkel zwischen 70° und 90° ausgeführt, da in diesem Bereich der reflektierte Anteil dominiert und sowohl für parallele als auch senkrechte Polarisation ein lokales Maximum (Abb. 5.5) auftritt (Tassin & Nikitopoulos 1995, Crowe et al. 1998). Für die ersten Untersuchungen wurde die parallele

Polarisation und ein Streulichtwinkel von  $70^\circ$  gewählt, da die Phasen-Größen-Beziehung in diesem Fall einen linearen Verlauf besitzt und die mittels geometrischer Optik und Mie-Theorie berechneten Verläufe sehr gut übereinstimmen (Abb. 5.6).

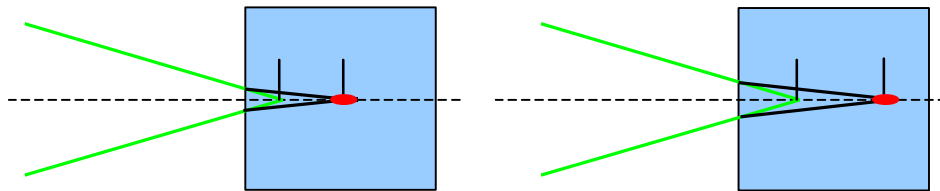


Abb. 5.4: Verschiebung des Messvolumens bei unterschiedlichen Weglängen der Laserstrahlen im Wasser. Zur Korrektur muss der Empfänger separat dem Messvolumen nachgeführt werden.

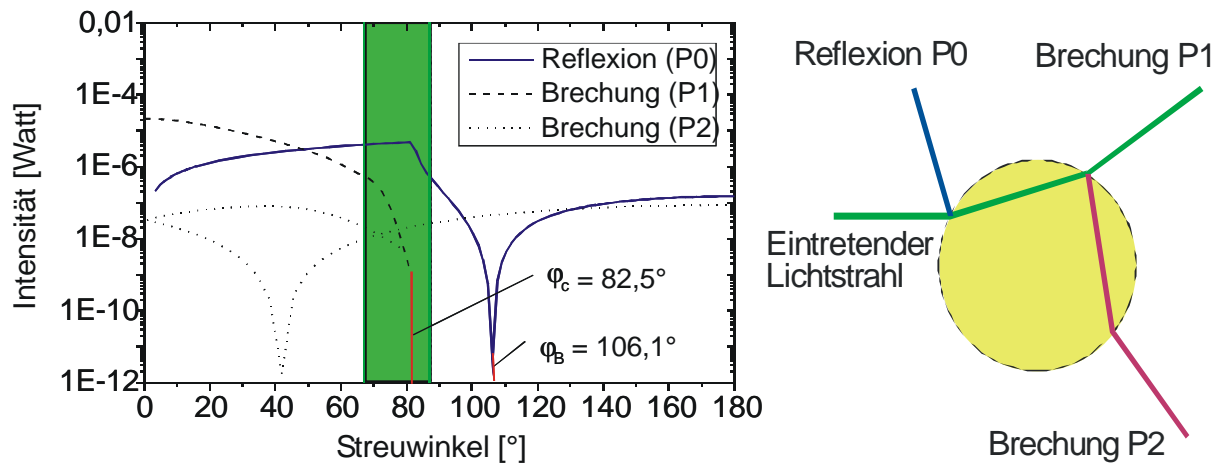


Abb. 5.5: Intensität verschiedener Streulichtmoden als Funktion des Streuwinkels (gemessen von der Ausbreitungsrichtung) für Luftblasen in Wasser (relativer Brechungsindex  $m = 0,75$ ) und parallele Polarisation errechnet mit geometrischer Optik ( $\mathbf{j}_B$ : Brewsterwinkel,  $\mathbf{j}_c$ : Kritischer Winkel). Der für Blasen relevante Bereich dominierender Reflexion ist grün unterlegt.

Zur simultanen Messung der Geschwindigkeit der Blasen und der Flüssigkeit wurde die Flüssigkeit mit Tracer-Partikeln versetzt. Die Tracer sollen folgende Eigenschaften erfüllen:

- Die Partikel sollen klein und leicht genug sein, um den turbulenten Schwankungen der Strömung zu folgen.
- Die Streulichtintensität der Partikel soll groß genug sein, sodass die Tracer-Signale mit ausreichend hoher Datenrate erfasst werden.
- Die gemessene Größenverteilung der Partikel soll sich nicht mit der der Blasen überschneiden, um eine Phasendiskriminierung mittels der Größe möglich zu machen.



Dies setzt voraus, dass auch für die Tracer das reflektierte Licht bei einem Streuwinkel von  $70^\circ$  dominant ist.

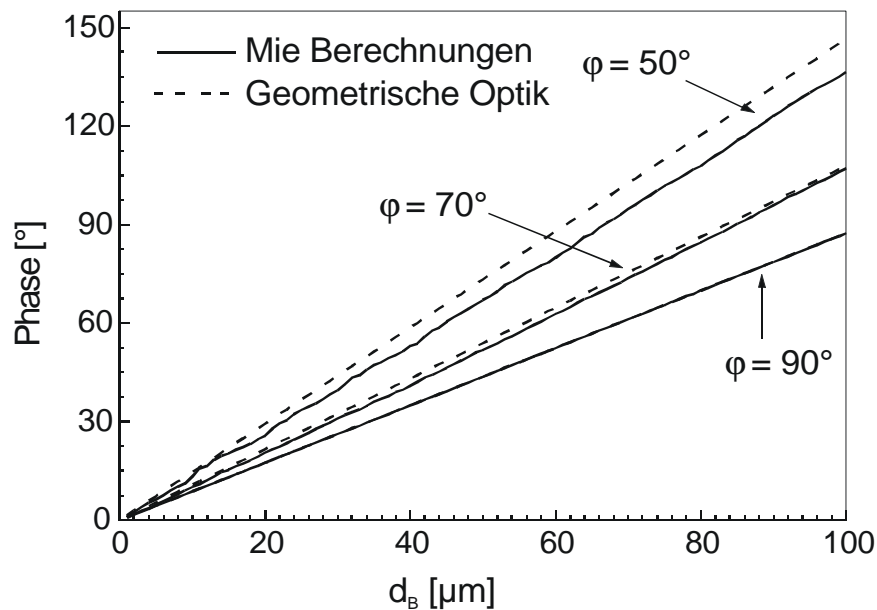


Abb. 5.6: Phasen-Größen-Beziehung für verschiedene Streuwinkel (Luftblasen in Wasser, relativer Brechungsindex  $m = 0,75$ )

Um die Geschwindigkeiten für beide Phasen zu ermitteln, ist es nötig die erfassten Daten nach der Messung weiter auszuwerten. Zunächst wurden allen Signalen welche einer Partikelgröße kleiner  $150 \mu\text{m}$  entsprachen Tracer-Partikeln zugeordnet, welche die Flüssigkeitgeschwindigkeit repräsentierten, während die Signale größer  $300 \mu\text{m}$  den Blasen zugerechnet wurden. Durch statistische Mittelung wurden aus beiden Datensätzen die mittleren Geschwindigkeiten und Schwankungsgrößen für beide Phasen berechnet. Als Bias-Korrektur für die Geschwindigkeit der Flüssigkeit wurde die Residence-Time-Methode benutzt. Die turbulente kinetische Energie der kontinuierlichen Phase wurde aus den Schwankungsgrößen in axialer und tangentialer Richtung wie folgt berechnet:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + 2 \overline{w^2}) \quad (5.1)$$

#### 5.4 Erste Messungen in der Blasensäule

Die Messungen für Blasen und für die kontinuierliche Phase wurden in vier Querschnitten in verschiedenen Höhen über dem Begaser durchgeführt (i.e. 30, 100, 300 und 480 mm). Speziell für höhere Gasgehalte wurde festgestellt, dass die Datenrate mit zunehmender

optischer Weglänge der Sendestrahlen in der Blasensäule abnimmt. Der Ursache dafür lag in Störungen durch aufsteigende Blasen und Absorption durch die dem Wasser zugesetzten Tracer-Partikel. Deshalb wurden die Messungen stets für den halben Querschnitt vom Strahleintritt an der Wand bis zur Mitte durchgeführt.

Der Einfluss des Luftvolumenstroms und des Gasgehaltes auf die Hydrodynamik wird im folgenden Abschnitt anhand der Messungen in einer Höhe von 480 mm über dem Begaser erläutert, wo sich ein nahezu ausgebildetes Strömungsprofil eingestellt hatte. Der benötigte höhere Vordruck im Begaser zum Einstellen größerer Luftvolumenströme verursachte ein Ansteigen des anzahlgemittelten Blasendurchmessers in der Mitte der Kolonne von 670 auf 930  $\mu\text{m}$  (Abb. 5.7). In der Nähe der Wand nahm der Blasendurchmesser für niedrige Gasgehalte leicht zu, während bei höheren Gasgehalten der Blasendurchmesser bei  $r/R \approx 0,75$  ein Minimum aufzeigte und zur Wand hin wieder anstieg. Die Ursache für diese Migration der Blasen war die laterale Kraft auf Grund der Scherströmung in Wandnähe.

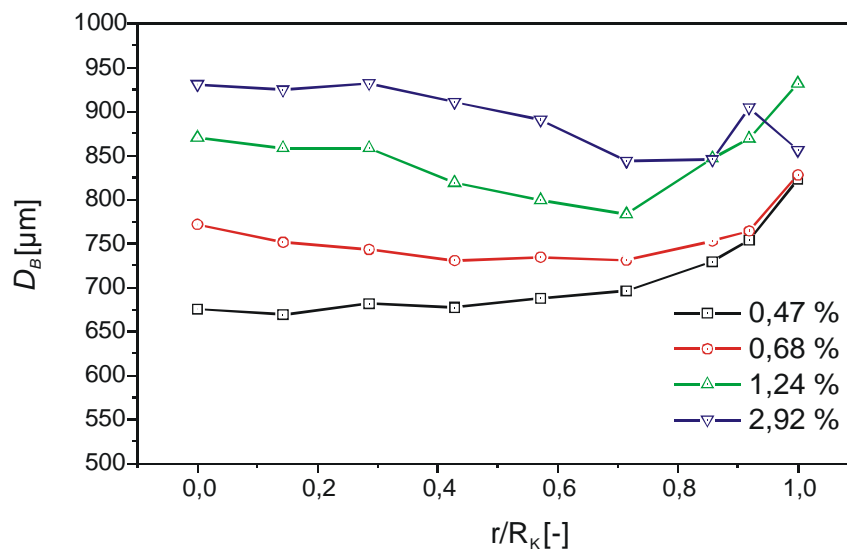


Abb. 5.7: Profile des mittleren Blasendurchmessers  $D_B$  für verschiedene Gagehalte bei  $h = 480$  mm.

Das Ansteigen der Blasengröße mit dem Luftvolumenstrom bedingte in der Mitte der Kolonne sowohl ein Ansteigen der Blasenauftiegeschwindigkeit (Abb. 5.8) als auch der Flüssigkeitgeschwindigkeit (Abb. 5.9). Die Blasenauftiegeschwindigkeit war für geringe Gasgehalte nahezu konstant über dem Querschnitt. Für hohe Gasgehalte fiel sie zur Wand hin leicht ab.

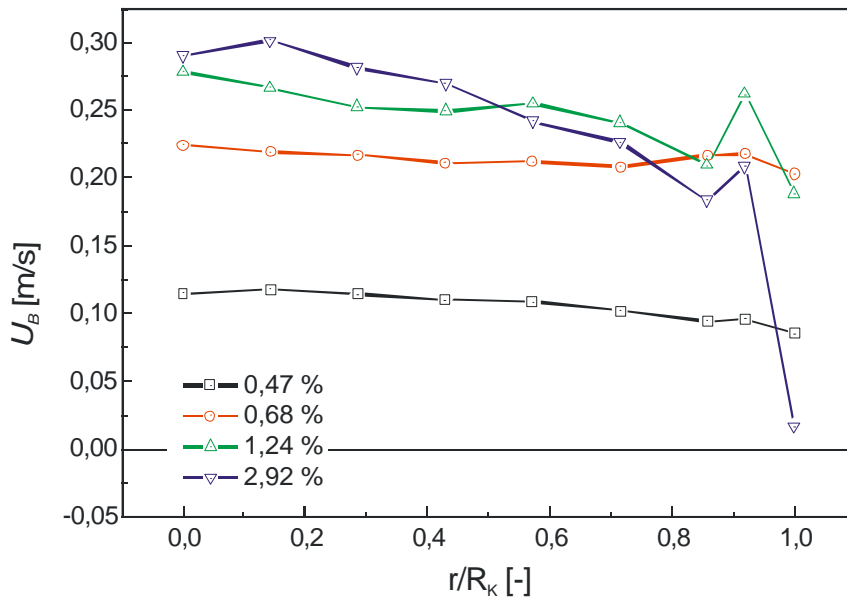


Abb. 5.8: Profile der vertikalen Komponente der Blasenauftiegs-geschwindigkeit bei verschiedenen Gasgehalten.

Die vertikale Komponente der Flüssigkeitsgeschwindigkeit war niedriger als die der Blasen, stieg aber ebenfalls mit zunehmendem Gasgehalt an. Auffällig war hier, dass an keiner Stelle negative mittlere Geschwindigkeiten gemessen wurden. Die Konsistenz dieser Messreihen war also nicht erfüllt, was abgesehen von der unsymmetrischen Strömung in Blasensäulen, auf grundlegende Probleme bei der Phasendiskriminierung und Erfassung der Tracer-Partikel schließen ließ.

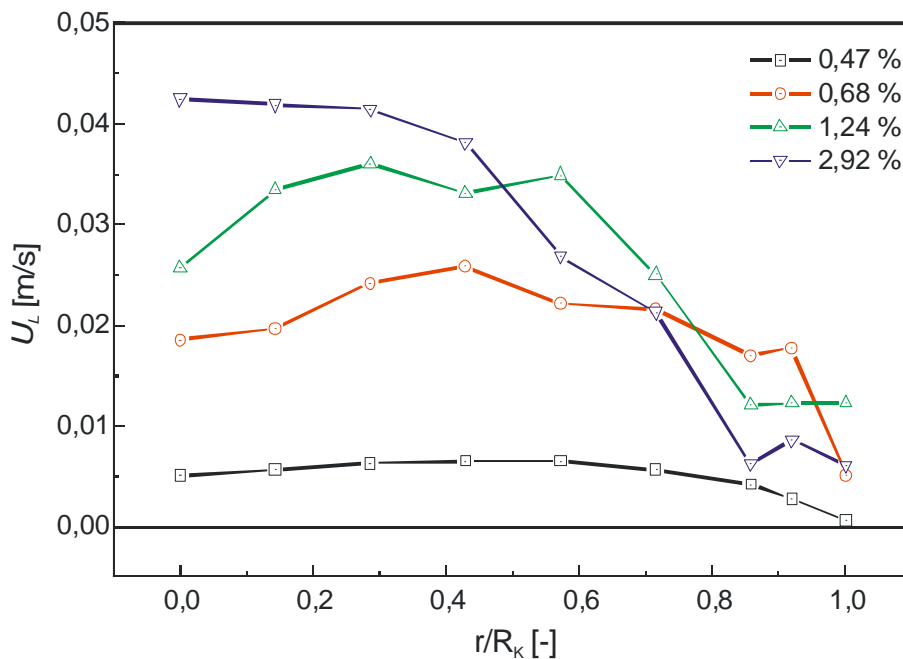


Abb. 5.9: Profile der vertikalen Komponente der Flüssigkeitsgeschwindigkeit bei verschiedenen Gasgehalten. Phasendiskriminierung durch Größenseparierung bestimmt.

## 5.5 Einzelblasenexperimente

Auf der Suche nach der Ursache für diese offensichtlich falschen Mittelwerte der Flüssigkeitsgeschwindigkeit wurde festgestellt, dass auch in partikelfreiem Wasser neben den Signalen der Blasen im Größenbereich von  $500 \div 1200 \mu\text{m}$  Signale in der Größenordnung der Tracer also von  $0 \div 100 \mu\text{m}$  erfasst wurden. Es kommt offensichtlich bei der Messung in Blasenströmungen teilweise zu einer fehlerhaften Bestimmung der Blasengröße. Wenn man davon ausgeht, dass die Strömung zusätzlich mit Tracern versetzt wird und die Phasentrennung durch Partikelgrößendiskriminierung geschieht, ist es durch diese fehlerhafte Bestimmung einiger Blasen nicht möglich, zuverlässige Daten über die Flüssigkeitsgeschwindigkeit zu erhalten.

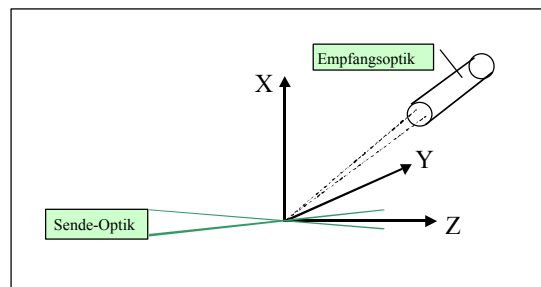


Abb. 5.10: Das Messvolumen liegt im Ursprung des Koordinatensystems, die Laserstrahlen der Sendoptik liegen in der X-Z-Ebene.

Zur genaueren Untersuchung der dafür verantwortlichen Effekte, z.B. Gauß'scher Strahl-Effekt und Slit-Effekt, wurden Einzelblasenexperimente durchgeführt. Hierzu wurde das PDA an einem mit partikelfreiem Wasser gefüllten Plexiglasbehälter angebracht, welcher mittels einer CNC-Traverse in der y-Richtung des Systems (Abb. 5.10) bewegt werden konnte. Die kleinste Schrittweite für diese Traversierung betrug dabei  $12 \mu\text{m}$ . In der Mitte dieses Behälters wurde die Einzelblasenerzeugung installiert (Abb. 5.11). Die Einzelblasen wurden mit sehr dünn ausgezogenen Glaskapillaren erzeugt. Die Durchmesser der Blasen betrugen je nach verwendeter Glaskapillare  $350 \div 750 \mu\text{m}$ . Der Vordruck innerhalb der Kapillaren wurde dabei stets auf einen Wert eingestellt, der geringfügig über dem Kapillardruck der jeweiligen Kapillaren lag. Die erzeugten Einzelblasen waren im Rahmen der Messgenauigkeit des Messsystems monodispers und verließen die Kapillare in einer örtlich und zeitlich sehr stabilen Bahn. Erst im Verlauf des weiteren Blasenanstiegs kam es zu Oszillationen in der Blasenanstiegsbahn. Der Messort lag zirka  $10 \text{ mm}$  über der Spitze der Kapillaren. Bei tieferen Messorten wurden Schwankungen der Burstsignale auf dem Oszilloskop beobachtet, die wahrscheinlich durch anfängliche Formänderungen der Blasen

nach der Ablösung von der Kapillaren hervorgerufen wurden. An höheren Messorten traten Bahninstabilitäten beim Blasenanstieg auf, was eine orts aufgelöste Untersuchung der Störeinflüsse verhinderte.

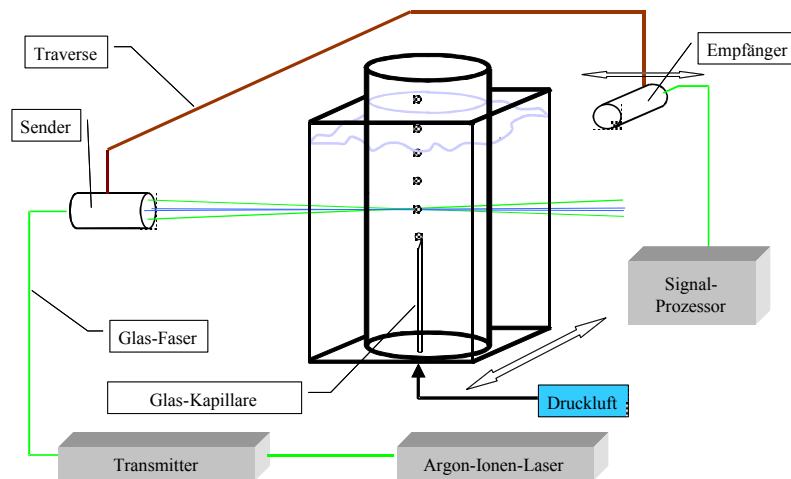


Abb. 5.11: Schematische Darstellung der Einzelblasenexperimente. Der gesamte Behälter mit der Glaskapillaren zur Erzeugung der Einzelblasen wurde normal zur Ebene der Sendestrahlen (grün) durch das Messvolumen verfahren.

Es wurden Experimente mit verschiedenen Konfigurationen des PDA-Systems durchgeführt. Dabei wurde die Größe des Messvolumens, der Streuwinkel und die Spannung der Photomultiplier variiert. Die Größe des Messvolumens wurde zum einen auf der Sendeseite durch Variation der Brennweite der Sendeoptik und zum anderen auf der Empfangsseite durch Verwendung von Glasfasern verschiedener Durchmesser verändert. Zu Einsatz kamen die originalen Glasfasern der Dantec Fiber PDA, welche mit einer Schlitzblende von 0,1 mm Breite ausgestattet sind, und Glasfasern mit einem Kerndurchmesser von 0,4 mm ohne Blende. Das Abbildungsverhältnis der Empfangsoptik betrug 1:3,2, wodurch sich eine projizierte Schlitzbreite von 0,32 mm für den Fall der Fasern mit Schlitzblende und eine projizierte Breite des Messvolumens von 1,28 mm für die Glasfasern ohne Blende ergab.

Mit der anfänglichen Konfiguration der Glasfasern auf der Empfängerseite wurden einige Messungen gemacht, welche die zwei grundsätzlichen Ursachen für die Fehlerfassung von Blasen klar erkennen lassen. Abb. 5.12 zeigt die gemessenen mittleren Blasengrößen und Geschwindigkeiten aufsteigender Einzelblasen für verschiedene Positionen entlang des Querschnittes des Messvolumens. Im Bereich von  $-0,2$  bis  $0,2$  mm wurde sowohl eine einheitliche Blasengröße als auch eine einheitliche Geschwindigkeit der Blasen gemessen. Ab

der Position  $y = 0,3$  mm stieg der Blasendurchmesser von ursprünglich etwa  $380 \mu\text{m}$  auf etwa  $680 \mu\text{m}$  an während die mittlere Blasenauftiegeschwindigkeit annähernd konstant blieb. Wegen der annähernd gleich großen Blasengeschwindigkeit ist von keiner tatsächlichen Zunahme der Blasengröße, sondern vielmehr von einem Messfehler auszugehen. Die Blasen befanden sich an der Position Nr. 3 ( $y = 0,3$  mm) mit ihrem Schwerpunkt schon außerhalb des nominellen Messvolumendurchmessers von  $250 \mu\text{m}$ . Für kleine Partikel wären die Streulichtintensitäten für eine messtechnische Erfassung an dieser Position schon zu gering. Bei der hier vorliegenden Blasengröße, welche mit  $380 \mu\text{m}$  Blasendurchmesser die Größe des Messvolumens deutlich übertrifft, befindet sich jedoch noch ein Teil der Blase im Messvolumen. Da sich das Messvolumen auf der vom Empfänger abgewandten Seite der Blasenoberfläche befindet (Abb. 5.13), dominiert hier statt der Reflexion die Brechung erster Ordnung, welche eine andere Phasen-Größen-Beziehung hat.

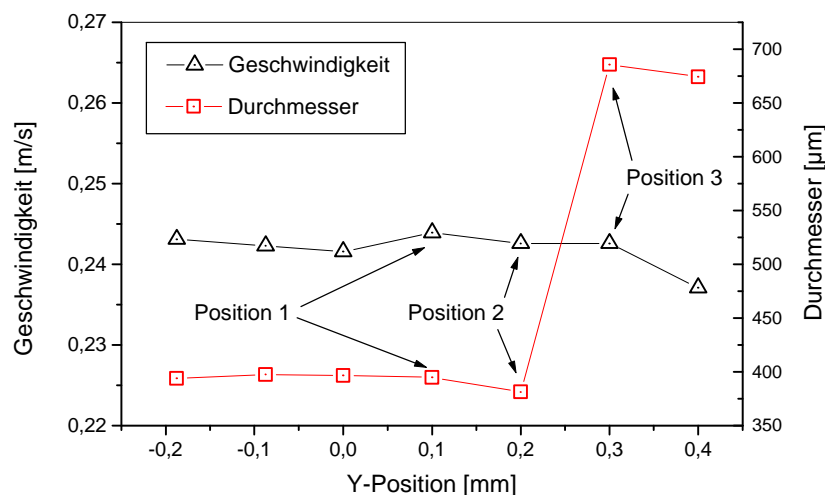


Abb. 5.12: Blasengröße und Geschwindigkeit von an einer Glaskapillaren aufsteigenden Einzelblasen für verschiedene Positionen innerhalb des Messvolumens. Für die gemessenen Blasengrößen bei  $y > 0,2$  mm kam es zu einer Fehlerfassung infolge der Lichtbrechung.

Zu Vermeidung solcher Messfehler besitzt die PDA ein Auswerteschema, wobei eine detektierte Phasenverschiebungen zwischen den einzelnen Detektoren für eine positive Validierung einer linearen Beziehung folgen muss, für die variable Toleranzintervalle (Abb. 5.14) definiert werden können. Im oben beschriebenen Fall hat das Validierungsschema der PDA scheinbar versagt, sodass für Position Nr. 3 die aus der Brechung resultierenden Streulichtsignale zufällig innerhalb des Auswerteschemas für eine Reflexion validiert wurden (Abb. 5.14). Obwohl der Abstand zwischen Blase und Messvolumen hier bereits sehr groß ist und unter dem gegebenen Streulichtwinkel die Reflexion dominiert, werden annähernd halb so viele Signale wie in Position Nr. 1 validiert. In Pos. 2 kommt es zu einer Überlagerung von

Reflexion und Brechung, wodurch die Signalqualität, die Visibility, stark abfällt, was in einer geringeren Anzahl validierter Signale resultiert. Dennoch entspricht der Durchmesser der validierten Signale dem in Position Nr. 1 ermittelten Durchmesser.

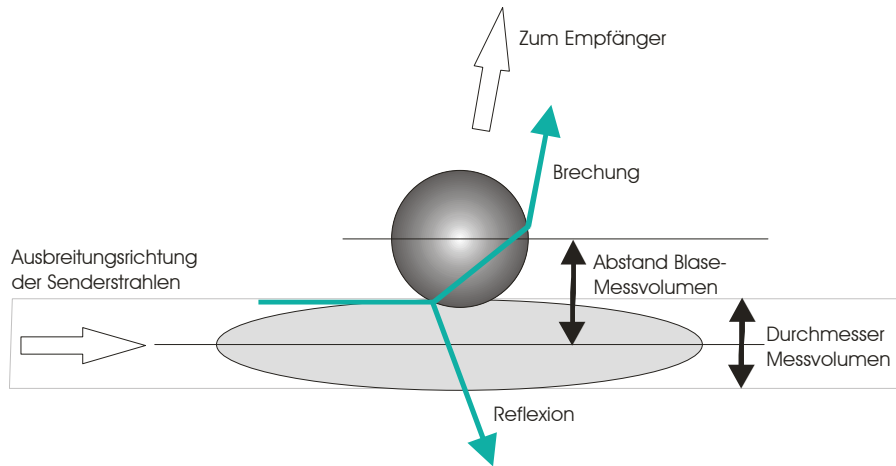


Abb. 5.13: Lichtstreuung an großen Blasen im Messvolumen. (Übersteigt die Größe der Blase den Durchmesser des Messvolumens, so werden auch dann noch Streulichtsignale empfangen, wenn der Abstand zwischen dem Zentrum der Blase und dem des Messvolumens größer als der Durchmesser des Messvolumens ist. Die Streulichtsignale dieser Konfiguration gelangen ausschließlich durch Lichtbrechung zum Empfänger.)

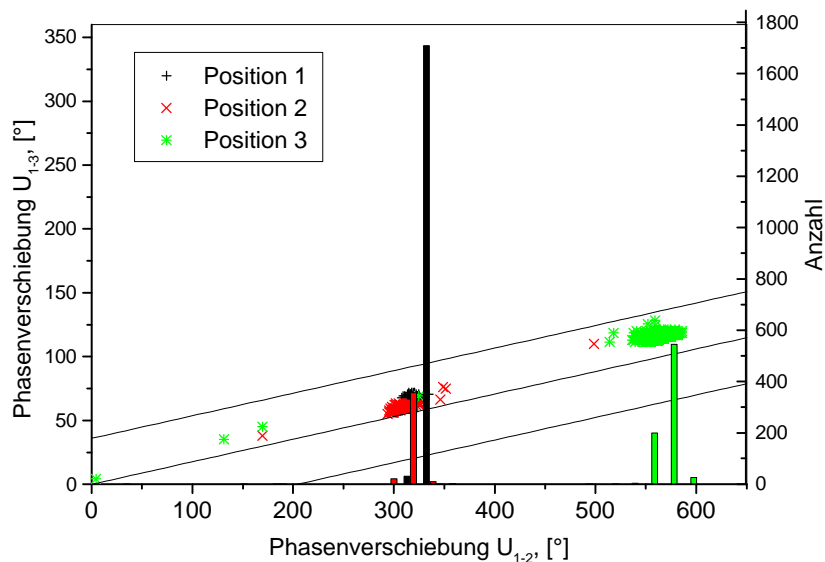


Abb. 5.14: Validierungsschema der PDA für die Phasenverschiebungen  $U_{1-2}$  und  $U_{1-3}$  mit an den Positionen 1 ÷ 3 aus Abb. 5.12 gemessenen Phasenverschiebungen der Dopplerbursts. Die detektierten Phasenverschiebungen innerhalb der Toleranzintervalle werden validiert. Die Säulen geben die Anzahl validierter Dopplerbursts der jeweiligen Phasenverschiebung  $U_{1-2}$  wieder.

Mit einer weiteren Messung konnten auch auf der vom Empfänger abgewandten Seite des Messvolumens Fehlerfassungen von Blasen registriert werden. Da auf dieser Seite die Reflexion dominiert, ist die Ursache der Fehlerfassung bei der Begrenzung des Messvolumens durch die vor den Glasfasern des Empfängers angebrachten Schlitzblenden zu suchen. In Abb. 5.15 tritt ein solcher Messfehler, an der als Position Nr. 2 gekennzeichneten Stelle bei  $y = -0,6$  mm auf. Gegenüber Position Nr. 1 ( $y = 0$  mm) ist der gemessene Blasendurchmesser von etwa  $380 \mu\text{m}$  auf einen Wert unter  $100 \mu\text{m}$  bei Position Nr. 2 abgefallen, während die Geschwindigkeit wiederum nahezu konstant blieb.

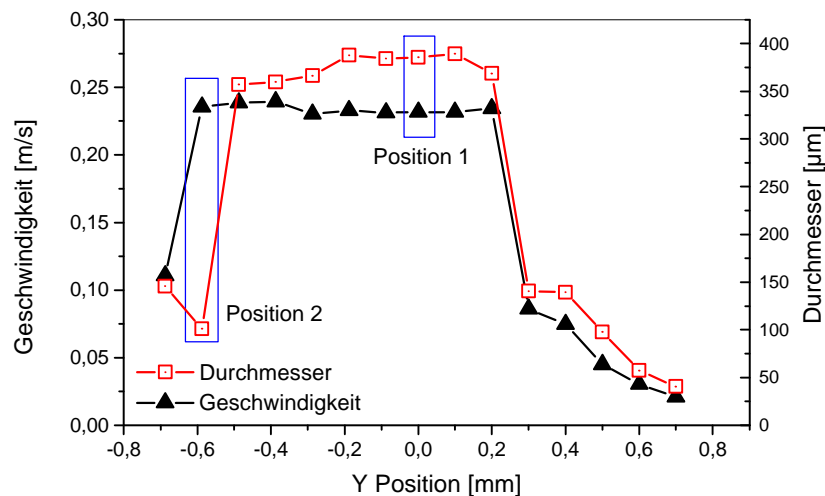


Abb. 5.15: Blasengröße und Geschwindigkeit von an einer Glaskapillaren aufsteigenden Einzelblasen für verschiedene Positionen innerhalb des Messvolumens. Für die gemessenen Blasengrößen kam es zu einer Fehlerfassung bei  $y < -0,5$  mm infolge von Blenden-Effekten, bei  $y > 0,2$  mm infolge von Lichtbrechung.

Betrachtet man die gemessenen Phasenverschiebungen in Abb. 5.16 erkennt man, dass es an Position 1 bisweilen ebenfalls zu einer fehlerhaften Erfassung der Phase kommt, diese Ereignisse jedoch von kaum relevanter Anzahl sind. In Position Nr. 2 ist die Dualität der bestimmten Phasenverschiebungen wesentlich ausgeprägter. Etwa 25 % der erfassten Dopplerbursts liegen mit einer Phasenverschiebung  $U_{1-2}$  von etwa  $300 \div 400^\circ$  annähernd bei der für Position Nr. 1 bestimmten Phasenverschiebung von etwa  $440^\circ$ . Der größte Anteil der erfassten Dopplerbursts in Position Nr. 2 hat aber eine sehr kleine Phasenverschiebung, die tragischerweise dem Größenbereich von Tracerpartikeln entspricht. Bei Ausnutzung der Partikelgröße zur Phasendiskriminierung ist hierin also eine Ursache für die fehlerhafte Bestimmung der Wassergeschwindigkeiten zu sehen. Während des Versuches wurden zudem für Blasen in großer Entfernung zum Messvolumen ( $y < -0,6$  mm und  $y > 0,2$  mm) die Geschwindigkeiten fehlerhaft bestimmt (Abb. 5.15).



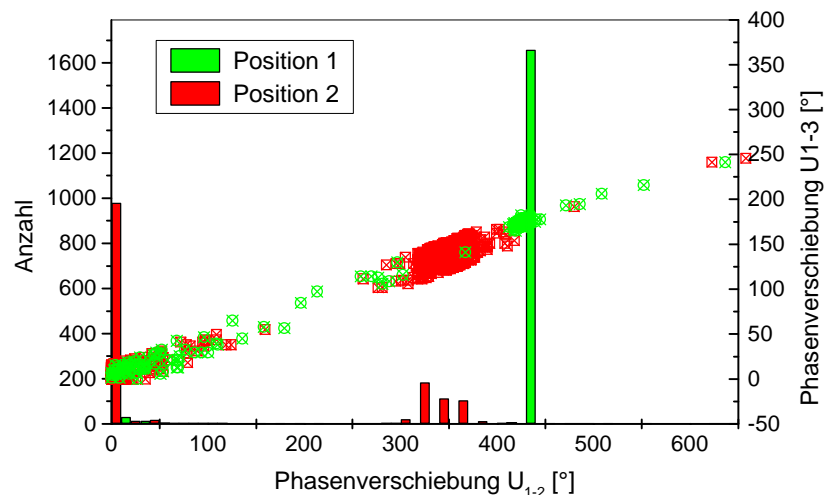


Abb. 5.16: Validierungsschema der PDA für die Phasenverschiebungen  $U_{1-2}$  und  $U_{1-3}$  mit an den Positionen 1 und 2 aus Abb. 5.15 gemessenen Phasenverschiebungen der Dopplerbursts. Die Säulen geben die Anzahl validierter Dopplerbursts der jeweiligen Phasenverschiebung  $U_{1-2}$  wieder. Vorsicht: die scheinbare Anzahl der Symbole im Scatterplot wirkt sehr täuschend, was an der Höhe der Säulen erkenntlich ist.

Um die Ursachen für die fehlerhafte Bestimmung der Blasengröße und Geschwindigkeit zu eliminieren, sind die Messungen mit niedrigerer Empfindlichkeit der Empfänger auszuführen. Hierzu wurde die Betriebsspannung der Photomultiplier soweit reduziert, bis lediglich die starken Dopplerburst aus der unmittelbaren Nähe des Messvolumens validiert und somit die fehlerbehafteten Dopplerbursts unterdrückt wurden. Die Spannung der Photomultiplier hat also im Zusammenhang mit der Erfassung anderer Streulichtmoden als der Reflexion einen entscheidenden Einfluss. Werden schwache Streulichtsignale, welche durch Brechung entstanden sind, durch hohe Empfindlichkeit der Photomultiplier ausreichend verstärkt, sind die Signale stark genug, um den Trigger auszulösen und als Burst erfasst zu werden. Um fehlerhafte Größenmessungen an Blasen auszuschließen, ist es notwendig, die Photospannungen der Photomultiplier soweit herabzusetzen, dass eine Erfassung der Lichtbrechung und schwacher randgängiger Dopplerbursts ausgeschlossen wird. Dies hat jedoch zur Folge, dass die Empfindlichkeit der Photomultiplier nicht mehr ausreicht, um die schwachen Signale der Tracer zu erfassen, was eine simultane Messung beider Phasen ausschließt.

Für die weiteren Untersuchungen wurde die Empfindlichkeit der Empfänger zur Vermeidung von Fehlerfassungen angepasst. Die untersuchten Streuwinkel waren  $70^\circ$  und  $81^\circ$ . Bei Streuwinkeln zwischen  $67^\circ$  und  $87^\circ$  ist für Luftblasen in Wasser die Reflexion

dominant (Abb. 5.5). Bei einem Streuwinkel von  $81^\circ$  ist davon auszugehen, dass auf Grund der Intensitätsunterschiede zwischen Reflexion und Brechung von drei Zehnerpotenzen lediglich reflektiertes Licht erfasst wird. Bei einem Streuwinkel von  $70^\circ$  sollte es möglich sein, auch Signale zu erfassen, welche durch Brechung hervorgerufen werden und durch das Validierungsschema der Auswertesoftware verworfen werden sollen.

Im Folgenden wird ein Vergleich zwischen Messungen mit verschiedenen Konfigurationen der Empfangsoptik vorgestellt. Verwendet wurden zum einen die Glasfasern mit 0,1 mm-Schlitzblende und zum anderen 0,4 mm-Glasfasern ohne Blende. Die ermittelten Blasendurchmesser für verschiedene Positionen sind auf den jeweiligen Durchmesser für die Position  $y = 0$  normiert (Abb. 5.17). Ein Vergleich der ermittelten Durchmesser in Abhängigkeit von der Position zeigt, dass die Abweichungen für eine Messreihe etwa im Bereich von 5 % liegen. Mit Ausnahme der Konfiguration mit einem Off-Axis-Winkel von  $81^\circ$  und Fasern ohne Blende steigen die Durchmesser von der Mitte des Messvolumens zum Rand hin an. An Hand der Abweichungen des ermittelten Durchmesser für verschiedene Positionen lässt sich noch keine Aussage über die Qualität einer Konfiguration treffen. Die Konfiguration  $70^\circ$  Off-Axis-Winkel und Schlitzblende weist jedoch die größten Abweichungen auf.

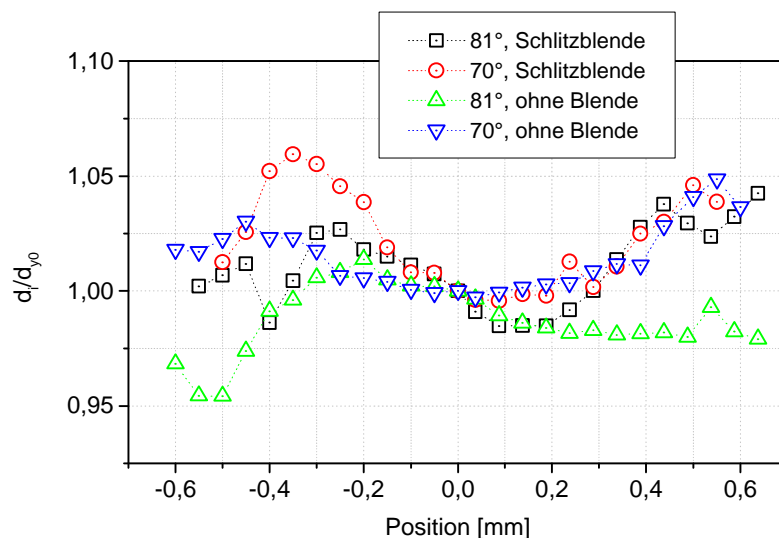


Abb. 5.17: Relative Abweichung der über der  $y$ -Position im Messvolumen ermittelten Durchmesser  $d_i$  zum an der Position  $y = 0$  mm ermittelten Durchmesser  $d_{y0}$  für verschiedene Konfigurationen. Die Blasengröße der einzelnen Versuche betrug etwa 300 bis 400  $\mu\text{m}$ .

Da die Messzeit pro Messpunkt innerhalb jeder Messreihe konstant war, lässt sich aus der Anzahl der erfassten Samples sehen, dass es an den Rändern des Messvolumens zu einer Erhöhung der Sampleanzahl kommt (Abb. 5.18). Da die Frequenz der aufsteigenden Blasen

sehr konstant war ( $\sim 30$  Hz), kann die Erhöhung der Sampleanzahl auf eine mehrfache Erfassung einiger Signale zurückgeführt werden. Auffällig ist, dass die Überhöhung der Sampleanzahl bei Verwendung der Fasern ohne Blende nur sehr gering ist und sich lediglich über einen Messpunkt ausdehnt. Der Verlauf der Sampleanzahlen pro Messpunkt ist bei Verwendung der Fasern ohne Blende damit auch wesentlich konstanter. Die unterschiedlichen Anzahlen erfasster Signale für die Messungen mit und ohne Schlitzblende ergaben sich aus verschiedenen Vorgaben für die Anzahl validierter Signale pro Messpunkt (Schlitzblende: 400; ohne Blende: 200).

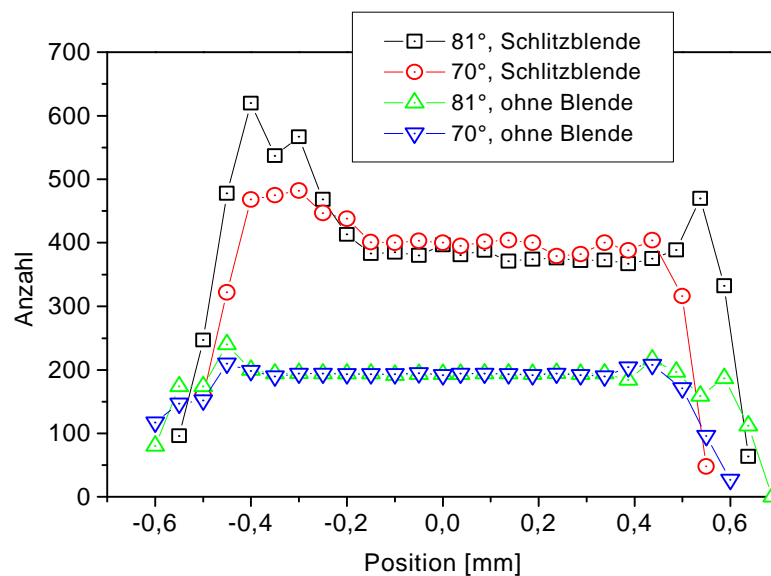


Abb. 5.18: Anzahl der erfassten Signale über der Position im Messvolumen für verschiedene Konfigurationen.

Auch bei den Validierungsraten für die verschiedenen Konfigurationen zeigen sich deutliche Unterschiede (Abb. 5.19). Ohne Blende wird mit Ausnahme der Messpunkte am Rande des Messvolumens stets eine Validierungsrate von nahezu 100 % erreicht, während die Validierungsrate bei der Schlitzblende einzig im Bereich zwischen  $y = 0,2 \div 0,4$  zirka 90 % beträgt und im Bereich  $y = -0,2 \div -0,4$  mm geringer als 50 % ist.

Ermittelt man die relativen Abweichungen der Durchmesser über dem Ort (Abb. 5.20), so lassen sich auch hier sehr deutlich Unterschiede zwischen den Konfigurationen erkennen. Die Messreihen ohne Schlitzblende zeigen erneut die besseren Ergebnisse. Die Abweichungen liegen hier für  $y = -0,3 \div 0,3$  mm bei weniger als 1 %, wo hingegen die Messreihen mit Schlitzblenden in einem wesentlich kleineren Bereich von  $y = -0,1 \div 0,3$  mm bei 3 % liegen und an den Rändern stark zunehmen.

Die Ergebnisse der deutlich höheren Signalqualität für die Fasern ohne Blende decken sich mit der Beobachtung, dass die Burstsignale der Blasen, dargestellt auf einem Oszilloskop, bei Verwendung der Fasern ohne Blende weniger verzerrt aussahen. Sowohl Anfang als auch Ende der Signale waren weniger verrauscht.

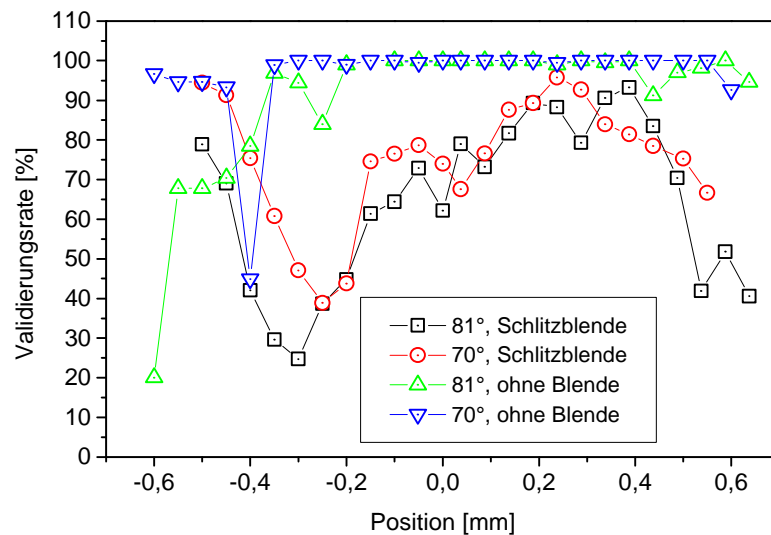


Abb. 5.19: Validierungsraten der Signale über der Position im Messvolumen für verschiedene Konfigurationen.

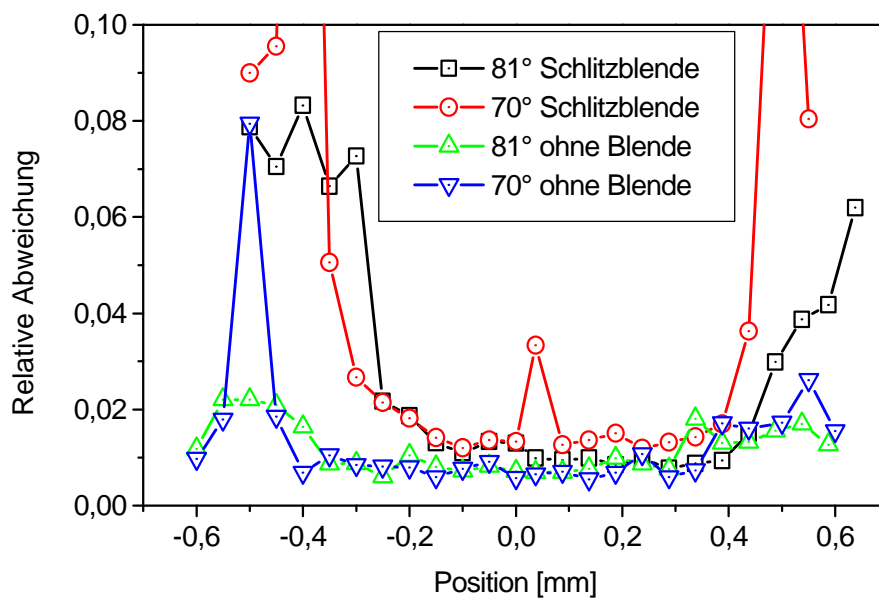


Abb. 5.20: Relative Abweichungen der ermittelten Durchmesser über der Position im Messvolumen für verschiedene Konfigurationen.

Als aus den Einzelblasenexperimenten resultierende Konfiguration wurde im Folgenden ein größeres Messvolumen mit einem Durchmesser von  $486 \mu\text{m}$  auf der Sendeseite, die Verwendung der Empfangsfasern ohne Schlitzblende bei  $70^\circ$  und eine niedrige Spannung der Photomultiplier gewählt. Allerdings ist es mit dieser Konfiguration nicht mehr möglich, die zuvor verwendeten Polyamid-Tracer zu erfassen.

## 5.6 Verbesserte Messungen

Um dennoch die Geschwindigkeiten der Flüssigkeitsphase mit dem PDA-System erfassen zu können, wurde die Strömung mit fluoreszierenden Tracern (Melamin-Harz dotiert mit Rhodamin 6G), welche einen anzahlgemittelten Durchmesser von  $5 \mu\text{m}$  besaßen, versetzt. Die Trennung der Geschwindigkeitskomponenten des PDA-Systems geschah durch an die Wellenlängen der Sendestrahlen angepasste Interferenzfilter. Durch Austausch eines Interferenzfilters gegen einen auf die Emissionswellenlänge der fluoreszierenden Tracer angepassten Filter (585 nm) war es nun möglich, die Doppler-Signale von Blasen und Tracern klar zu unterscheiden. Der Umbau erforderte allerdings separate Messungen, sodass die beiden Phasen nicht mehr simultan vermessen werden konnten. Zur Messung der Flüssigkeitgeschwindigkeiten wurde die Messtechnik als LDA konfiguriert, es wurden also keine Phasenverschiebungen bzw. daraus Größeninformationen ermittelt.

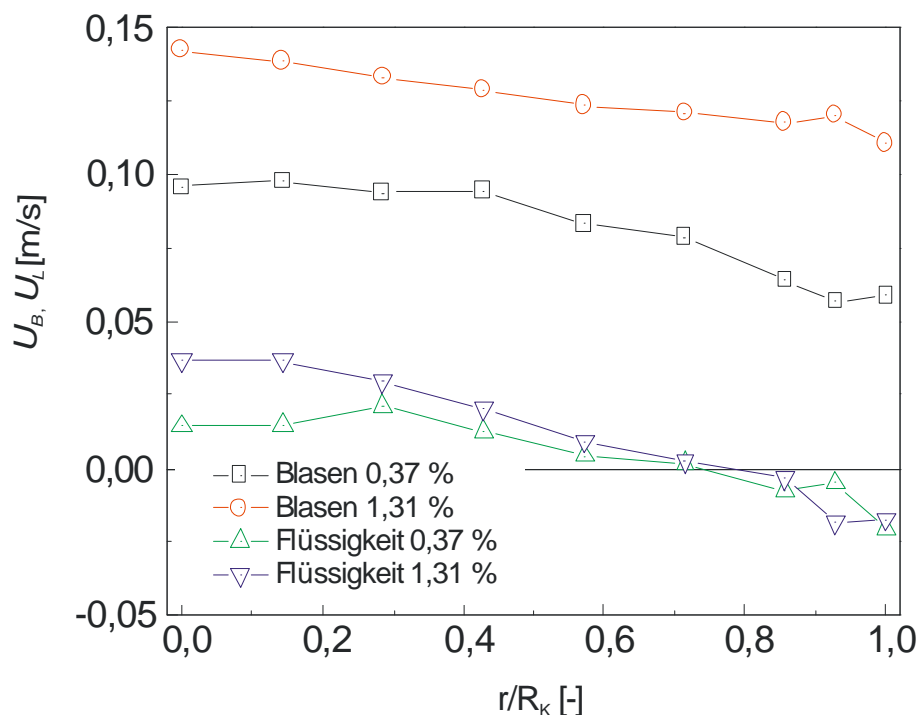


Abb. 5.21: Profile der vertikalen Komponente der mittleren Blasenauftiegs- und der Flüssigkeitgeschwindigkeit für verschiedene Gasgehalte bei  $h = 450 \text{ mm}$ .

In Abb. 5.21 lässt sich erkennen, dass nun das Kriterium für die Konsistenz der Flüssigkeitsgeschwindigkeit, die Kontinuität, erfüllt war, da in Wandnähe negative mittlere Geschwindigkeiten auftraten. Die stark unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Blasen ergaben sich durch eine veränderte Blasengröße bei unterschiedlichen Gasvolumenströmen. Die anzahlgemittelte Blasengröße für die Messung bei einem Gashalt von 0,37 % betrug  $D_B = 360 \mu\text{m}$  und, während die Blasengröße für den Fall eines Gasgehaltes von 1,31 % bei etwa  $D_B = 700 \mu\text{m}$  lag.

## 5.7 Fehler bei der Bestimmung des Blasendurchmessers mittels PDA

Bei der Anwendung der PDA auf Blasenströmungen treten im wesentlichen zwei Fehler bei der Bestimmung der Blasendurchmesser auf. Ein Fehler ergibt sich aus der zunehmenden Abplattung der Blasen mit zunehmender Größe, während der zweite nicht spezifisch für Blasen ist, sondern immer dann auftritt, wenn die zu untersuchenden Partikelgrößen die Größe des Messvolumens erreichen oder überschreiten. Im Folgenden werden die Ursachen beider Fehler näher erläutert.

### 5.7.1 Fehler auf Grund der Blasenform

Grundsätzlich erfasst die PDA nicht den Durchmesser von Partikeln sondern je nach Ausführung als Standard-PDA oder Planar-PDA den äquatorialen oder meridionalen Krümmungsradius (Abb. 5.22). Aus diesem Grund ist die Anwendung der PDA zunächst auf sphärische Partikel beschränkt. Zwar gibt es Erweiterungen der PDA, um auch nicht sphärische Partikel zu vermessen (Damaschke et al. 2001), allerdings sind diese Systeme sehr aufwändig.

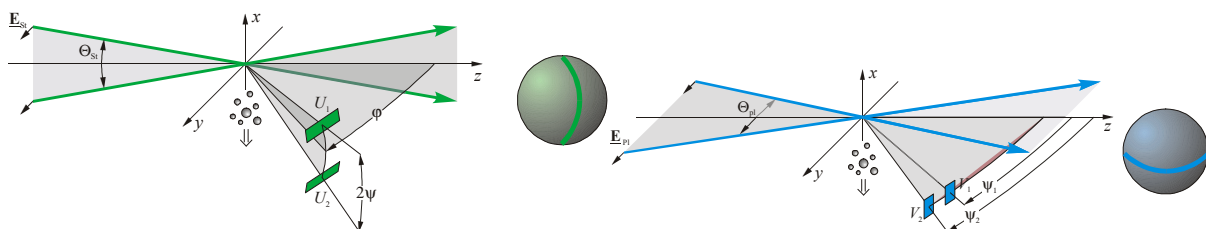


Abb. 5.22: Zwei-Detektor PDA Systeme: a) die Standard-PDA ist sensitiv für den äquatorialen Krümmungsradius, b) die Planar-PDA ist sensitiv für den meridionalen Krümmungsradius.

Bei Anwendung der PDA zur Bestimmung von Größenverteilungen des Systems Luftblasen in Wasser treten durch die zunehmende Abplattung und Verformung der Blasen mit steigender Größe erhebliche Probleme auf, welche durch die Beschränkung der PDA auf die Vermessung von sphärischen Partikeln verursacht werden und exemplarisch in Abb. 5.23 dargestellt sind. Die Blasen, in dem mit einer durchgezogenen Linie gekennzeichneten Bereich, sind hinsichtlich ihrer Größe korrekt erfasst worden. Ab etwa  $900\ \mu\text{m}$  Blasendurchmesser setzt eine Abplattung der Blasen ein, in deren Folge die äquatorialen Krümmungsradien nicht mehr den volumenäquivalenten Radien entsprechen. Hierdurch wurden die Blasen im dem mit einer gestrichelten Linie gekennzeichneten Bereich nicht korrekt erfasst. An ihrer Geschwindigkeit lässt sich jedoch klar erkennen, dass sie größeren und dementsprechend schnelleren Blasen zuzuordnen sind. Ein weiteres Problem stellt sich im dem mit einer gepunkteten Linie gekennzeichneten Bereich dar. Der Strömung zugesetzt Tracer-Partikel werden trotz ausreichender Konzentration nur in unzureichendem Maße detektiert und die Geschwindigkeitsinformationen in diesem Größenbereich sind zusätzlich durch Fehlerfassungen von Blasen überlagert, welche bereits im vorangegangenen Kapitel erläutert wurden.

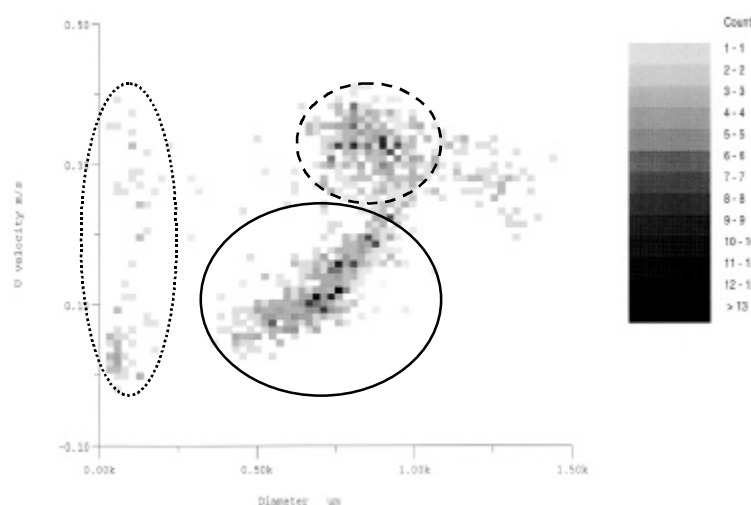


Abb. 5.23: Die Korrelation zwischen Partikelgröße und Partikelgeschwindigkeit zeigt deutlich die Problematik der Anwendung eines Standard-PDA-Systems auf Blasenströmungen. Während kleine Blasen (mit durchgezogener Linie markierter Bereich) korrekt erfasst werden, werden große Blasen (gestrichelt markierter Bereich) bezüglich ihrer Größe falsch erfasst.

Die Problematik der Fehlerfassung von Blasendurchmessern durch die PDA kann anhand einer Betrachtung der Geometrie von Blasen analysiert werden. Geht man von der

vereinfachten Vorstellung der Blasen als Sphäroide aus, so lässt sich der Querschnitt durch eine Blase mit den Halbachsen  $a$  und  $b$  durch eine Mittelpunktsleichung beschreiben:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (5.2)$$

Der Krümmungsradius an einer beliebigen Stelle der Blasenkontur  $(x_k, y_k)$  ist dann gegeben durch:

$$R_k = \frac{1}{a^4 b^4} \sqrt{(a^4 y_k^2 + b^4 x_k^2)^3} \quad (5.3)$$

An den beiden Hauptscheiteln des Querschnitts vereinfacht sich die Funktion für den Krümmungsradius zu:

$$R_K = \frac{b^2}{a} \quad (5.4)$$

Bei konstantem Verhältnis  $a/b$  ist der Krümmungsradius linear von den Abmessungen der Halbachsen abhängig. Allerdings verformen sich die Blasen mit zunehmender Größe. Duineveld (1994) fand bei seinen Untersuchungen von Blasen größer einem Äquivalentdurchmesser von  $D_B = 1$  mm bis zu der Größe bei der starke Formoszillationen einsetzen ( $D_B \approx 2$  mm) folgende Beziehung für die Abhängigkeit des Verhältnisses der Halbachsen vom projektionsflächenäquivalenten Blasenradius  $r_a$ :

$$\frac{a}{b} = \sqrt{r_a} \left( -0,657196 \sqrt{r_a} + 1,129845 \right)^{-1} \quad (5.5)$$

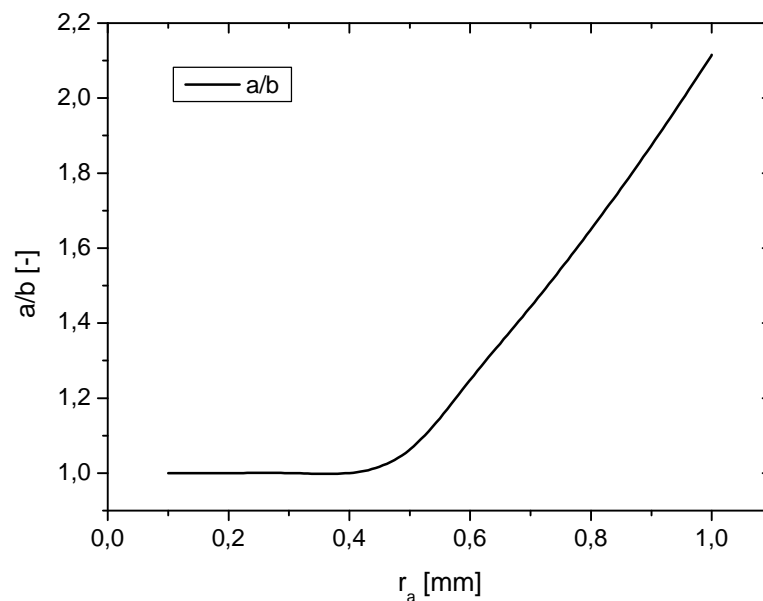


Abb. 5.24: Verhältnis der Länge der Hauptachsen von Luftblasen in Wasser in Abhängigkeit des projektionsflächenäquivalenten Radius  $r_a$  nach Duineveld (1994).



Leider gibt diese Korrelation das Verhältnis zwischen den Hauptachsen für Blasendurchmesser kleiner 1 mm nicht korrekt wieder, da in diesem Fall  $a/b < 1$  wird. Für den in Abb. 5.24 dargestellten Funktionsverlauf wurde deshalb für diese Bereiche eine sphärische Blasenform mit  $a/b = 1$  angenommen. Für den äquatorialen Krümmungsradius ergibt sich damit die in Abb. 5.25 dargestellte Abhängigkeit vom projektionsflächengleichen Blasendurchmesser. Durch die beginnende Abplattung von Luftblasen in Wasser für  $r_a > 0,4$  mm kommt es zu einem Maximum für den äquatorialen Krümmungsradius  $R_K$  bei  $r_a = 0,5$  mm. Darüber hinaus fällt der äquatoriale Krümmungsradius mit steigendem Äquivalenzradius ab, sodass es bei Messungen mit einer Standard-PDA zu einer Doppeldeutigkeit zwischen Blasen größer und kleiner  $r_a = 0,5$  mm kommt. Blasen mit  $r_a > 0,5$  mm werden von der Standard-PDA also auf Grund ihrer äquatorialen Krümmungsradien fälschlicherweise als Objekte mit Radien kleiner als 0,5 mm erfasst. Die Standard-PDA ist zur Vermessung von Blasen solcher Größe somit gänzlich ungeeignet. Bei ihrer Anwendung muss folglich gewährleistet sein, dass die zu untersuchende Blasengrößenverteilung keine Blasendurchmesser größer 1 mm aufweist.

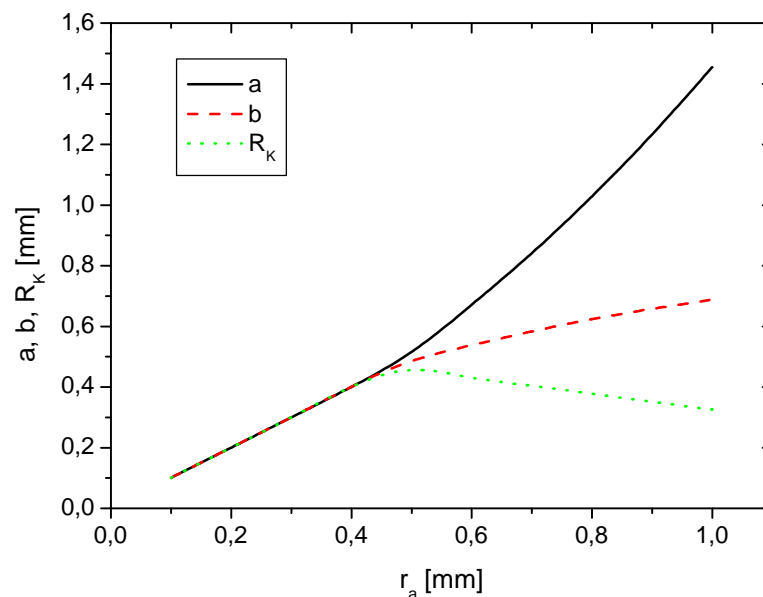


Abb. 5.25: Abhängigkeit der Halbachsen  $a$  und  $b$  und des äquatorialen Krümmungsradius  $R_K$  vom projektionsflächenäquivalenten Blasenradius  $r_a$ .

Eine Möglichkeit Luftblasen in Wasser bis zu einem Durchmesser von 2 mm auf der Basis einer PDA korrekt zu erfassen, besteht in der Anwendung der Dual-Mode-PDA (siehe Abb. 5.26) und der Annahme dass es sich bei solchen Blasen um Sphäroide handelt. Mit einem

solchen System können der äquatoriale und der meridionale Krümmungsradius simultan bestimmt werden. Da der meridionale Krümmungsradius bei Sphäroiden der Größe der Halbachsen  $a$  und  $c$  entspricht, kann mit der Gl. 7.4 auch die Halbachse  $b$  bestimmt werden:

$$b = \sqrt{R_K a} \quad (5.6)$$

Hierdurch wird eine korrekte Bestimmung des Blasenvolumens  $V_B$  ermöglicht:

$$V_B = pabc \quad (5.7)$$

Allerdings können die gewöhnlichen Auswerteschemata bzw. Methoden zur Validierung der ermittelten Phasenverschiebungen der Dual-Plane-PDA bei sphäroiden Blasen wegen der unterschiedlichen Krümmungsradien nicht angewendet werden. Dadurch ist auch die sonst übliche sphärische Validierung der Messsignale nicht möglich, was im Zusammenhang mit 2p-Sprüngen innerhalb des Auswerteschemas zu Einschränkungen bei der Anwendung eines Dual-Plane-PDA hinsichtlich des Messbereichs und der Genauigkeit der Größenbestimmung führt.

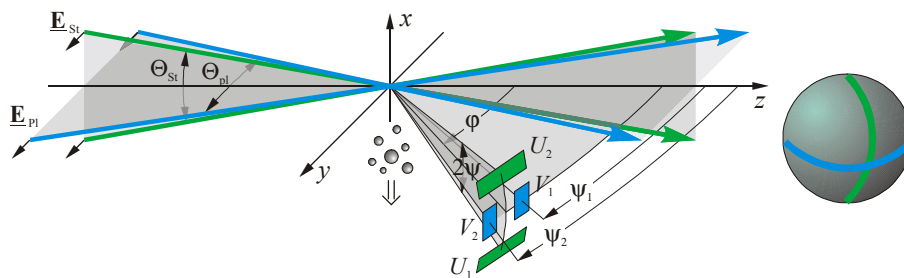


Abb. 5.26: Schematische Darstellung eines Dual-Mode-PDA-Systems. Durch die Kombination eines Standard-PDA und eines Planar-PDA wird die simultane Erfassung des äquatorialen und des meridionalen Durchmessers ermöglicht

Bei all diesen Betrachtungen wurde zudem eine Neigung der Hauptachse der Sphäroiden aus der Vertikalen, wie sie sich durch das oszillatorische Aufstiegsverhalten der Blasen ergibt, nicht berücksichtigt. Ab einem Blasendurchmesser von 2 mm treten bei Luftblasen in Wasser starke Formoszillationen auf, sodass die Krümmungsradien der Blasenkontur nicht mehr mit dem Blasendurchmesser oder den Größen der Halbachsen korrelieren. Eine Anwendung der PDA zur Größenbestimmung ist ab dieser Blasengröße nicht mehr möglich.

### 5.7.2 Fehler durch Messvolumeneffekte

Die bereits in Kapitel 5.5 experimentell untersuchten Einflüsse der Position der Blasen- trajektorien im Messvolumen der PDA wurden zusätzlich mittels Streulichtberechnung auf

Basis der verallgemeinerten Lorenz-Mie-Theorie (GLMT) überprüft. Hierzu wurden die geometrischen Verhältnisse der Experimente in die Simulation übernommen. Lediglich die Abmessungen des Messvolumens und der Blasen mussten skaliert werden, da die verwendete Software (Streu) im maximal berechenbaren Partikeldurchmesser beschränkt war. Für die Fälle Messvolumendurchmesser zu Partikeldurchmesser 1:1 und 1:2 hatte das Messvolumen einen Durchmesser von  $50\ \mu\text{m}$ , während der Messvolumendurchmesser für den Fall 1:4 mit  $25\ \mu\text{m}$  angesetzt wurde, um die Berechnungen ausführen zu können. Als Ergebnis der Streulichtberechnungen wurden die Streulichtintensitäten und Phasenverschiebungen für verschiedene Positionen in der x-y-Ebene des bereits in Abb. 5.10 dargestellten Koordinatensystems erhalten. Diese Ergebnisse sind in Abb. 5.27 bis Abb. 5.29 für die verschiedenen Verhältnisse des Durchmessers der Messvolumens zum Durchmesser der Blase und für einen Streulichtwinkel von  $70^\circ$  dargestellt. Zu den folgenden Abbildungen sei bemerkt, dass ein negatives Vorzeichen der Phasenverschiebung dem Streulichtmode der Reflexion entspricht und eine positive Phasenverschiebung dem der Lichtbrechung.

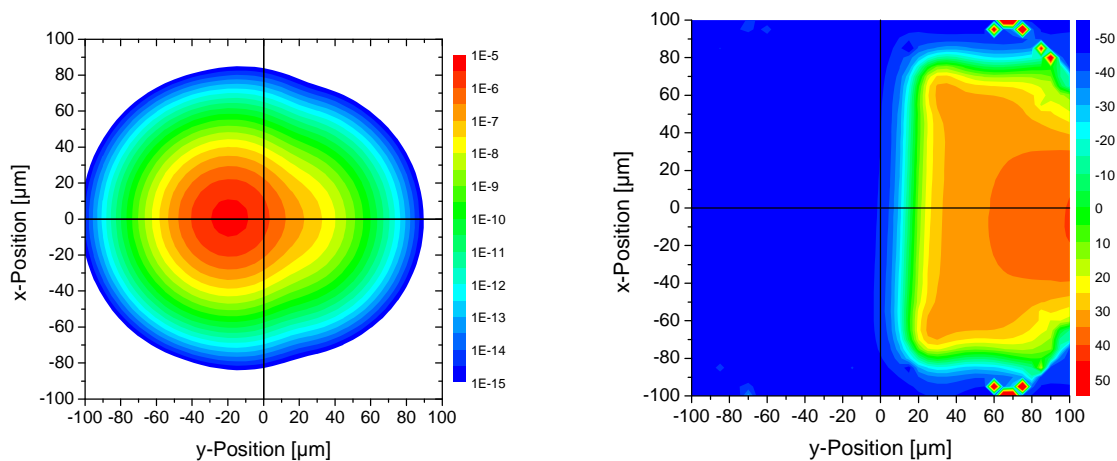


Abb. 5.27: GLMT-Rechnungen: Streulichtintensität [Watt] (links) und Phasenverschiebung  $[\circ]$  (rechts) für das Verhältnis Durchmesser Messvolumen zu Partikeldurchmesser: 1:1; Messvolumen:  $50\ \mu\text{m}$ ; Blase:  $50\ \mu\text{m}$ , Off-Axis-Winkel:  $70^\circ$

In Abb. 5.27 hat die Blase die gleiche Größe wie das Messvolumen. Bei der Position  $x = 0\ \mu\text{m}$ ,  $y = 20\ \mu\text{m}$  ist sehr deutlich ein Maximum in der Streulichtintensität zu erkennen, welches durch die Dominanz der Reflexion für den Streulichtwinkel von  $70^\circ$  hervorgerufen wird. Die Phasenverschiebung ist für den Bereich  $y < 10\ \mu\text{m}$  sehr einheitlich und besitzt ein negatives Vorzeichen. Darüber hinaus ( $y > 10\ \mu\text{m}$ ) macht sich der Einfluss der Lichtbrechung durch einen Vorzeichenwechsel und andere Werte der Phasenverschiebungen bemerkbar. Mit zunehmender Blasengröße in den Abb. 5.28 und Abb. 5.29 bildet sich im Bereich positiver y-

Positionen ein weiteres Maximum der Streulichtintensität aus und der Bereich positiver Phasenverschiebungen verschiebt sich in Richtung negativer y-Positionen.

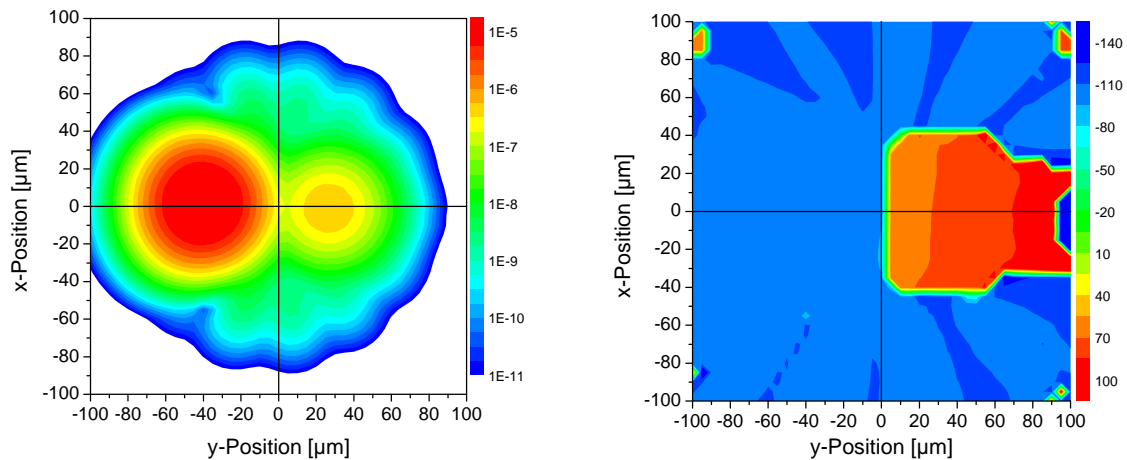


Abb. 5.28: GLMT-Rechnungen: Streulichtintensität [Watt] (links) und Phasenverschiebung  $^{\circ}$  (rechts) für das Verhältnis Durchmesser Messvolumen zu Partikeldurchmesser: 1:2; Messvolumen:  $50\ \mu\text{m}$ ; Blase:  $100\ \mu\text{m}$ , Off-Axis-Winkel:  $70^{\circ}$

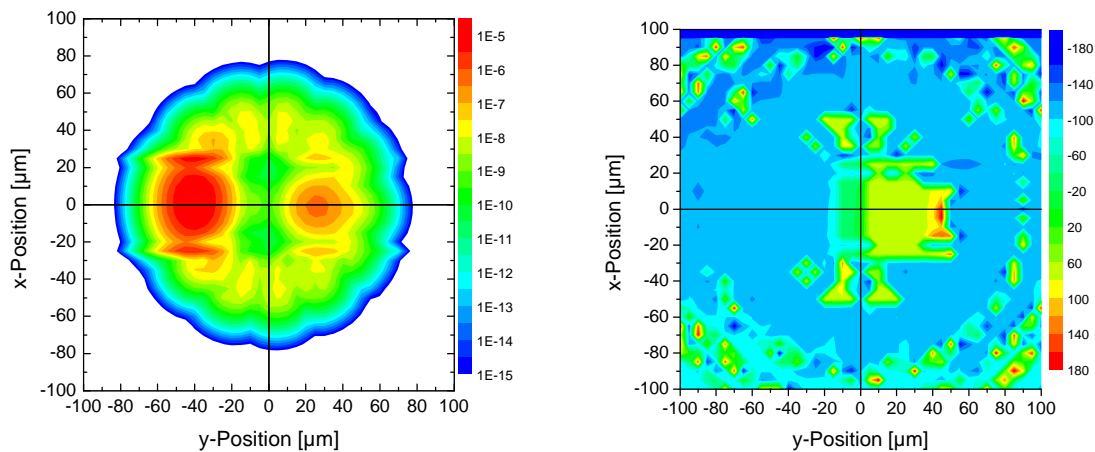


Abb. 5.29: GLMT-Rechnungen: Streulichtintensität [Watt] (links) und Phasenverschiebung  $^{\circ}$  (rechts) für das Verhältnis Durchmesser Messvolumen zu Partikeldurchmesser: 1:4 Messvolumen:  $25\ \mu\text{m}$ ; Blase:  $100\ \mu\text{m}$ , Off-Axis-Winkel:  $70^{\circ}$

Da PDA-Signalprozessoren die Phasenverschiebung in der Regel aus dem Teil des Dopplerbursts ermitteln, welcher die stärkste Amplitude hat, sollen im Folgenden, die relevanten Parameter für eine weitere Betrachtung bei der Position  $x = 0\ \mu\text{m}$  als Profile aufzutragen. Für die Streulichtintensität ergeben sich die in Abb. 5.30 dargestellten Verläufe. Für kleine Blasen sind die Verläufe der Streulichtintensität symmetrisch und für Blasen größer als das Messvolumen deutlich bimodal, wobei die Amplitude des zweiten Maximums bei großen Blasen die Streulichtintensität kleiner Blasen im Zentrum des Messvolumens übertrifft. Die Streulichtintensitäten variieren zwar leicht mit dem Streulichtwinkel, ändern

jedoch zumindest für große Blasen kaum ihre Amplitude. Die berechneten Streulichtintensitäten zeigen sehr deutlich, dass eine Reduktion der Empfindlichkeit der Empfänger zum Ausschluss der Signale des zweiten Maximums, aber auch zum Ausschluss der Signale kleiner Blasen bzw. Partikel führt. Die messtechnische Erfassung einer sehr breiten Partikelgrößenverteilung mit der PDA stellt somit gesonderte Anforderungen an die Auslegung der Optik und der Elektronik, welche von kommerziellen Systemen auf Grund fehlender Anpassungsmöglichkeiten meist nicht gegeben ist.

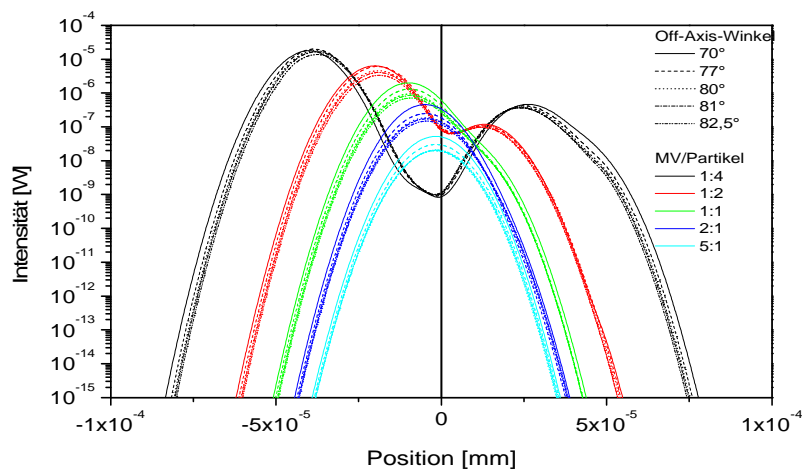


Abb. 5.30: GLMT-Rechnungen: Profile der Streulichtintensität entlang der y-Achse bei  $x = 0 \mu\text{m}$  für verschiedene Streulichtwinkel und Verhältnisse der Größe des Messvolumens und der Blasen.

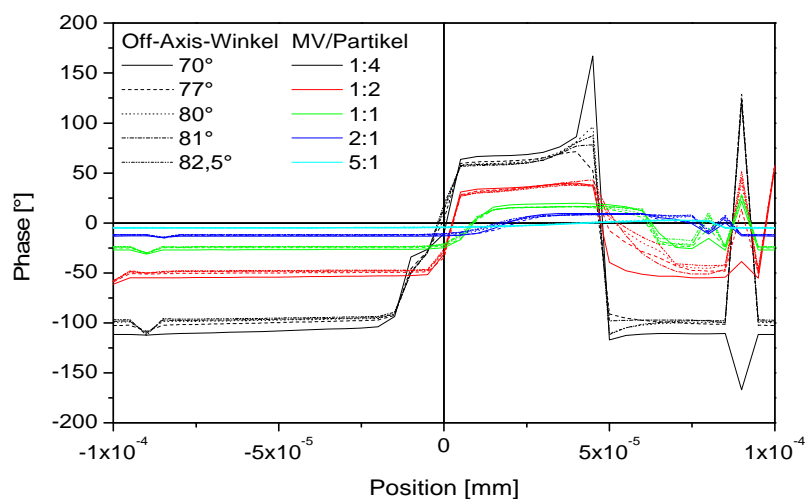


Abb. 5.31: GLMT-Rechnungen: Profile der Phasenverschiebung entlang der y-Achse bei  $x = 0 \mu\text{m}$  für verschiedene Streulichtwinkel und Verhältnisse der Größe des Messvolumens und der Blasen.

Aus den berechneten Profilen der Phasenverschiebungen (Abb. 5.31) geht hervor, dass der Streuwinkel im untersuchten Bereich von  $70 \div 82,5^\circ$  nahezu keinen Einfluss auf den Übergang von negativen zu positiven Phasenverschiebungen hat. Folglich können die Fehler durch Messvolumeneffekte nicht durch eine entsprechende Wahl des Streulichtwinkels eliminiert werden. Die Wahl des Streulichtwinkels scheint lediglich einen Einfluss auf die Signalmodulation des Dopplerbursts in relativ großen Abständen der Blasen zum Messvolumen zu haben (Abb. 5.32). Für die großen Streulichtwinkel ergibt sich am Rand des Messvolumens eine größere Amplitudentiefe und damit eine bessere Detektierbarkeit der Signale.

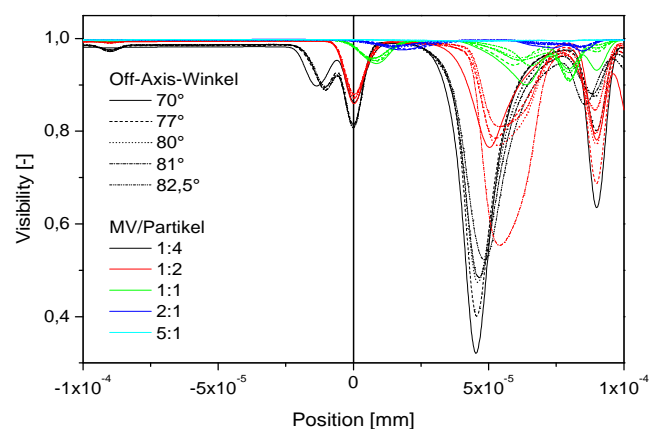


Abb. 5.32: GLMT-Rechnungen: Profile der Amplitudentiefe (Visibility) entlang der  $y$ -Achse bei  $x = 0 \mu\text{m}$  für verschiedene Streulichtwinkel und Verhältnisse der Größe des Messvolumens und der Blasen.

Diese Information könnte für die Anwendung neuester Entwicklungen zur Eliminierung von Volumeneffekten interessant sein, wie sie beispielsweise von Qiu & Hsu (1998) vorgestellt wurden. Durch die Kombination der Gleichungen für die Phasenverschiebung bei Brechung und Reflexion in einem neuen Streulicht-Modell konnte der Messvolumeneffekt auf der Empfänger abgewandten Seite des Messvolumens nahezu vollständig eliminiert werden (Abb. 5.33). Dazu ist im Falle von Flüssigkeitstropfen in Luft lediglich ein Drei-Detektor-PDA-System mit einer speziellen Anordnung der Empfangsoptiken notwendig. Für Luftblasen in Wasser sind nach Qiu & Hsu (2002) allerdings 4 Detektoren notwendig. Ein derartiges System war zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht realisiert, sondern nur anhand theoretischer Studien ausgelegt und vorgestellt worden.

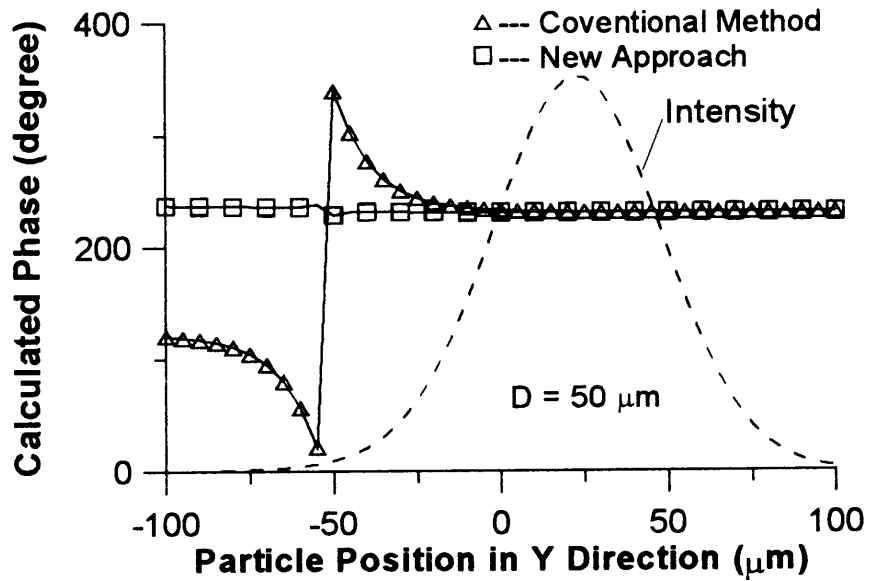


Abb. 5.33: Ansatz zur Eliminierung von Messvolumeneffekten nach Qiu & Hsu (1998), Profile der Phasenverschiebung bei  $x = 0 \mu\text{m}$  für verschiedene Streulichtwinkel, Durchmesser des Messvolumens:  $50 \mu\text{m}$ , Tropfendurchmesser:  $50 \mu\text{m}$ . Wassertropfen in Luft.

## 5.8 Resümee

Den bisherigen Erfahrungen nach zu urteilen, sollte die Anwendung der PDA, zumindest für das System Gasblasen in Wasser, auf Blasendurchmesser deutlich kleiner  $1 \text{ mm}$  beschränkt bleiben. Ansonsten lassen die beginnende Abplattung der Blasen und Messvolumeneffekte keine zuverlässige Bestimmung der Blasengröße zu. Durch die sehr große Phasengrenzfläche solch kleiner Blasen sind die Messungen dann, je nach optischer Eindringtiefe, auf sehr kleine Gasgehalte ( $\sim < 1 \%$ ) beschränkt. Darüber hinaus hat sich eine Anwendung in Blasensäulen ohne überlagerte Wassergeschwindigkeit auf Grund sehr niedriger Datenraten als besonders mühsam und schwierig herausgestellt. Sehr sinnvoll war die PDA bei der Untersuchung der entstehenden Blasengrößenverteilung einer Zweistoffdüse einzusetzen, welche im Rahmen einer Untersuchung zur Optimierung von Wasseraufbereitungsanlagen durchgeführt wurde. Da hier bei Strömungsgeschwindigkeiten von etwa  $10 \text{ m/s}$  und Blasendurchmessern kleiner  $300 \mu\text{m}$  sehr hohe Datenraten ( $\approx 5 \text{ kHz}$ ) erreicht wurden, welche zügige und statistisch vertrauenswürdige Messungen zuließen.

## **6 Ein LIF-PLV-System zur Analyse der Hydrodynamik bei höheren Gasgehalten**

### **6.1 Einleitung**

Zur Analyse des Verhaltens von Blasenschwärmen und gleichzeitiger Erfassung der Strömungsstruktur und blaseninduzierter Turbulenz wurde die Zweiphasenströmung in einer Laborblasensäule untersucht. Ein Zwei-Phasen-PLV-System wurde dazu entwickelt, um instantane Strömungsfelder sowohl der aufsteigenden Blasen als auch der kontinuierlichen Phase zu erfassen. Die Messung der Geschwindigkeit der Flüssigkeit im Blasenschwarm wurde durch die Zugabe von fluoreszierenden Tracer-Partikeln ermöglicht. Bilder von Blasen und fluoreszierenden Tracer-Partikeln wurden von zwei CCD-Kameras aufgenommen, welche zur Phasendiskriminierung mit optischen Interferenzfiltern der Emissionswellenlänge der fluoreszierenden Tracer bzw. der Wellenlänge des verwendeten Nd-YAG-Lasers ausgestattet waren. Zur besseren Phasentrennung waren die CCD-Kameras zusätzlich in einer nicht rechtwinkligen Anordnung zum Lichtschnitt platziert.

Die aufgenommenen Bilder wurden mit der von Gui et al. (1997) entwickelten Minimum Quadrat Differenz Methode (MQD) ausgewertet. Die Anwendbarkeit dieser Technik zur Analyse von Blasenströmungen mit höherem Gasgehalt wurde untersucht.

Um gemittelte Strömungsfelder der Blasen und der Flüssigkeit in der Säule zu erhalten, wurden 1000 Bildpaare für jede Phase ausgewertet und gemittelt. Dies ermöglichte zusätzlich die Bestimmung der Turbulenzintensität der Flüssigkeit aus diesen Messungen. Diese Turbulenzintensitäten wurden zur Charakterisierung der durch die Blasen induzierten Turbulenz für verschiedene Blasengrößen und Gasgehalte genutzt. Aus der Differenz der Geschwindigkeiten beider Phasen konnte zudem die Relativgeschwindigkeit der Blasen im Schwarm bestimmt werden.

### **6.2 Versuchsaufbau**

Die während dieser Untersuchungen verwendete Blasensäule hatte einen Innendurchmesser von 140 mm und die Höhe der Wassersäule betrug 650 mm bzw. 1400 mm. Die Experimente wurden ausschließlich mit Leitungswasser durchgeführt. Zur Reduktion der Lichtbrechung durch die gekrümmte Oberfläche der Kolonne, war diese von einem rechteckigen, ebenfalls mit Leitungswasser gefüllten Behälter aus Plexiglas umgeben (Abb. 6.1).



Das Begasungsorgan bestand aus einer mikroporösen und semipermeablen Membran aus Polyurethan mit einer Porengröße von  $0,7 \mu\text{m}$ . Diese war zwischen zwei gelochten Platten fixiert, welche ein Öffnungsverhältnis von 0,5 bei einem Bohrungsdurchmesser von 2 mm besaßen und den oberen Abschluss eines Plenums bildeten. Der Begaser war über einen Volumenstrommesser und einen Druckregler mit dem Druckluftnetz verbunden. Sobald am Begaser Druckluft anlag, blähte sich die Membran in den Bohrungen der gelochten Platte auf, und es entstanden kleine Blasen innerhalb der Bohrungen, wodurch eine homogene Begasung innerhalb einer Fläche von 100 mm Durchmesser erreicht wurde. Die begaste Fläche betrug also 51 % des gesamten Kolonnenquerschnitts. Der Gasvolumenstrom wurde durch den Versorgungsdruck des Plenums über den Druckregler gesteuert. Infolge der stärkeren Dehnung der Membran durch höhere anliegende Drücke wurde neben dem Ansteigen des Gasvolumenstromes auch eine Zunahme der Blasengröße verzeichnet.

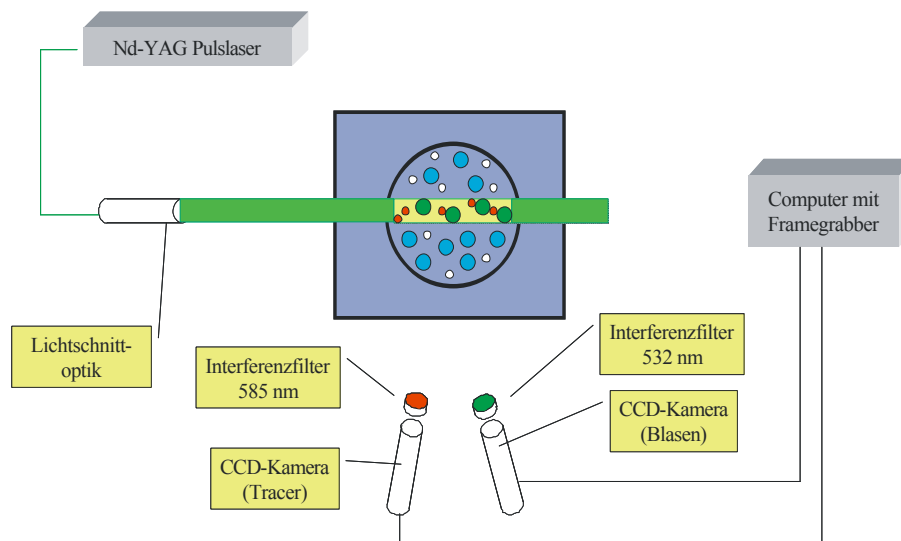


Abb. 6.1: Labor-Blasensäule und optische Anordnung des LIF-PLV-Systems.

Es wurden Messungen für verschiedene Gasgehalte bis 19 % durchgeführt, wobei die Blasengrößenverteilungen zwischen 0,5 und 4,0 mm lagen. Um eine Änderung der Blasengröße durch Koaleszenz zu unterdrücken, wurde dem Leitungswasser Propanol in einem Volumenanteil von 0,004 % zugesetzt. Ein typisches Bild der Blasen wird in Abb. 6.2 gezeigt. Solche Bilder wurden durch Hintergrundbeleuchtung mit einem gepulst betriebenen LED-Array erhalten und dienten der Bestimmung der vorliegenden Blasengrößenverteilung unmittelbar über dem Begaser. Details zu dieser Technik werden in Kapitel 7.3 erläutert.

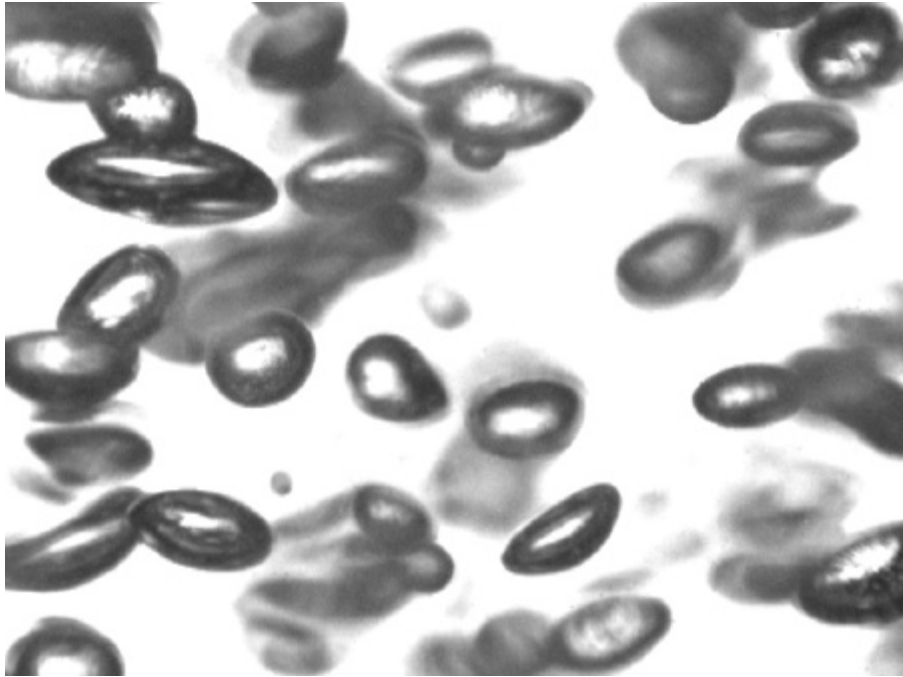


Abb. 6.2: Typisches Bild der Blasen in der Blasensäule ( $\epsilon_{G,int}$ : 2,92 %, Blasendurchmesser: 2 mm).

### 6.3 Der optische Aufbau des Zwei-Phasen-LIF-PLV-Systems

Zur simultanen Messung der Geschwindigkeiten von Blasen und Flüssigkeit können verschiedene Methoden der PLV genutzt werden, welche in Kap. 3.4.2 angeführt sind. Für diesen Teil der Arbeit wurde die LIF-PLV-Technik, also die Diskriminierung der Phasen mittels unterschiedlicher Wellenlängen des Lichts eingesetzt. Dazu wurden für die Messungen der Geschwindigkeit der Flüssigkeit im Blasenschwarm fluoreszierende Tracer-Partikel mit einem mittleren Durchmesser von 50  $\mu\text{m}$  benutzt. Die Partikel bestanden aus Melamin-Harz mit einer spezifischen Dichte, von  $r_p = 1,05 \text{ g/cm}^3$  die damit nur geringfügig über der des Wassers lag, und waren mit dem Farbstoff Rhodamin 6G dotiert. Das Maximum im Absorptionsspektrum dieser Tracer liegt mit 530 nm sehr nahe bei der Wellenlänge des eingesetzten frequenzverdoppelten, gepulsten Nd-YAG-Lasers (Typ: Brilliant Twins, maximale Pulsenergie: 150 mJ) von 532 nm. Das Maximum des Emissionsspektrums von Rhodamin 6G liegt bei zirka 585 nm.

Zur simultanen Aufnahme der Geschwindigkeitsfelder beider Phasen wurden zwei CCD-Kameras (Typ: Sony XC 75, Auflösung: 768 x 576 Pixel, interlaced) mit entsprechend engen optischen Bandpass-Filtern eingesetzt. An der CCD-Kamera für die Blasen war eine Makrolinse mit einer Brennweite von  $f \approx 75 \text{ mm}$  installiert, und die Kamera war in einem

Streulichtwinkel von  $80^\circ$  zum Lichtschnitt angeordnet (Abb. 6.1). Ein optischer Bandpass-Filter mit einer Zentralwellenlänge von 514,5 nm und einer Halbwertsbreite von 11,5 nm gewährleistete, dass ausschließlich an den Blasen gestreutes Laserlicht aufgenommen wurde und reduzierte zugleich dessen allzu hohe Intensität gegenüber dem von fluoreszierenden Tracer emittierten Licht. Auf diese Weise konnte die zusätzliche Installation eines Graufilters zur Verminderung der Lichtintensität vermieden werden. In einem Streulichtwinkel von  $80^\circ$  ist Reflexion der dominierende Modus der Lichtstreuung für das System Luftblasen in Wasser. Bereits in Abb. 5.5 sind die Intensitäten der verschiedenen Streulichtmoden für sphärische Blasen mittels geometrischer Optik dargestellt. Auf Grund der Dominanz der Reflexion erscheinen auf den Bildern der CCD-Kamera für die Blasen bei der Beleuchtung durch den Lichtschnitt nicht der Umfang der Blasen sondern nur Reflexionspunkte.

Die zweite Kamera zur Aufnahme der Bilder der fluoreszierenden Tracer-Partikel war mit einer Makrolinse der Brennweite  $f \approx 100$  mm und einem optischen Bandpassfilter für eine Zentralwellenlänge von 585 nm ausgestattet. Diese Kamera war in einem Streulichtwinkel von  $105^\circ$ , also in der Nähe des Brewsterwinkels  $j_B = 106,1^\circ$  für Blasen bei parallel polarisiertem Licht installiert (Abb. 6.1). Innerhalb dieses Beobachtungswinkels besitzt die Streulichtintensität der Blasen ein lokales Minimum, wie bereits in Abb. 5.5 zu erkennen ist. Der zusätzliche Bandpass-Filter gewährleistet im Zusammenhang mit der Wahl der Beobachtungswinkel eine sehr gute Phasentrennung.

Zur Verdeutlichung des Einflusses des Streulichtwinkels sind in Abb. 6.3 gewöhnliche Farbaufnahmen des Lichtschnittes für beide Beobachtungswinkel dargestellt. Für diese Aufnahmen wurde der Lichtschnitt mit einem kontinuierlich bei einer Wellenlänge von 514,5 nm arbeitenden Argon-Ionen-Laser erzeugt, was an der bläulich-grünen Farbe des Laserlichtschnittes erkennbar ist. Das linke Bild wurde in einem Streulichtwinkel von  $80^\circ$  aufgenommen, wodurch die Streulichtintensität der Blasen im Lichtschnitt besonders hoch ist und sich ein guter Kontrast zwischen Blasen innerhalb und außerhalb des Lichtschnittes ergibt. Das rechte Bild in Abb. 6.3 wurde in einem Streulichtwinkel von  $105^\circ$  aufgenommen. Die Blasen innerhalb des Lichtschnittes sind hier nahezu unsichtbar. Lediglich einige Blasen außerhalb des Lichtschnittes sind infolge der Beleuchtung durch die Streustrahlung aus dem Lichtschnitt sichtbar. Die Intensität des fluoreszierten Lichtes der Tracer-Partikel ist ausreichend hoch, um Bilder der Tracer-Partikel mit hohem Signal-Rausch-Abstand aufzunehmen.

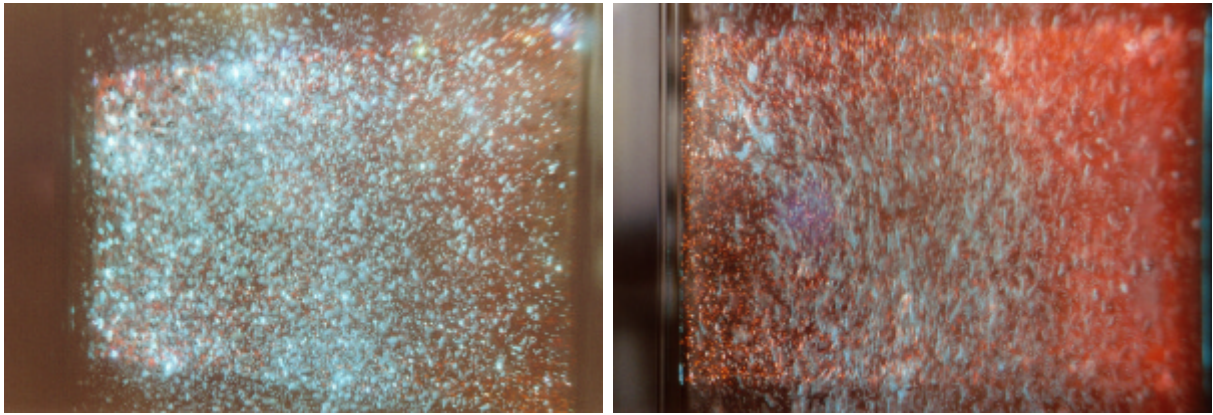


Abb. 6.3: Bilder des Laserlichtschnittes mit Blasen und fluoreszierenden Tracer-Partikeln aus verschiedenen Blickrichtungen betrachtet als Beleg für die Wirkungsweise der geometrischen Phasentrennung. (Linkes Bild: bei  $80^\circ$  dominanter Streuwinkel für Blasen, rechtes Bild:  $105^\circ$  dominanter Streuwinkel für das fluoreszierte Licht der Tracer-Partikel).

Ein Problem der Phasentrennung bei der LIF-PLV ist die Tatsache, dass das von fluoreszierenden Partikeln emittierte Licht auch von Blasen innerhalb und außerhalb des Lichtschnittes reflektiert und gebrochen werden kann und dann auf der CCD-Kamera als Tracer-Partikel erscheint. Dieses Phänomen ist an sichtbaren Blasenkonturen innerhalb der Tracer-Aufnahmen erkenntlich und tritt bei hohen Beleuchtungsintensitäten auf, wie sie in Abb. 6.4 dargestellt sind. Durch zu hohe Pulsenergien des Lasers werden die Konturen von Blasen sichtbar, da das Licht der fluoreszierenden Tracer-Partikel an den Blasenoberflächen gestreut wird, was letztlich in einer schlechten Phasendiskriminierung führt. Diese Fehlerquelle konnte während der Untersuchungen durch eine gute Abstimmung der Pulsenergie des Lasers minimiert werden.

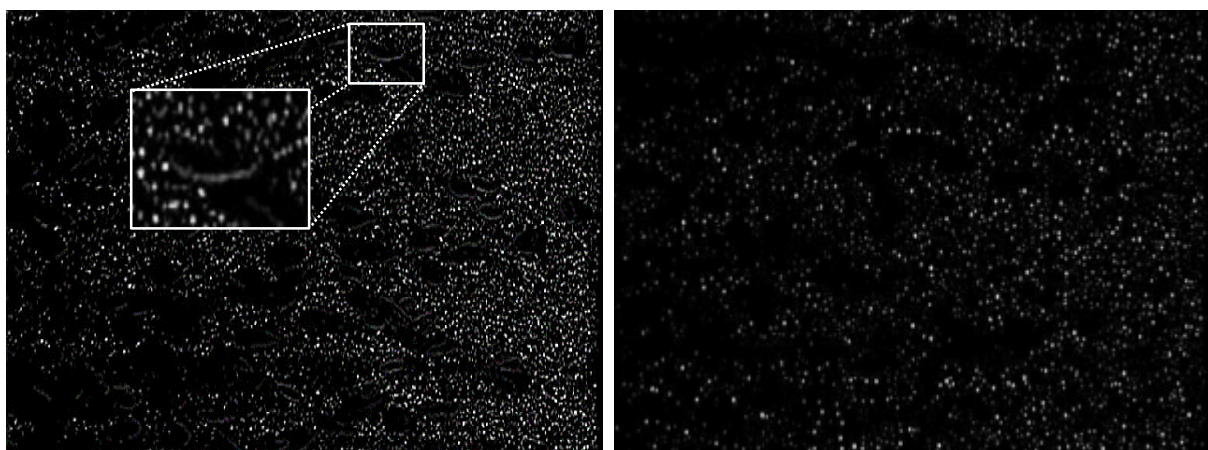


Abb. 6.4: Bilder von fluoreszierenden Tracer-Partikeln. Linkes Bild: Durch zu hohe Laserleistung werden die Konturen von Blasen sichtbar; Rechtes Bild: bei moderat dosierter Laserleistung sind nur die Abbildungen der Tracer-Partikel sichtbar.

Um trotz der nicht-rechtwinkligen Anordnung der Kameras zum Lichtschnitt dennoch eine Fokussierung für den kompletten Querschnitt der Blasensäule zu ermöglichen, waren die CCD-Kameras und ihre Optiken gemäß den Scheimpflug-Kriterien ausgerichtet (Prasad, 2000).

Mittels justierbarer Lichtschnittoptiken wurde ein Lichtschnitt erzeugt, dessen Lichtintensität über seiner Höhe und Breite nahezu konstant war. Um die Reduktion der Lichtintensität des Lichtschnittes durch Streuung an den Blasen und Divergenz in der Höhe zumindest teilweise zu kompensieren, war die Dicke des Lichtschnittes nicht konstant, sondern nahm mit zunehmender Eindringtiefe in die Blasensäule ab. Bei Eintritt des Lichtschnittes in die Blasensäule betrug die Dicke des Lichtschnittes 4 mm und verjüngte sich zu einer Dicke von 2 mm auf der anderen Seite des Kolonnenquerschnittes. Durch die Verringerung der Querschnittsfläche des Lichtschnittes entlang seines Verlaufes, stieg also die Lichtintensität mit zunehmender Eindringtiefe an und kompensierte teilweise den Verlust an Lichtintensität durch Streuung an den Blasenoberflächen. Die effektive Höhe des Lichtschnittes, welche zur Aufnahme der Bilder von Blasen genutzt wurde, betrug 105 mm.

Die Lichtschnittoptiken und beide CCD-Kameras waren auf einem CNC-gesteuerten Traversensystem montiert, um vollautomatische Messungen an verschiedenen Positionen innerhalb der Blasensäule zu ermöglichen. Um die Strömungsstruktur der Blasensäule mit einer Füllhöhe von 650 mm zu erfassen, wurden in zehn teilweise überlappenden Ebenen jeweils 1000 Bildpaare beider Phasen aufgenommen.

#### **6.4 Bildaufnahme und Bildverarbeitung**

Die Bilder der beiden CCD-Kameras wurden mittels zweier Framegrabber-Karten (Data Translation DT3155), welche in einem PC (Pentium 200 MHz) installiert waren, digitalisiert. Um für die PIV-Auswertung Doppelbilder der Strömung aufnehmen zu können, wurden die beiden Kameras im Interlaced-Modus betrieben, welcher lediglich die Akquisition von Halbbildern erlaubt. Um CCD-Kameras nach Video-Norm pixel-synchron zu betreiben, ist es nötig, das interne Zeilensynchronisationssignal einer Kamera auszugeben und eine zweite Kamera damit im sogenannten „Master-Slave-Modus“ anzusteuern. Dadurch ist gewährleistet, dass beide Kameras immer zeitgleich mit der Belichtung der jeweiligen Halbbilder beginnen und enden. Um innerhalb eines Doppelbildes beliebige Zeitabstände zwischen den Belichtungen zu realisieren, wurde ein Delay-Generator zur Erzeugung geeigneter Steuersignale eingesetzt. Die Ansteuerung dieses Delay-Generators und damit die Synchronisation der CCD-Kameras mit dem Pulslasers wurde durch einen Signalausgang der

Framegrabber-Karte bewirkt, welcher durch eine selbst entwickelte Software zur Bildaufnahme gesteuert wurde. Die Belichtungen der Halbbilder wurden zeitlich so gesetzt, dass das erste Halbbild zum Ende seiner Belichtungszeit belichtet wurde, während der zweite Laserpuls am Anfang der Belichtungszeit des zweiten Bild gezündet wurde (Abb. 6.5). Das kürzeste auf diese Weise realisierbare Zeitintervall zwischen den Belichtungen der Doppelbildaufnahmen betrug  $\Delta t = 250 \mu\text{s}$ .

Die CCD-Kameras nach Video-Norm haben unabhängig von den übrigen Systemkomponenten eine Bildwiederholrate, auf die das Bildaufnahmesystem synchronisiert werden muss, um das beschriebene Belichtungsschema auszuführen. Eine sehr einfache Methode, die den Einsatz weiterer Elektronik vermeidet, besteht darin, zwei Doppelbilder durch den Framegrabber zu erfassen. Hierbei dient das erste Doppelbild lediglich der Synchronisation des Framegrabbers auf die von der CCD-Kamera vorgegebene Bildwiederholrate. Dieses Bild wird also nicht belichtet und nicht gespeichert. Direkt im Anschluss wird das Signal zur Ansteuerung des Lasers ausgegeben und ein weiteres belichtetes Doppelbild durch den Framegrabber erfasst.

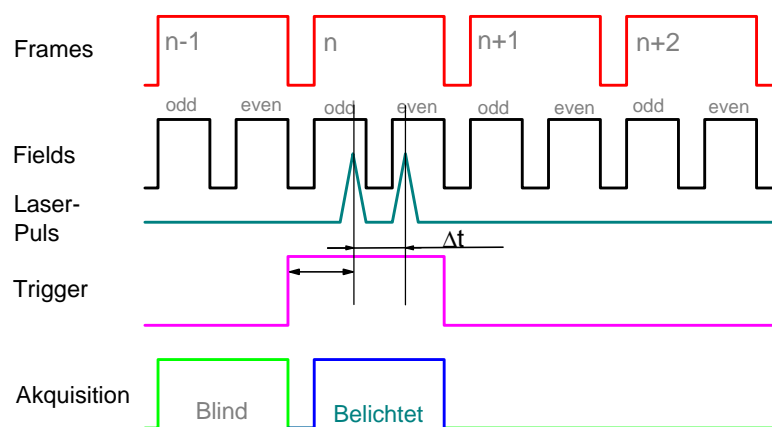


Abb. 6.5: Synchronisationsschema der Bildaufnahme mit CCD-Kameras nach Video-Norm.

Die digitalisierten Bilder wurden komprimiert und auf der Festplatte des PC's zur späteren Auswertung gespeichert. Zur Kompression wurde der JPEG-Algorithmus (Joint Photographic Experts Group) mit Kompressionsraten bis 1:10 eingesetzt, wodurch das Speichervolumen der Messungen von 6,2 GB auf die Kapazität einer beschreibbaren Compact Disk (CD-R) reduziert wurde. Der Einsatz des JPEG-Verfahren für die PIV und seine Auswirkungen auf die Bestimmung von mittleren Strömungsgeschwindigkeiten und

Schwankungsgeschwindigkeiten wurde von Freek et al. (1999) untersucht. Zusätzliche Auswerteunsicherheiten durch die von der Kompression verursachten Bildartefakte wurden bestimmt und lagen mit 0,1 Pixel in der Größenordnung der Genauigkeit der Auswertemethode.

Die aufgenommenen Bilder wurden mit einer selbst entwickelten Software auf der Basis der Minimum-Quadrat-Differenz-Methode (MQD) von Gui et al. (1997) ausgewertet. Algorithmen zur Mustererkennung und Objektverfolgung durch Summation von Differenzen werden im Bereich des maschinellen Sehens häufig angewandt, da sie sehr robust gegenüber Störungen in den Bildern sind, welche besonders in Bildern von Mehrphasenströmungen nicht auszuschließen sind. Um die durch den schlechten optischen Zugang beeinflusste Bildqualität zu verbessern, waren vor der Auswertung durch das MQD-Verfahren einige digitale Bildverarbeitungsoperationen nötig. Hierbei wurde zunächst der Bildhintergrund, welcher aus unscharf abgebildeten Blasen und Objekten außerhalb des Lichtschnittes bestand, durch die Anwendung einer Unschärf-Maske entfernt, um den Bildkontrast zu erhöhen. Ein Fließschema der einzelnen Prozessschritte ist in Abb. 6.6 dargestellt.

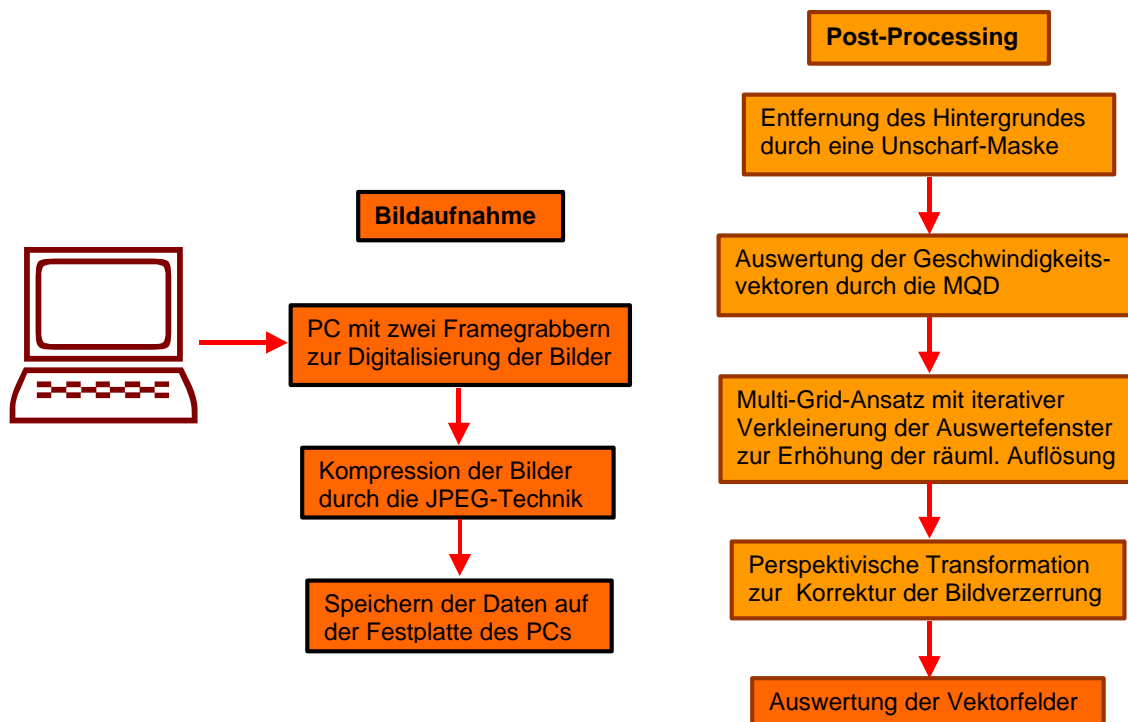


Abb. 6.6: Fließschema der Schritte zur Bildaufnahme und Bildverarbeitung.

Die Anwendung des MQD-Verfahrens beruht auf der Bestimmung der Verschiebung eines Partikelmusters innerhalb eines Auswertefensters durch die Suche einer minimalen quadratischen Differenzsumme zweier aufeinanderfolgender Bilder  $g_1$  und  $g_2$ :



$$D(m, n) = \frac{1}{M N} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N [g_1(i, j) - g_2(i + m, j + n)]^2 \quad (6.1)$$

Zur subpixelgenauen Bestimmung der Lage dieses Minimums wurde eine parabolische Anpassungsfunktion mit 9 Stützstellen benutzt. Der MQD-Algorithmus war zudem in einen iterativen Mehrgitter-Ansatz mit sukzessiver Verkleinerung der Auswertefenster implementiert, wie er in Abb. 6.7 dargestellt ist. Mit solch einem Ansatz, wie er von Scarano & Riethmuller (1999) beschrieben wurde, lässt sich eine hohe räumliche Auflösung erreichen ohne die Genauigkeit der Auswertung bei kleinen Auswertefenstern zu beeinflussen.

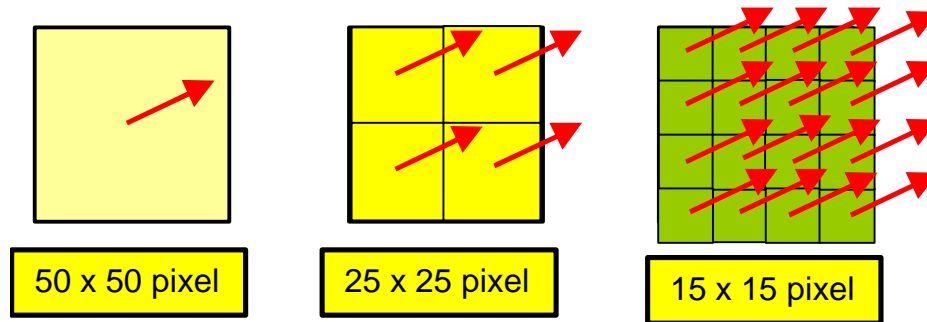


Abb. 6.7: Erhöhung der räumlichen Auflösung der PIV-Auswertung durch schrittweise Verkleinerung der Auswertefenster.

In einem ersten Auswerteschritt wurde ein grobes Feld der Verschiebungen mit einer Auswertefenstergröße von  $50 \times 50$  bis  $60 \times 60$  Pixel bestimmt. Diese Verschiebungen wurden als Eingangswerte für den nächsten Auswerteschritt genutzt, wobei nun die Größe der Auswertefenster auf 25 % der anfänglichen Auswertefenstergröße reduziert wurde. Die Geschwindigkeitsvektoren der Strömungsfelder wurden auf ihren Signal-Rauschabstand (SNR: Signal to Noise Ratio) hin überprüft, sodass nur validierte Vektoren als Eingangsdaten für eine nachfolgende Auswertung verwendet wurden. Während des zweiten Iterationsschrittes wurde der MQD-Algorithmus nur noch auf wenige Verschiebungen um die Vorgabewerte aus der letzten Auswertung angewandt, was die Auswertung erheblich beschleunigte. Das durch den zweiten Iterationsschritt bestimmte Strömungsfeld wurde wiederum als Eingangsinformation für einen letzten Iterationsschritt mit einer Auswertefenstergröße von  $15 \times 15$  Pixel genutzt.

Die räumliche Auflösung der Bilder der Blasen war  $0,1882$  mm/Pixel in horizontaler Richtung und  $0,3598$  mm/Pixel in vertikaler Richtung, während die Auflösung der Bilder für die Tracer  $0,1288$  mm/Pixel in der Horizontalen und  $0,2477$  mm/Pixel in der Vertikalen betrug. Daraus ergaben sich für die Abmessungen der Auswertefenster des letzten Iterationsschrittes  $1,9 \times 3,7$  mm für die Tracer und  $2,8 \times 5,4$  mm für die Blasen.



Nimmt man eine kubische Anordnung für den mittleren Abstand zwischen den Blasen an, lässt sich der mittlere Blasenabstand  $L$  für eine mittlere Blasengröße  $D_B$  und einen Gasgehalt  $e_G$  angeben:

$$L = D_B \left( \frac{\rho}{6 e_G} \right)^{1/3} \quad (6.2)$$

Für eine Blasengröße von  $D_B = 2.5$  mm und einen Gasvolumenanteil von  $e_G = 0,04$  ergibt sich ein mittlerer Blasenabstand von 5,9 mm, der geringfügig kleiner ist als die räumliche Auflösung der Auswertefenstergröße des letzten Iterationsschrittes für die Gasphase. Folglich befinden sich in den ersten beiden Iterationsschritten noch mehrere Blasen in den Auswertefenstern, während die Auswertefenster beim letzten Auswerteschritt der Gasphase wahrscheinlich nur noch mit einzelnen Blasen gefüllt sind. Hierdurch ändert sich die Charakteristik der Geschwindigkeitsbestimmung von der PIV zur einer PTV mit Verfolgung von Einzelobjekten.

Nach Bestimmung der Geschwindigkeitsvektoren durch den MQD-Algorithmus musste die Verzerrung der Bilder durch die nicht-rechtwinkliche Anordnung der CCD-Kameras zum Lichtschnitt korrigiert werden. Dazu wurden die Abbildungsverhältnisse durch eine auf der perspektivischen Projektion basierenden geometrischen Transformation korrigiert. Die dazu benötigten Transformationskoeffizienten wurden bestimmt, indem eine Kalibrierung mit einem Linienraster, welches an der Position des Lichtschnittes platziert wurde, durchgeführt wurde.

Zur Detektion von Fehlvektoren in PIV-Vektorfeldern einphasiger Strömungen gibt es etliche Methoden wie globale Histogrammoperatoren oder dynamische Mittelwertoperatoren (Raffel et al. 1998), die meist auf einem Vergleich des zu beurteilenden Vektors mit seinen nächsten Nachbarn beruhen. All diese Ansätze wären bei den Untersuchungen der Blasenströmungen nicht anwendbar, da auf Grund der diskontinuierlichen Natur der Vektorfelder von Blasenströmungen oftmals keine Nachbarvektoren verfügbar sind. Abhängig von der Blasengröße und dem Gasgehalt haben die Vektorfelder der Flüssigkeit keine Vektoren, wenn dort Blasen vorkommen (Siehe Abb. 6.13). Darüber hinaus ist die Bewegung von benachbarten Blasen nicht korreliert, sodass diese nicht für eine vergleichende Validierung herangezogen werden können (Deen 2001). Das einzige Validierungskriterium für Blasenströmungen basiert auf der Qualitätsbeurteilung der von dem MQD-Verfahren generierten Korrelationsmatrix und dem Verlauf bzw. der Weite des Minimums, welches die wahrscheinlichste Verschiebung darstellt. Dies wurde bereits von Deen (2001) für die Anwendung einer FFT-gestützten PIV-Auswertung der Aufnahmen von Blasenströmungen erkannt. Er

verwarf die Ergebnisse von flachen Korrelationspeaks, deren Breite größer war als vier Pixel. Während der eigenen Untersuchungen wurde zusätzlich eine minimale Grauwertsumme als Schwellwert für die Auswertung der Auswertefenster definiert, da Auswertefenster mit zu geringem Inhalt häufig fehlerhaft ausgewertet werden.

Die Blasengröße und Form wurde durch zusätzliche Aufnahmen mit einer Hintergrundbeleuchtung durch ein gepulst betriebenes LED-Array erfasst. Das LED-Array bestand aus 70 eng platzierten Hochleistungs-LEDs, welche eine Fläche von  $80 \times 60 \text{ mm}^2$  einnahmen. Die Pulsdauer der Lichtblitze betrug  $200 \text{ }\mu\text{s}$ . Die Bilder wurden durch eine zusätzliche Kamera aufgenommen, welche mit einer Makrolinse ausgestattet war und eine geringe Tiefenschärfe von etwa  $2 \text{ mm}$  bei einem Bildausschnitt von  $20 \times 15 \text{ mm}$  hatte. Die Auswertung der Bilder geschah mit dem in Kapitel 7.3 beschriebenen Blasendetektionsalgorithmus. Aus den ermittelten Projektionsflächen der Blasen wurden die Äquivalentdurchmesser der flächengleichen Kreise ermittelt, um eine Abschätzung der volumenäquivalenten Durchmesser zu erhalten. Die so ermittelten Blasengrößenverteilungen wurden als Eingangsdaten für numerische Berechnungen (Lain et al. 1999) benötigt.

## **6.5 Test der LIF-PLV-Technik**

Frühere Untersuchungen (Kap. 5) haben gezeigt, dass die Strömung im Innern von Blasensäulen geprägt ist durch Schwankungen mit einem sehr breiten Frequenzgang. Sehr niederfrequente, aber nicht notwendigerweise periodische Schwankungen werden von der Taumelbewegung des aufsteigenden Gasstroms in den unteren Regionen von Blasensäulen verursacht und pflanzen sich oftmals als großskalige Wirbelstrukturen helixförmig über die gesamte Kolonne fort. Solche Schwankungen niedriger Frequenz erfordern sehr lange Messzeiten, um stabile mittlere Geschwindigkeiten für die beiden Phasen angeben zu können. Um die benötigte Messdauer besser abschätzen zu können, wurden die Zeitreihen der Geschwindigkeiten von Blasen und Flüssigkeit analysiert. Zeitreihen einer Messung für einen Gasvolumenstrom von  $\dot{V}_G = 166 \text{ l/h}$  ( $U_{SG} = 0,3 \text{ cm/s}$ ,  $e_{G,int} = 1,7 \text{ }\%$ ,  $D_B = 2,0 \text{ mm}$ ) aufgenommen an einer Position  $130 \text{ mm}$  oberhalb des Begasers sind in Abb. 6.8 gezeigt. Die kleinskaligen Fluktuationen der Blasen sind deutlich stärker als die der Flüssigkeit. Neben den kleinskaligen sind auch großskalige Schwankungen zu erkennen, welche besonders die in Abb. 6.9 dargestellten, kumulativen Mittelwerte der Zeitreihen beeinflussen. Der Verlauf der kumulativen Mittelwerte zeigt, dass eine minimale Messzeit von  $600 \text{ s}$  erforderlich ist, um aussagefähige Mittelwerte der Geschwindigkeiten für einen Quasi-Gleichgewichtszustand

angeben zu können. Daher wurden 1000 Doppelbilder pro Phase zur Bestimmung der gemittelten Strömungsfelder über einen Zeitraum von 1200 s aufgenommen.

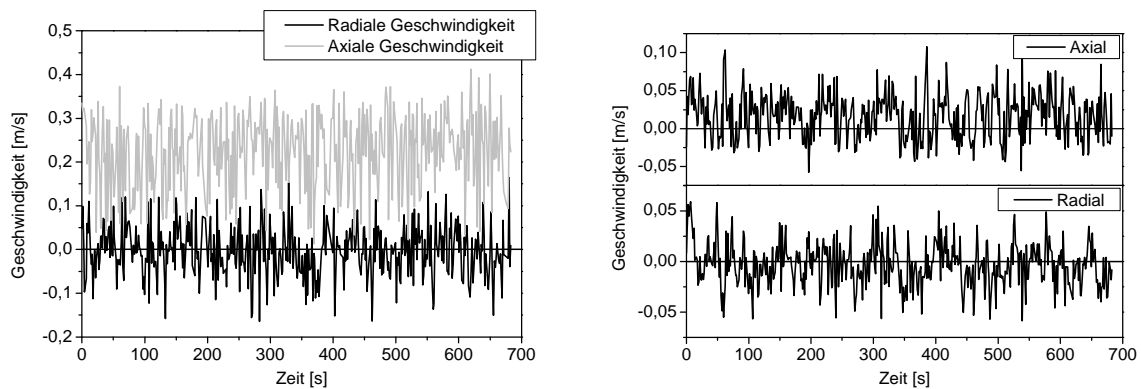


Abb. 6.8: Zeitserien der lokalen Geschwindigkeiten der Blasen (linke Seite) und der Flüssigkeit (rechte Seite), gemessen 500 mm über dem Begaser ( $H_L = 650$  mm,  $V_G = 166$  l/h,  $U_B = 0,3$  cm/s,  $e_{G,int} = 1,7$  %,  $D_B \approx 2,0$  mm).

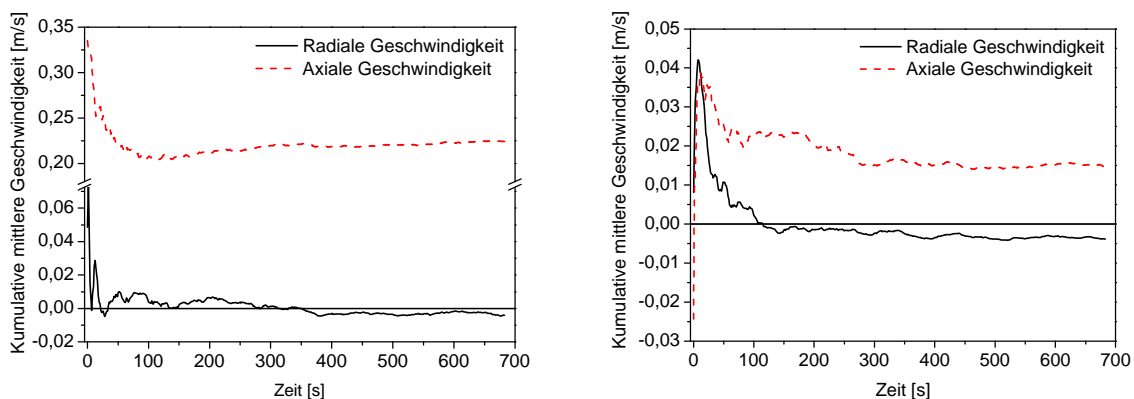


Abb. 6.9: Zeitserien der kumulativ gemittelten Geschwindigkeiten der Blasen (linke Seite) und der Flüssigkeit (rechte Seite), gemessen 500 mm über dem Begaser ( $H_L = 650$  mm,  $V_G = 166$  l/h,  $U_B = 0,3$  cm/s,  $e_{G,int} = 1,7$  %,  $D_B \approx 2,0$  mm).

Ein besonderes Problem bei der Anwendung optischer Messtechnik in Blasensäulen stellt der schwierige optische Zugang dar. Sowohl das durch den Lichtschnitt einfallende Licht als auch das von Objekten im Lichtschnitt ausgehende Licht wird durch Mehrfachstreuung an den Blasenoberflächen beeinflusst. Bei Anwendung der LIF-PLV wird die Erfassung der fluoreszierenden Tracer-Partikel mit zunehmender Eindringtiefe des Lichtschnittes in den Kolonnenquerschnitt immer schwieriger. Dieser Umstand führte zu einem

Verlust der Geschwindigkeitsinformationen der kontinuierlichen Phase an den Orten mit langen optischen Pfadlängen des Lichtschnittes in der Blasenströmung, obwohl während der Untersuchungen ein konvergierender Lichtschnitt benutzt wurde.

Um diesen Effekt zu verdeutlichen, ist in Abb. 6.10 die über die Bildhöhe und 1000 Vektorfelder gemittelte Anzahl validierter Vektoren über dem Querschnitt der Kolonne aufgetragen. Die Anzahl validierter Vektoren der Flüssigkeit nimmt auf Grund der ständigen Blockade und Reduktion der Lichtintensität des Lichtschnittes durch die Blasen mit zunehmender Distanz von der rechten Wand ab. Die höchste Anzahl validierter Vektoren ist stets in der Nähe der Wand zu finden, durch die der Laserlichtschnitt eindringt. Mit zunehmenden Gasgehalt nimmt die Anzahl der Geschwindigkeitsvektoren der Flüssigkeit ab, da die von den Blasen eingenommene Fläche ansteigt. Es sei bemerkt, dass für den Fall von  $e_G = 11,7\%$  der mittlere Blasenabstand lediglich 1,65 mm beträgt. Für die kontinuierliche Phase wurden in der Mitte der Blasensäule bis zu einem Gasgehalt von 6,6 % eine aussagefähige Anzahl validierter Vektoren erfasst. Eine weitere Steigerung der Anzahl der Vektoren würde den statistischen Fehler bei einem gegebenen Vertrauensintervall verringern. Dazu wäre allerdings die Aufnahme und Auswertung einer größeren Anzahl an Bildern notwendig.

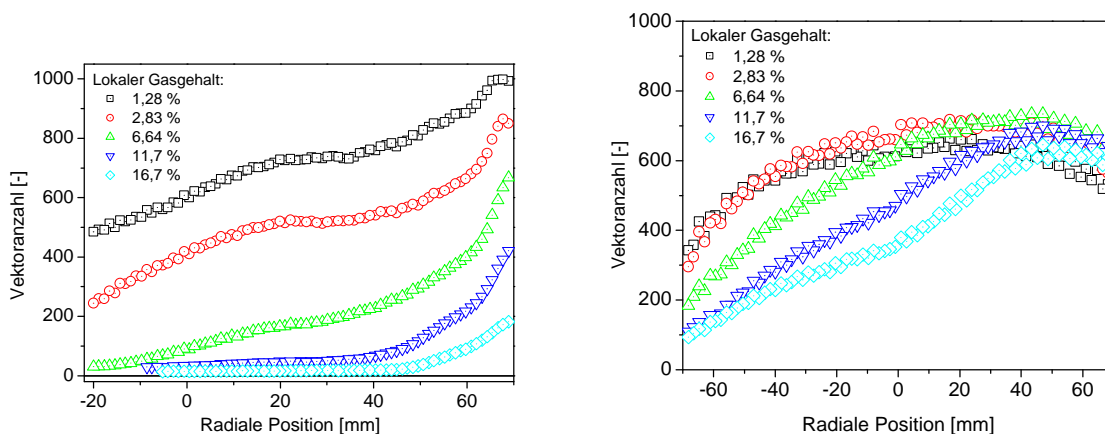


Abb. 6.10: Einfluss des Gasgehaltes auf die Anzahl validierter Vektoren als Funktion der optischen Pfadlänge des Laserlichtschnittes (Eintritt von rechts) innerhalb der Blasensäule für die kontinuierliche Phase (linke Seite) und für die Blasen (rechte Seite). Die Werte wurden über 1000 Vektorfelder und die Höhe des Bildausschnittes gemittelt,  $H_L = 1400$  mm.

Für die Blasen wurde eine aussagefähige Anzahl validierter Vektoren über den gesamten Querschnitt bis zu einem Gasgehalt von 16,7 % erreicht (Abb. 6.10). In der Nähe der Wand, durch die der Lichtschnitt in die Kolonne eindringt, nimmt die Anzahl der

Geschwindigkeitsvektoren zunächst zu, da die Blasenanzahldichte ebenfalls zunimmt. Die Abnahme der Anzahl validierter Vektoren mit zunehmender Eindringtiefe ist weniger drastisch als die bei der Flüssigkeit. Aus diesem Grund wurde als Weite des Bildausschnittes für die Tracer-Partikel 80 mm gewählt, während durch den Bildausschnitt der Kamera für die Blasen der komplette Querschnitt der Kolonne von 140 mm erfasst wurde. Der Einfluss der Abnahme der Anzahl validierter Vektoren auf die Vertrauensintervalle der gemessenen Geschwindigkeitsprofile der Flüssigkeit ist in Abb. 6.11 für den Fall der Messungen bei einem Gasgehalt von 2,83 % und für einen Vertrauenswert von 95 % dargestellt. Die Messung wurde bei einem Füllstand der Kolonne von 1400 mm in einer Höhe von 1100 mm über dem Begaser durchgeführt.

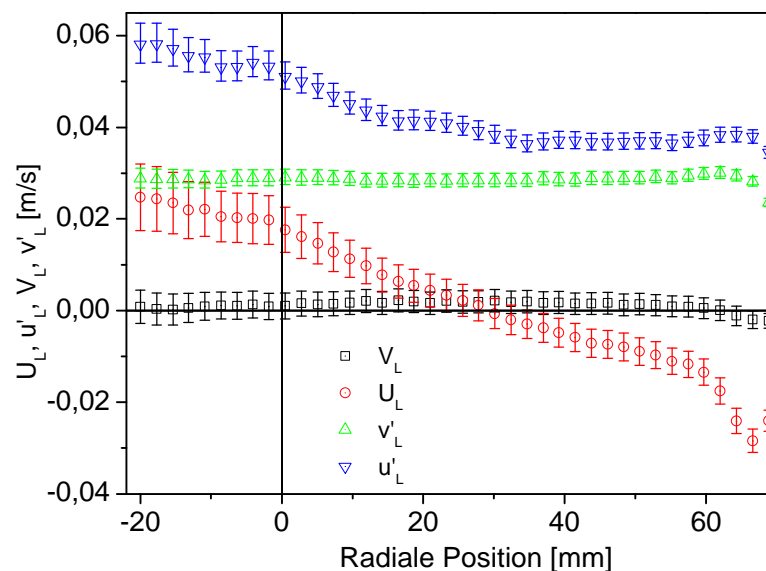


Abb. 6.11: Profile der mittleren Geschwindigkeiten und der Schwankungsgeschwindigkeiten der kontinuierlichen Phase mit Konfidenzintervallen für eine Wahrscheinlichkeit von 95 % (Position 1100 mm über dem Begaser, Mittelung über einer Höhe von 2 mm und 1000 Vektorfeldern,  $U_{SG} = 0,71$  cm/s,  $e_G = 2,83$  %,  $D_B \gg 3,6$  mm)

Da die axiale Änderung der Geschwindigkeitsprofile an dieser Stelle nur sehr gering ist, konnten einzelne Reihen des ermittelten Strömungsfeldes durch eine weitere Mittelung zusammengefasst werden. Für die angegebenen Bedingungen konnte, wie bei der axialen Komponente der Flüssigkeitgeschwindigkeit ersichtlich, kein axialsymmetrisches Strömungsprofil eingestellt werden. Auf diesen Umstand wird später nochmals eingegangen. Die radiale Komponente der mittleren Geschwindigkeit ist, wie zu erwarten, nahezu null. Die

Schwankungsgeschwindigkeiten der Flüssigkeit sind leicht anisotrop, wobei die axiale Komponente größer ist als die radiale. Wegen der abnehmenden Zahl validierter Vektoren steigt auch die Größe der Vertrauensintervalle mit zunehmenden Abstand von der Wand.

Ein Vergleich der Ergebnisse der LIF-PLV mit Geschwindigkeitsmessungen, welche mittels einem LDA/PDA-System gemacht wurden, ist in Abb. 6.12 gezeigt. Auch für die LDA-Messungen wurden fluoreszierende Tracer in Kombination mit einem optischen Bandpassfilter eingesetzt, um die Geschwindigkeiten der Flüssigkeit zu bestimmen (siehe Kapitel 5.6). Die Größe und Geschwindigkeit der Blasen wurde durch ein erweitertes PDA-System mit großem Messvolumen ermittelt. Um den Einsatz der PDA zu ermöglichen wurden für diesen Fall kleine Blasen mit einer sehr engen Größenverteilung erzeugt. Auf Grund der hohen Anzahldichte dieser Blasen konnte nur ein sehr geringer Gasgehalt eingestellt werden, um den optischen Zugang zu gewährleisten. Für die mittleren axialen Geschwindigkeiten beider Phasen konnte eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse beider Messtechniken gefunden werden.

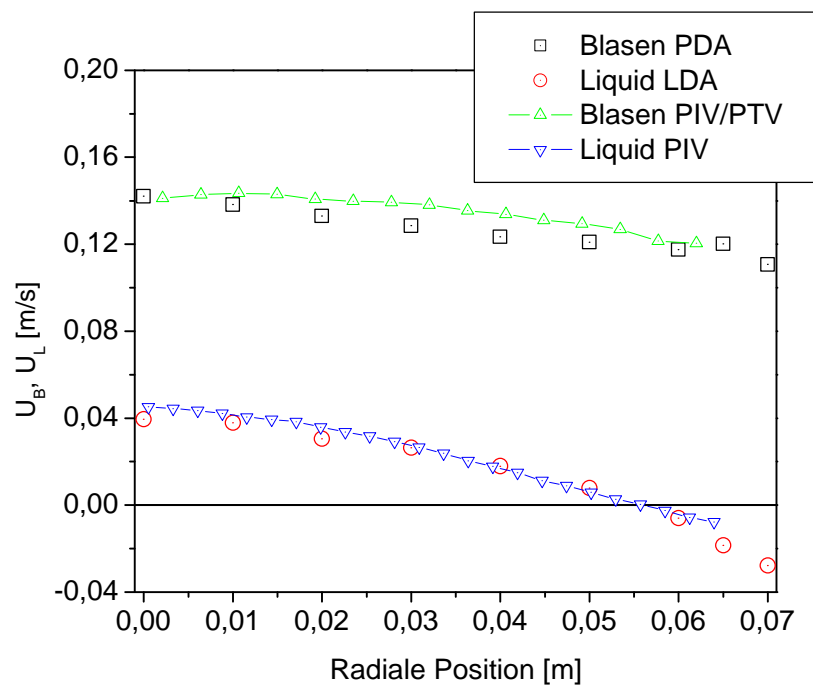


Abb. 6.12: Vergleich der gemessenen vertikalen mittleren Geschwindigkeiten von Blasen und Flüssigkeit für PDA/LIF-LDA und LIF-PLV. ( $H_L = 650 \text{ mm}$ , Messposition: 480 mm über dem Begaser,  $e_{G,int} = 1,7 \%$ ,  $D_B = 750 \text{ mm}$ )

## 6.6 Ergebnisse

Der Hauptgrund für die Entwicklung und Anwendung der beschriebenen Messtechnik war die Erzeugung detaillierter Datensätze zur Validierung numerischer Simulationen. Vergleiche zwischen numerischen Strömungsberechnungen und den Ergebnissen der Messungen sollen qualitative und quantitative Aussagen über Unterschiede und Übereinstimmungen der Simulation und der „gemessenen“ Realität ermöglichen. Die PLV erfüllt diese Forderungen wie kaum eine andere Messtechnik. Die Auswertung eines einzelnen Doppelbildes liefert Informationen über das Aussehen lokaler Strömungsstrukturen in einer Blasenströmung. Typische instantane Geschwindigkeitsfelder der Flüssigkeit sind in Abb. 6.13 für verschiedene Gasgehalte und Blasengrößen gezeigt.

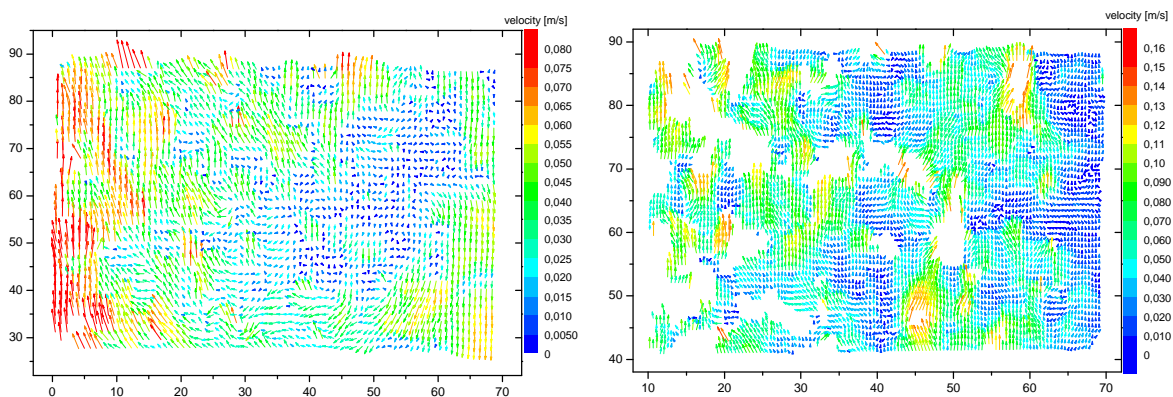


Abb. 6.13: Instantane Geschwindigkeitsfelder der kontinuierlichen Phase für zwei verschiedene Bedingungen. Links:  $\epsilon_{G,int} = 1,7 \%$ ,  $D_B = 0,75 \text{ mm}$ , Rechts:  $\epsilon_{G,int} = 2,9 \%$ ,  $D_B = 1,55 \text{ mm}$  (die Farbskala zeigt die Stärke der Geschwindigkeit in [m/s], die horizontale und vertikale Achse entspricht der Position in der Kolonne in [mm]).

Im Falle sehr kleiner Blasen und niedriger Gasgehalte ist das Feld nahezu komplett mit Vektoren besetzt. Lediglich in der Mitte des Blasensäule fällt die Anzahl der validierten Vektoren, wie bereits zuvor erwähnt, auf Grund der starken Lichtstreuung rapide ab. Die Vektorfelder lassen zudem eine aufwärts gerichtete Strömung in der Kolonnenmitte und eine abwärts gerichtete Strömung in der Nähe der Wand erkennen. Auch Wirbelstrukturen mit einem Durchmesser zwischen 5 und 10 mm sind zu sehen. Für die Strömung mit größeren Blasen ( $D_B = 1,55 \text{ mm}$ ) und höherem Gasgehalt treten durch die Anwesenheit der Blasen mehrere Regionen ohne Geschwindigkeitsvektoren auf. Die Wirbelstrukturen sind für diesen Fall weniger ausgeprägt.

Durch die Mittelung mehrerer Vektorfelder können neben den mittleren Geschwindigkeiten auch die Schwankungsgeschwindigkeiten und Turbulenzparameter der Strömung

bestimmt werden. Die gemittelte Strömungsstruktur im Querschnitt der Blasensäule konnte abgebildet werden durch eine Traversierung des optischen Systems innerhalb von 10 vertikal angeordneten Ebenen. Durch die erneute Abtastung der 10 Vektorfelder wurde je ein stationäres Geschwindigkeitsfeld für die Blasen und für die Flüssigkeit erzeugt, welche in die Abb. 6.14 und Abb. 6.15 dargestellt sind. Durch die Subtraktion der mittleren Geschwindigkeit der Flüssigkeit von der der Blasen wurde das Strömungsfeld der lokalen Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen erhalten:

$$\bar{U}_{slip} = \bar{U}_B - \bar{U}_L \quad (6.3)$$

Zusätzlich wurde das Feld der turbulenten kinetischen Energie der kontinuierliche Phase berechnet:

$$k = \frac{1}{2} \left( \overline{u_L'^2} + 2 \overline{v_L'^2} \right) \quad (6.4)$$

Hierbei wurde angenommen, dass die radiale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeiten der azimuthalen entspricht, was mit Ausnahme der wandnahen Regionen sicher zutrifft.

Zwei verschiedene Betriebsbedingungen werden präsentiert. Im ersten Fall wurden sehr kleine Blasen mit einem Durchmesser von 0,5 mm untersucht. Wegen der hohen Anzahldichte der kleinen Blasen und dem entsprechend schwierigen optischen Zugang konnte nur ein sehr geringer Gasgehalt eingestellt werden. Auf den ersten Blick sieht das Strömungsmuster der Flüssigkeit symmetrisch aus, obwohl die Strömung speziell im oberen Bereich der Blasensäule eine starke Aufwärtsbewegung zeigt. Die Kontinuität dieser Profile ist bei Annahme einer rotationssymmetrischen Strömung nicht erfüllt, was auf Abwärtsbewegungen der Flüssigkeit außerhalb der Ebene des Lichtschnittes hindeutet. Solche asymmetrischen Strömungsstrukturen können aber nur durch zusätzliche Messebenen nachgewiesen werden. Im Laufe der Untersuchungen war es trotz sorgfältiger vertikaler Ausrichtung der Blasensäule nicht möglich, ein vollständig symmetrisches Strömungsmuster zu erhalten. Es wird vermutet, dass geringste Inhomogenitäten in der Begasung zu einem Bruch der Symmetrie des Strömungsbildes führen, die sich vertikal in die oberen Regionen der Blasensäule fortpflanzt. So ließen sich in den einzelnen Messungen immer wieder Ebenen finden, deren Profile der Flüssigkeitgeschwindigkeiten das Kontinuitätskriterium erfüllten, aber bereits die benachbarte Ebene wies wieder eine deutliche Asymmetrie auf.

Die lokale Relativgeschwindigkeit war mit Ausnahme der wandnahen Regionen über dem Begaser nahezu konstant. In diesem Bereich legt sich der aufsteigende Blasenschwarm infolge der Dispersion allmählich an die Wand an, was bei der ständigen Taumelbewegung



des Schwarms zu einem schwankenden Bewegungsverhalten mit zeitweilig abwärts und aufwärts gerichteten Wasserbewegungen führt. Zusätzlich werden in diesen Rezirkulationsgebieten kleine Blasen eingefangen, welche eine geringere Relativgeschwindigkeit aufweisen.

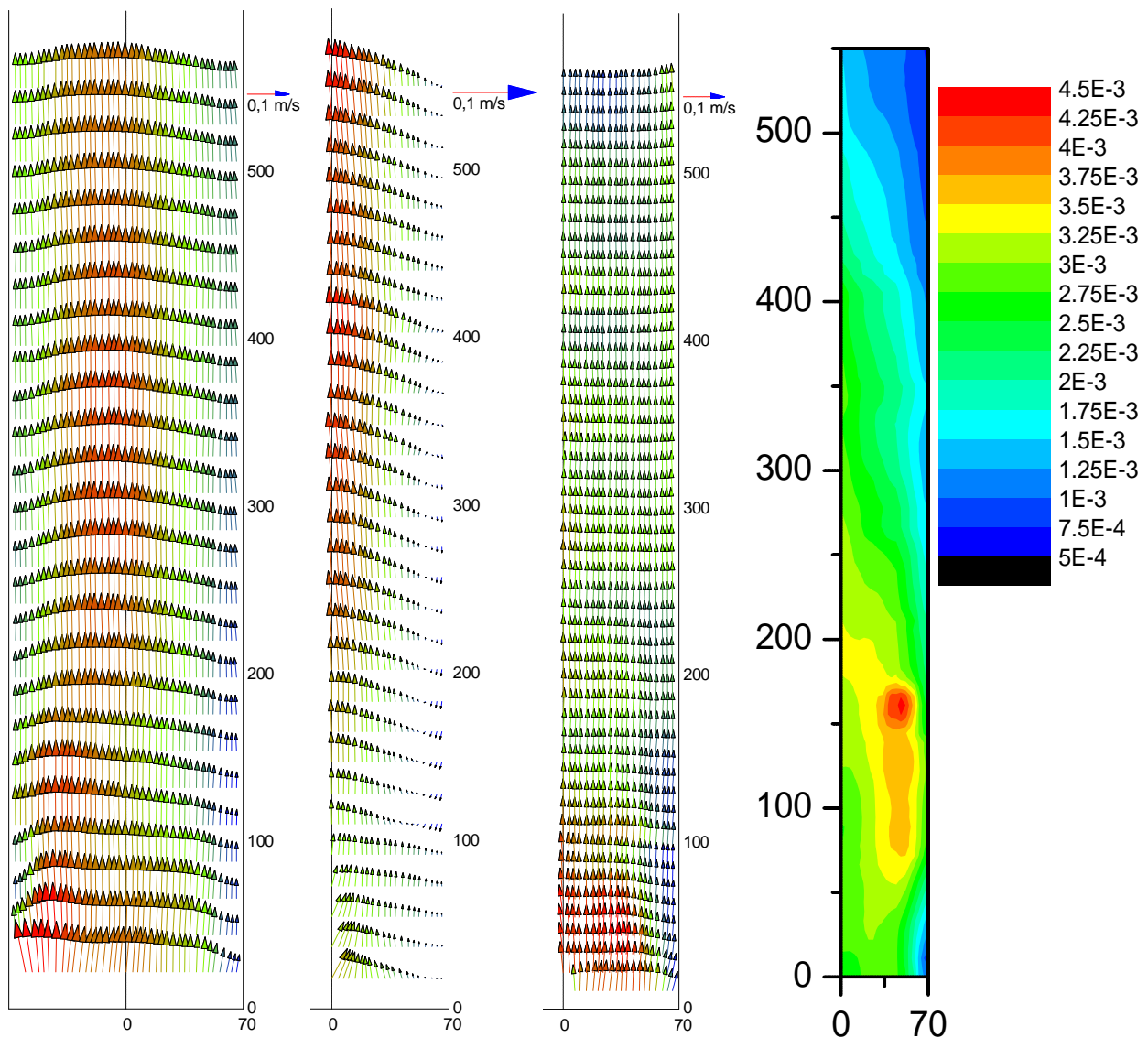


Abb. 6.14: Mittlere Geschwindigkeitsfelder in der Blasensäule: von links: Geschwindigkeit der Blasen, Geschwindigkeit der Flüssigkeit, lokale Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen und Flüssigkeit, Konturplot der turbulenten kinetischen Energie der Flüssigkeit ( $H_L = 650$  mm,  $U_{SG} = 0,084$  cm/s,  $e_{G,int} = 1,2$  %,  $D_B = 0,5$  mm).

Im zweiten Fall wurde die Blasensäule mit einer Gasleerrohrgeschwindigkeit von  $U_{SG} = 0,55$  cm/s und einem integralen Gasgehalt von  $e_{G,int} = 2,1$  % bei einer mittleren Blasengröße von 1,8 mm betrieben (Abb. 6.15). Die Geschwindigkeiten der aufsteigenden Blasen erreichen in den unteren Regionen ein deutliches Maximum in der Mitte der Blasensäule, was durch die stark abwärts gerichtete Wasserströmung in der Nähe der Wand hervorgerufen wurde. Die

abwärts strömende Flüssigkeit schnürte den aufsteigenden Blasenschwarm stark ein, und es wurde eine besonders starke Taumelbewegung des Blasenschwarms beobachtet.

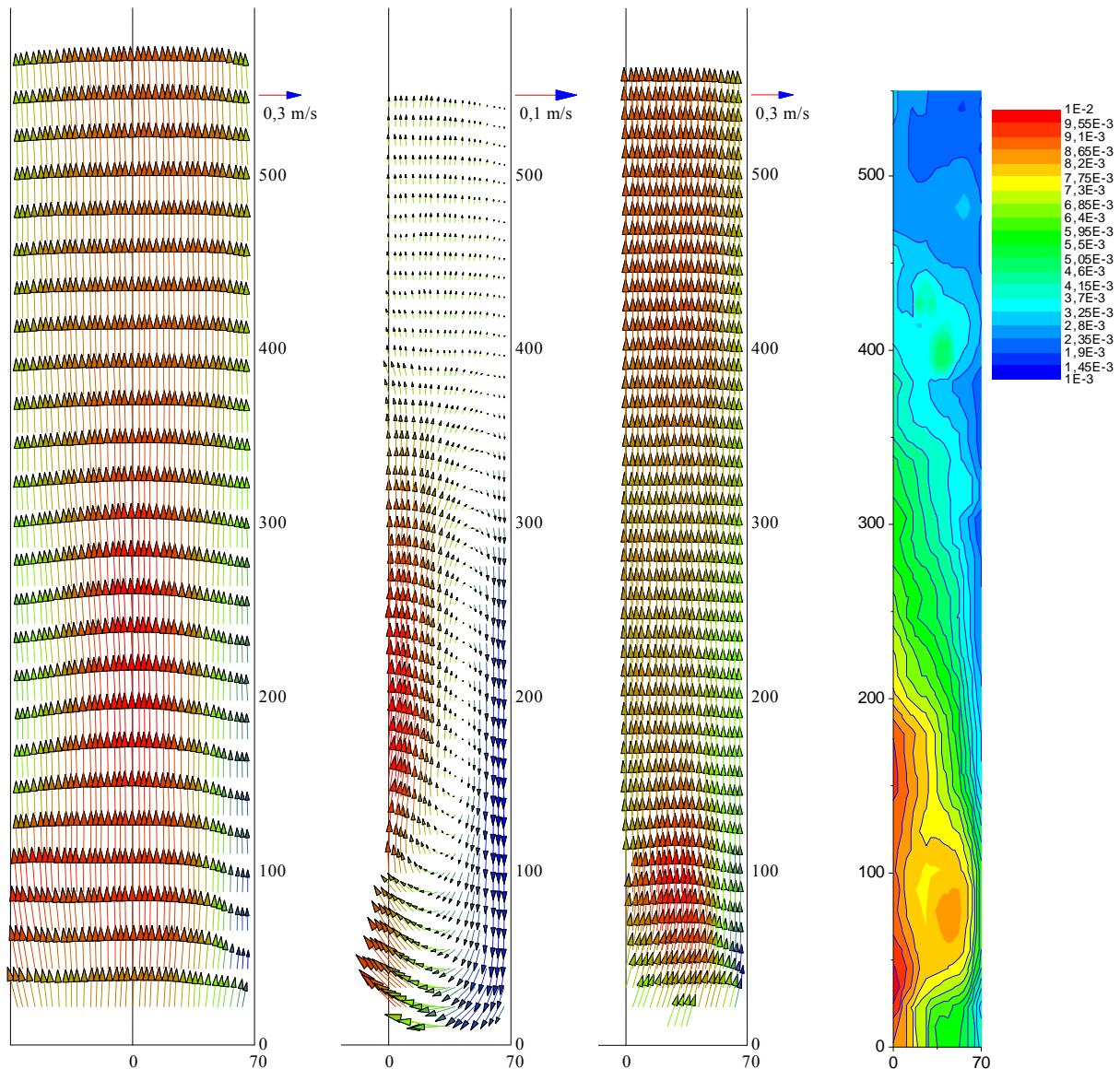


Abb. 6.15: Mittlere Geschwindigkeitsfelder in der Blasensäule: von links: Geschwindigkeit der Blasen, Geschwindigkeit der Flüssigkeit, lokale Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen und Flüssigkeit, Konturplot der turbulenten kinetischen Energie der Flüssigkeit ( $H_L = 650$  mm,  $U_{SG} = 0,55$  cm/s,  $e_{G,int} = 2,1$  %,  $D_B = 1,8$  mm)

Auch in diesem Fall konnte trotz Mittelung über eine relativ lange Messzeit von 20 min keine axialsymmetrische Strömung beobachtet werden. Somit kann festgehalten werden, dass die quasi-stationäre Strömung der Blasensäule nicht axialsymmetrisch sondern dreidimensional und sehr empfindlich gegen Störungen ist. Diese Beobachtungen stimmen mit anderen experimentellen Untersuchungen überein (Franz et al. 1984), welche die Strömung einer Blasensäule ebenfalls als hochgradig instationär bezeichneten und keine axialsymmetrische,

quasi-stationäre Strömung fanden. Selbst kleinste Störungen, etwa durch eine inhomogene Begasung, führen zu einer bevorzugten Aufstiegsbahn der Blasen.

Die lokale Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen und Flüssigkeit zeigt in den unteren Bereichen der Blasensäule eine leichte Abnahme von der Mitte zur Wand hin (Abb. 6.15), welche durch die stärkere Dispersion großer und langsamer Blasen zu erklären ist. Mit steigender Höhe sind die Blasen dann homogen über den gesamten Querschnitt der Blasensäule dispergiert, was sich an der nahezu konstanten Relativgeschwindigkeit zeigt. Die turbulente kinetische Energie der kontinuierlichen Phase weist ein Maximum in der Region der Einschnürung des Blasenschwarms durch die rezirkulierende Wasserströmung auf. Mit steigender Höhe nimmt die turbulente kinetische Energie auf die Hälfte ihres maximalen Wertes ab.

Der Einfluss des Gasgehaltes auf die mittleren Geschwindigkeiten und die Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit von Blasen und Flüssigkeit wurde für eine Füllhöhe der Kolonne von 1400 mm in einer Ebene 1100 mm über dem Begaser untersucht (Abb. 6.16). Hierzu wurden die Vektorfelder mit einer Höhe von zirka 100 mm über der Höhe zu Profilen gemittelt, woraus dann, mit Wichtung der radialen Position, entsprechend Gl. 2.31 über dem Querschnitts gemittelten Werte der Geschwindigkeiten errechnet wurden.

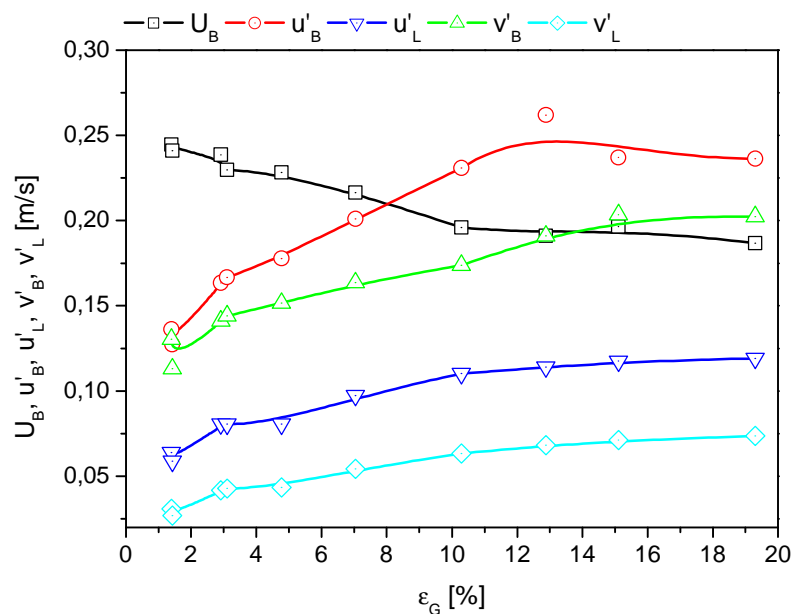


Abb. 6.16: Über dem Querschnitt der Blasensäule flächengewichtete Werte der mittleren Blasengeschwindigkeit und der Schwankungsgeschwindigkeiten von Blasen und Flüssigkeit. Die Angaben wurden gemittelt über der Höhe des Bildausschnittes und 1000 Vektorfeldern. Position 1100 mm über dem Begaser,  $H_L = 1400$  mm.

Durch diese Vorgehensweise wurden auch bei höheren Gasgehalten eine aussagefähige Anzahl an Geschwindigkeitsvektoren erreicht. Das Ergebnis zeigt zwei grundlegende Effekte: Zum einen nimmt die Blasenauftiegs geschwindigkeit mit steigendem Gasgehalt ab, was auf eine Wechselwirkung zwischen den Blasen hindeutet. Die Blasen werden also in ihrem Aufstieg gehindert, was sich durch eine Modifikation des Widerstandbeiwertes in Abhängigkeit des Gasgehaltes beschreiben lässt. Hierzu wurden einige Korrelationen von Bunner (2000) im Zusammenhang mit direkten numerischen Simulationen von Blasenschwärmen aufgestellt. Zum anderen nehmen die Schwankungsgeschwindigkeiten, sowohl der Blasen als auch der Flüssigkeit, mit steigendem Gasgehalt zu. Für die Blasen scheinen die Schwankungsgeschwindigkeiten auf Grund der gegenseitigen Behinderung durch benachbarte Blasen einem Grenzwert entgegen zu streben, der jedoch bis zum größten gemessenen Gasgehalt nicht erreicht wird. Auch die Turbulenz der kontinuierlichen Phase nimmt durch den steigenden Energieeintrag auf Grund der größeren Gasvolumenströme bei höheren Gasgehalten zu, ohne einen Grenzwert zu erreichen. Für die Schwankungsgeschwindigkeiten beider Phasen kann eine deutliche Anisotropie festgestellt werden, welche für die verschiedenen Gasgehalte, besonders im Falle der Flüssigkeit, eine annähernd gleichbleibende Differenz zwischen den horizontalen und vertikalen Komponenten aufweist.

## **6.7 Resümee**

Ein Messsystem zur simultanen Bestimmung der Geschwindigkeitsfelder beider Phasen in Blasenströmungen wurde entwickelt. Die Methode basiert auf der LIF-PLV, wobei zur Diskriminierung der Phasen fluoreszierende Tracer-Partikel und zwei CCD-Kameras eingesetzt wurden. Das Minimum-Quadrat-Differenz-Verfahren (MQD) wurde in eine Mehrgitterauswertung mit iterativer Verkleinerung der Auswertefenster implementiert, um die räumliche Auflösung der zu bestimmenden Vektorfelder zu erhöhen. Die Methode wurde auf ihre Anwendbarkeit bei verschiedenen Gasgehalten hin untersucht. Es zeigte sich, dass die Methode in der gegebenen Geometrie einer Laborblasensäule ohne weiteres zur Geschwindigkeitsbestimmung beider Phasen für Gasgehalte bis 6% eingesetzt werden kann. Darüber hinaus ist mit zunehmenden Einschränkungen zu rechnen, und ab 20 % Gasgehalt ist eine Anwendung nicht mehr sinnvoll.

Die Auswertung und statistische Mittelung einer großen Anzahl von Doppelbildaufnahmen ergab Felder der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten und der Schwankungsgeschwindigkeiten in der Blasensäule. Die Ergebnisse zeigten trotz langer Messzeiten und einer Mittelung von 1000 Vektorfeldern für beide Phasen keine axialsymmetrische

Strömungsstruktur in der Blasensäule, was die Sensibilität blasengetriebener Strömungen gegenüber kleinen Störungen zeigt. Die ermittelten Daten wurden zur Validierung numerischer Simulationen eingesetzt, wobei ein besonderes Augenmerk auf der Wiedergabe der blasen-induzierten Turbulenz lag.

## 7 Untersuchung von Blasenströmungen mittels eines abbildenden PIV/PTV-Systems

Da die im vorangegangenen Kapitel beschriebene Methode mit Einsatz von 3 CCD-Kameras und eines gepulsten Nd-YAG-Lasers sehr aufwendig war und letztendlich die fortschreitende Modellierung und numerische Simulation von Blasenströmungen weitere Parameter erforderte, wurde eine weitere Messtechnik entwickelt. Diese benötigte nur noch eine CCD-Kamera zur Bildaufnahme beider Phasen, welche durch eine Hintergrundbeleuchtung mittels eines gepulsten LED-Arrays belichtet wurde. Um weitere Aspekte, allen voran die Koaleszenz von Blasen, besser untersuchen zu können, wurde auch eine neue Apparatur mit zwei aus Kapillaren bestehenden Begasern aufgebaut, welche als Doppelschleife betrieben wurde.

### 7.1 *Versuchsstand*

Die Versuchsapparatur (Abb. 7.1) bestand aus einem rechteckigen Plexiglasbehälter mit einer Höhe von 2300 mm, einer Breite von 300 mm und einer Tiefe von 100 mm. Die Apparatur wurde mittig durch zwei separate Nadelbegaser mit jeweils 50 Kapillaren begast, welche monomodale, enge Blasengrößenverteilungen erzeugten und unabhängig voneinander in ihren Volumenströmen geregelt werden konnten. Die räumliche Trennung zwischen den Begasern endete in einer Höhe von 1100 mm über den Begasern, sodass sich ab dort die unterschiedlichen Blasenströmungen miteinander mischen und wechselwirken konnten. Zwei weitere räumliche Trennungen grenzten den Aufstromteil in der Mitte von den beiden äußeren Abstromkanälen ab, sodass die Breite der zwei Aufstromkanäle bis zum Ende der Trennplatte jeweils 50 mm betrug und von dort an der Aufstromkanal eine Breite von 112 mm hatte. Durch den Einsatz von Wehren und Blenden im oberen Teil der Apparatur konnte die Umlaufgeschwindigkeit in den beiden Schleifen und somit die Turbulenzintensität der kontinuierlichen Phase verändert werden. Zum Aufbau gehörte ein CNC-gesteuertes Traversensystem, welches eine Positionierung der Messtechnik in allen Bereiche der Apparatur erlaubte.

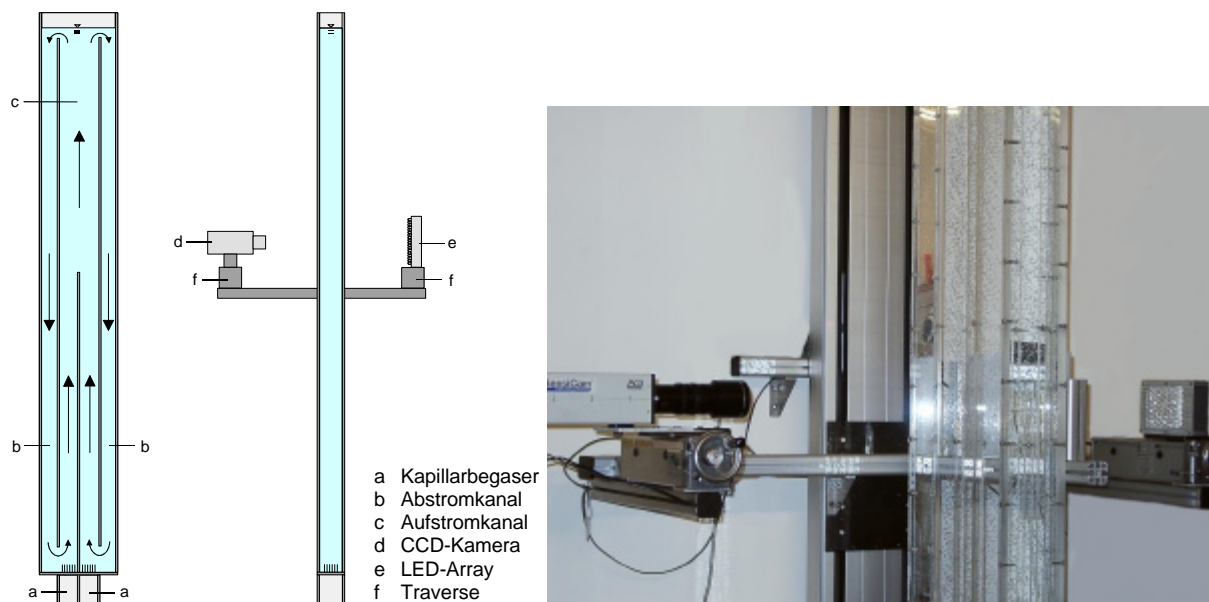


Abb. 7.1: Doppelschlaufenreaktor mit CCD-Kamera, gepulstem LED-Array und CNC-Traversen-System.

## 7.2 Messtechnik

Die Bilder der Zwei-Phasenströmung wurden mittels einer sogenannten Double-Shutter-Kamera, einer digitalen CCD-Kamera (PCO SensiCam), aufgenommen. Die Besonderheit solcher Kameras besteht darin, zwei Bilder innerhalb eines sehr kurzen zeitlichen Abstandes ( $> 1 \mu\text{s}$ ) aufnehmen zu können. Die Bilder mit einer Auflösung von  $1280 \times 1024$  Pixel wurden in digitaler Form ohne Qualitätsverluste zu einem PC übertragen und online mittels einer am Lehrstuhl entwickelten Software ausgewertet. Die Bilder wurden durch ein gepulstes LED-Array Hintergrund belichtet, welches aus 91 Hochleistungs-LEDs bestand und eine Fläche von  $100 \times 75$  mm hatte (Abb. 7.1). Die typische Dauer der Lichtpulse betrug  $200 \mu\text{s}$ , während der zeitliche Abstand zwischen zwei einfach belichteten Bildern auf die Gegebenheiten des Messorts und die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten der Zwei-Phasenströmung angepasst werden konnte und zwischen 1 und 3 ms lag.

Um Geschwindigkeitsfelder der kontinuierlichen Phase zu bestimmen, wurden der Flüssigkeit Tracer-Partikel (Polyamid) mit einem anzahlgemittelten Partikeldurchmesser von  $50 \mu\text{m}$  und einer Dichte von  $1050 \text{ kg/m}^3$  zugesetzt. Die Aufnahmen beinhalteten Abbildungen von Blasen und Tracern, wobei die Phasendiskriminierung durch digitale Bildfilter geschah. Um eine räumliche Zuordnung von Blasen und Tracer-Partikeln entlang der optischen Achse der Kamera zu ermöglichen, wurde eine Kameraoptik mit geringer Tiefenschärfe gewählt.

Während der Auswertung der Bilder wurde die Bildschärfe von Objekten als Kriterium für deren Position in der Bildtiefe genutzt.

Alle Komponenten des Messsystems und das CNC-Traversen-System wurden durch den bildverarbeitenden PC (Intel Pentium III 700 MHz) gesteuert, wodurch vollautomatische Online-Messungen für beide Phasen der Blasenströmung möglich wurden. Die Synchronisation der CCD-Kamera und des gepulsten LED-Arrays sowie die Pulsdauer der Belichtung und der Zeitabstand zwischen den Belichtungen wurden durch eine im PC installierte Timerkarte gesteuert. Die übliche Prozesszeit für das Filtern, die Blasendetektion und die Ausführung der PTV betrug weniger als 1 s, während die Prozesszeit für Filtern und die Ausführung der PIV zur Bestimmung der Geschwindigkeiten der Flüssigkeit etwa 5 s betrug. Die übliche Gesamtmesszeit für eine kombinierte Messung beider Phasen an 5 vertikalen Positionen innerhalb des Aufstromteils der Apparatur betrug zirka 12 bis 15 h.

### 7.3 Blasendetektion

Um die Blasen automatisch zu vermessen, wurden die Bilder durch eine Kombination digitaler Bildfilter für eine Objekterkennung vorbereitet. Während dieses Schritts wurden zunächst die Tracer und kleine Störungen durch die Anwendung eines nicht-linearen 5 x 5 Medianfilters entfernt und in einem weiteren Schritt die scharf abgebildeten Blasen durch einen Kanten detektierenden Sobelfilter hervorgehoben, indem der Gradient der Blasenkonturen  $S(x,y)$  mit den Filterkernen  $S_X(x,y)$  und  $S_Y(x,y)$  ermittelt wurde:

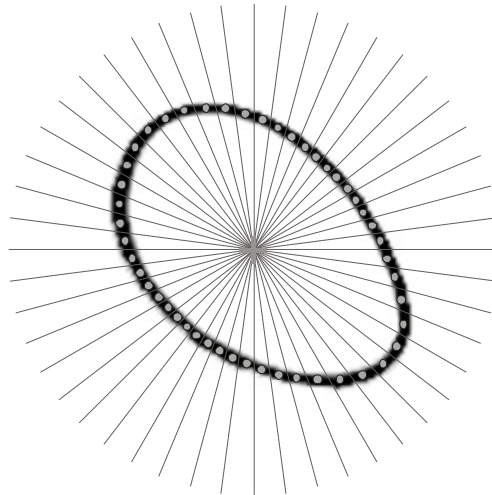
$$S(x,y) = \sqrt{S_X^2(x,y) + S_Y^2(x,y)} \quad S_X(x,y) = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad S_Y(x,y) = \begin{bmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \quad (7.1)$$

Innerhalb der Objekterkennung diente der Gradient  $S(x,y)$  der Grauwerte der Blasen, also deren Abbildungsschärfe, und ein stetiger Konturverlauf als Kriterium der Validierung. Falls die Konturen von Blasen in Folge von Überdeckungen durch andere Blasen nicht vollständig abgebildet waren, wurden die fehlenden Konturpunkte durch eine kubische Spline-Interpolation rekonstruiert. Die erfassten Konturpunkte wurden in ein polares Koordinatensystem transformiert, dessen Mittelpunkt der Schwerpunkt der erfassten Konturpunkte bildete. Da Spline-Interpolationen bei zu geringen Stützabständen zu Oszillationen neigen und die Behandlung vieler Stützstellen numerisch aufwendig ist, wurde mit einer Reduktion der Konturpunkte durch lokale Schwerpunkte die Anzahl der in die Spline-Interpolation eingehenden Stützstellen  $x_i$  auf maximal 72 festgelegt. Hierzu wurden die Konturpunkte nach



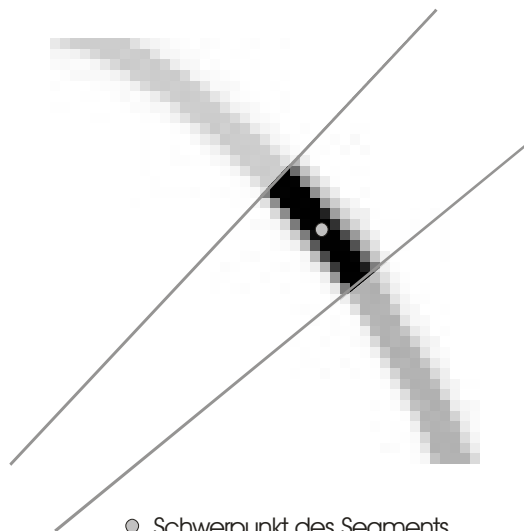
ihrem Orientierungswinkel klassiert (Abb. 7.2) und für die einzelnen Klassen  $(x_{k,j}, y_{k,j})$  lokale Schwerpunkte  $(x_i, y_i)$  errechnet (Abb. 7.3), welche zusätzlich mit dem Gradienten der Konturpunkte  $S(x_{k,j}, y_{k,j})$  gewichtet sind:

$$x_i = \frac{\sum_j x_{k,j} S(x_{k,j}, y_{k,j})}{\sum_j S(x_{k,j}, y_{k,j})}, \quad y_i = \frac{\sum_j y_{k,j} S(x_{k,j}, y_{k,j})}{\sum_j S(x_{k,j}, y_{k,j})} \quad (7.2)$$



- Schwerpunkte der Segmente
- + Ausgangspunkt für die Segmentierung

Abb. 7.2: Die Blasenkontur wird durch eine Klassierung der Konturpunkte nach deren Orientierungswinkel zu einem zentralen Arbeitspunkt in Segmente zerlegt.



- Schwerpunkt des Segments

Abb. 7.3: Der Schwerpunkt eines jeden Segments wird subpixelgenau aus den Konturpunkten eines Segments bestimmt.

Die Spline-Funktionen sind Polynome dritten Grades:

$$s_i(x) = a_i x^3 + b_i x^2 + c_i x + d_i, \text{ für } i = 1, 2, \dots, N-1 \quad (7.3)$$

Für sie gelten einige Bedingungen. Die Spline-Polynome sollen durch die Stützpunkte gehen:

$$s_i(x_i)=y_i \text{ und } s_i(x_{i+1})=y_{i+1} \quad \text{für } i = 1, 2, \dots, N-1 \quad (7.4)$$

Die Steigungen der einzelnen Polynome sollen an den Stützpunkten gleich sein:

$$s_i'(x_i)=s_{i+1}'(x_i) \quad \text{für } i = 1, 2, \dots, N-1 \quad (7.5)$$

und die Krümmungen sollen ebenfalls an den Stützpunkten gleich sein:

$$s_i''(x_i)=s_{i+1}''(x_i) \quad \text{für } i = 1, 2, \dots, N-1 \quad (7.6)$$

Um die Splines effektiver berechnen zu können, werden sie umgeformt:

$$s_i(t)=ty_{i+1} + (1-t)y_i + (x_{i+1}-x_i)^2((t^3-t)p_{i+1} - ((1-t)^3 - (1-t))p_i)/6 \quad (7.7)$$

mit

$$t=(x-x_i)/(x_{i+1}-x_i) \quad (7.8)$$

und

$$p_i=s_i''(x_i) \quad (7.9)$$

Somit ist jeder Spline auf dem Intervall  $[0,1]$  definiert, sodass es gilt:

$$s_{i-1}(1)=s_i(0)=y_i \quad \text{für } i=2, \dots, N-1 \quad (7.10)$$

und

$$s_i''(1)=s_{i+1}''(0)=p_{i+1} \quad (7.11)$$

Die erste Ableitung von Gl. 7.7 nach  $x$  lautet dann:

$$s_i'(t)=z_i + (x_{i+1}-x_i)((3t^2-1)p_{i+1} + (3(1-t)^2-1)p_i)/6 \quad (7.12)$$

wobei gilt:

$$z_i=(y_{i+1}-y_i)/(x_{i+1}-x_i) \quad (7.13)$$

Mit Gl. 7.10 ergibt sich ein System von  $N-2$  Gleichungen:

$$(x_i-x_{i-1})p_{i-1} + 2(x_{i+1}-x_{i-1})p_i + (x_{i+1}-x_i)p_{i+1} = 6(z_i-z_{i-1}) \quad (7.14)$$

Mit Einführung der Bezeichnungen:

$$u_i = x_{i+1} - x_i \quad (7.15)$$

$$d_i = 2(x_{i+1} - x_{i-1}) \quad (7.16)$$

$$w_i = 6(z_i - z_{i-1}) \quad (7.17)$$

erhält man nach Sedgewick (1991) das folgende Gleichungssystem:

$$\begin{pmatrix} d_2 & u_2 & 0 & 0 & 0 \\ u_2 & d_3 & u_3 & 0 & 0 \\ & & \vdots & & \\ 0 & 0 & u_{N-3} & d_{N-2} & u_{N-2} \\ 0 & 0 & 0 & u_{N-2} & d_{N-1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_2 \\ p_3 \\ \vdots \\ p_{N-2} \\ p_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w_2 \\ w_3 \\ \vdots \\ w_{N-2} \\ w_{N-1} \end{pmatrix} \quad (7.18)$$

Allerdings wurde bei dem Gleichungssystem die Annahme getroffen, dass es sich um eine sogenannten „natürlichen“ Spline handelt. Bei diesem sind die zweiten Ableitungen an den

Randpunkten  $s_1''(x_1) = 0$  und  $s_{N-1}''(x_N) = 0$ . Im Falle einer Blasenkontur muss eine beschreibende Funktion periodische Randbedingungen erfüllen:

$$f(x + (x_N - x_1)) = f(x) \tag{7.19}$$

Daher gilt nunmehr für die zweiten Ableitungen am Anfang und am Ende der Periode:

$$s_1''(x_1) = s_{N-1}''(x_N) \tag{7.20}$$

Für das Gleichungssystem im Falle periodischer Randbedingungen ändern sich gegenüber dem Gleichungssystem des natürlichen Splines die erste und die letzte Zeile:

$$\begin{pmatrix} d_2 & u_2 & 0 & 0 & u_1 \\ u_2 & d_3 & u_3 & 0 & 0 \\ & & \vdots & & \\ 0 & 0 & u_{N-3} & d_{N-2} & u_{N-2} \\ u_1 & 0 & 0 & u_{N-2} & d_{N-1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_2 \\ p_3 \\ \vdots \\ p_{N-2} \\ p_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w_2 \\ w_3 \\ \vdots \\ w_{N-2} \\ z_1 - z_{N-1} \end{pmatrix} \tag{7.21}$$

Das Gleichungssystem ist somit ein symmetrisches, tridiagonales System, welches sich sehr leicht lösen lässt.

Der Flächeninhalt der Blasenkontur ergibt sich als Summe der Flächen von Dreiecken  $A_i$ , wobei stets ein Punkt des Dreieckes auf dem fixen Arbeitspunkt im Innern der Kontur  $(x_A, y_A)$  und zwei weitere auf benachbarten Stützstellen  $(x_i, y_i), (x_{i+1}, y_{i+1})$  liegen:

$$A_i = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} x_i & y_i & 1 \\ x_{i+1} & y_{i+1} & 1 \\ x_A & y_A & 1 \end{vmatrix} \tag{7.22}$$

Der numerische Fehler durch diese Bestimmung des Flächeninhaltes der Kontur kann entsprechend der Differenz der Fläche eines regelmäßigen n-Ecks zur Fläche seines einhüllenden Kreises abgeschätzt werden. Der Fehler beträgt für mehr als 26 Stützstellen weniger als 1% und kann deshalb vernachlässigt werden (Abb. 7.4).

Der Schwerpunkt der gesamten Kontur  $(x_M, y_M)$  ergibt dann, wie in Abb. 7.5 dargestellt, mit den Schwerpunkten der Elemente  $A_i$ :

$$x_M = \frac{\sum A_i x_{s,i}}{\sum A_i} ; y_M = \frac{\sum A_i y_{s,i}}{\sum A_i} \tag{7.23}$$

mit:

$$x_{s,i} = \frac{x_i + x_{i+1} + x_A}{3} ; y_{s,i} = \frac{y_i + y_{i+1} + y_A}{3} \tag{7.24}$$

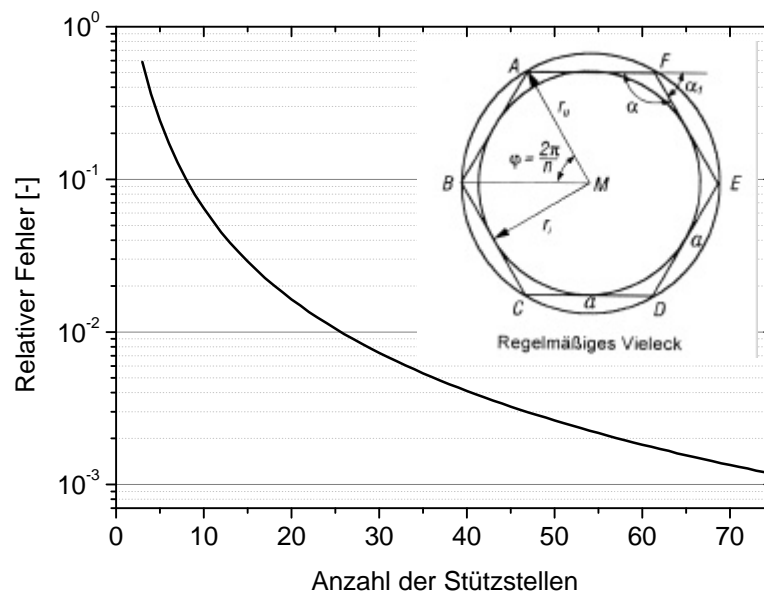


Abb. 7.4: Abschätzung des numerischen Fehlers in Abhängigkeit der Anzahl der Stützstellen auf der Blasenkontur anhand der Betrachtung eines regelmäßigen Vielecks.

Die Orientierung der Hauptachse  $\Phi$  wird aus den Flächenträgheitsmomenten  $J_{xx}$ ,  $J_{yy}$  und  $J_{xy}$  der Kontur bestimmt:

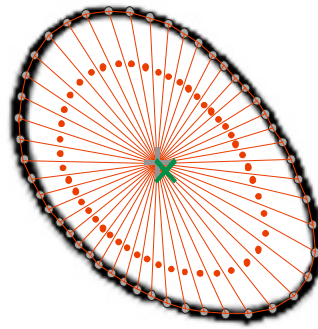
$$\tan 2\mathbf{b} = \frac{2J_{xy}}{J_{xx} - J_{yy}} \quad (7.25)$$

wobei sich die Flächenträgheitsmomente aus den Flächen der Dreiecke und deren Schwerpunkten ergeben:

$$J_{xx} = \sum_i A_i (x_{s,i} - x_M)^2 \quad (7.26)$$

$$J_{yy} = \sum_i A_i (y_{s,i} - y_M)^2 \quad (7.27)$$

$$J_{xy} = \sum_i A_i (x_{s,i} - x_M)(y_{s,i} - y_M) \quad (7.28)$$



- Schwerpunkte der Segmente
- ⊕ Ausgangspunkt für die Segmentierung
- Schwerpunkte der Dreieckselemente
- × Schwerpunkt der Blase

Abb. 7.5: Der Schwerpunkt der Blase wird aus den Schwerpunkten und den Flächen der Dreieckselemente bestimmt.

Mit der Kenntnis der Orientierung der Hauptachsen wurde in der Nähe der Schnittpunkte zwischen Kontur und Hauptachse nach zwei gegenüberliegenden Punkten mit maximalem Abstand gesucht und so die längste Sehnenlänge  $A$  der Kontur bestimmt. Die Länge der zweiten Hauptachse wurde analog in einem Winkel von  $90^\circ$  zur Hauptachse bestimmt. Aus den gewonnenen Informationen der Konturpunkte wurden somit die Projektionsflächen, Flächenschwerpunkte, flächenäquivalenten Durchmesser und die längsten und kürzesten Sehnenlängen ermittelt. Beispiele für den Blasendetektionsalgorithmus sind in Abb. 7.6 und Abb. 7.7 angeführt.

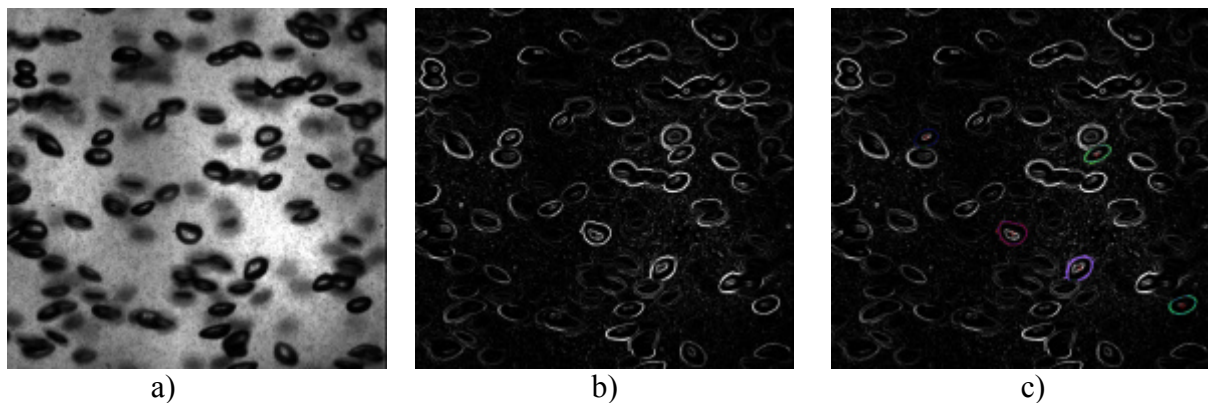


Abb. 7.6: Beispiel für den Blasendetektionsalgorithmus, a) Originalbild der Hintergrund beleuchteten und mit Tracer-Partikeln versetzten Blasenströmung, b) mit einem Median- und einem Sobelfilter gefiltertes Bild, c) Nur scharf abgebildete Blasen (farbig markiert) werden validiert.

Durch die Überlappung von Blasenkonturen kommt es sehr häufig zur Erfassung von unvollständigen Blasenkonturen, deren Kontur dann durch die kubische Spline-Interpolation

rekonstruiert. Ein Beispiel für diese Rekonstruktion der Konturen ist in Abb. 7.7 angeführt. Im Bild werden zwei scharf abgebildete Blasen teilweise durch eine dritte unscharf abgebildete Blase überdeckt, sodass die Konturen der beiden scharf abgebildeten Blasen rekonstruiert werden müssen. Durch die Vorgabe einer minimalen Anzahl vorhandener Konturpunkte kann die Validierung rekonstruierter Konturen beeinflusst werden.

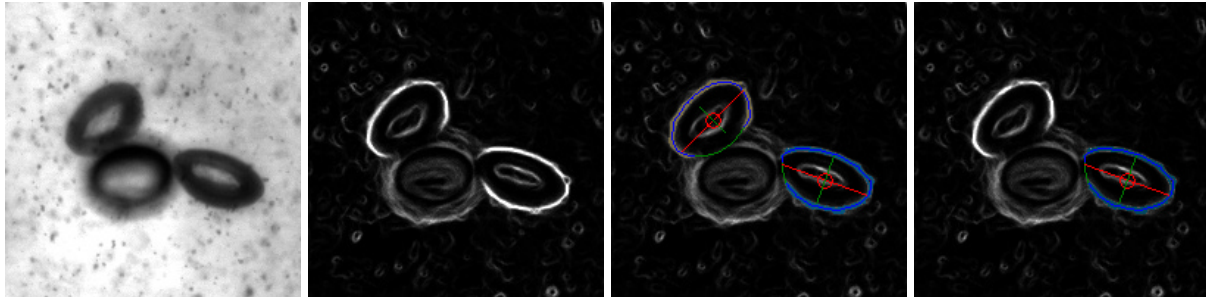


Abb. 7.7: Beispiel des Blasendetektionsalgorithmus in vergrößerter Darstellung, a) Originalbild, b) gefiltertes Bild, c) und d) die Abbildungsschärfe der Objekte und die Anzahl vorhandener Konturpunkte bestimmen ob ein Objekt validiert wird.

#### 7.4 Bestimmung des Blasenvolumens

Zur Analyse der Blasenkoaleszenz ist die Kenntnis des Blasenvolumens erforderlich. Durch kameraoptische Untersuchungen wird meist aber nur eine Projektion der Blasen erfasst, welche zwar die Bestimmung einer Vielzahl von geometrischen Faktoren zulässt, aber keine genaue Bestimmung des Blasenvolumens liefert. Das Blasenvolumen könnte durch zwei zueinander senkrechte Projektionen, aus der man zusätzliche Informationen über die räumliche Ausdehnung der Blase gewinnt, erhalten werden (Lunde & Perkins 1998). Allerdings ist schon die Wahrscheinlichkeit, die komplette Kontur einer Blase bei geringen Gasgehalten zu erfassen, recht gering, da sich die Blasen im Bild häufig überdecken. Die gleichzeitige Erfassung zweier Projektionen einer Blase wäre schon bei geringen Gasgehalten unwahrscheinlich und für Gasgehalte um 4 % in den gegebenen Apparatedimensionen kaum noch realisierbar. Das Blasenvolumen lässt sich folglich nur aus den Informationen einer Projektion abschätzen, wobei der Fehler für die Volumenbestimmung im Falle kleiner nahezu starrer und kugelförmiger Blasen geringer ist als für große Blasen mit starker Abplattung und Formoszillationen.

Die einfachste Abschätzung eines Blasenvolumens  $V_B$  ergibt sich aus der Bestimmung eines Blasendurchmessers  $D_A$ , welcher der Projektionsfläche  $A_{pro}$  der Blase entspricht:

$$A_{Pro} = \frac{\mathbf{p}}{4} AB = \frac{\mathbf{p}}{4} D_A^2 \quad (7.29)$$

Der projektionsflächenäquivalente Blasendurchmesser  $D_A$  ist dann:

$$D_A = 2 \sqrt{\frac{A_{Pro}}{\mathbf{p}}} \quad (7.30)$$

Die Berechnung des Blasenvolumens erfolgt äquivalent zum Volumen einer Kugel mit diesem flächenäquivalenten Durchmesser:

$$V_B = \frac{\mathbf{p}}{6} D_A^3 \quad (7.31)$$

Allerdings besitzen schon Blasen mit einem flächenäquivalenten Durchmesser von 2 mm im Mittel ein Verhältnis zwischen den Längen der Hauptachsen, welches etwa 2 ist (Duineveld 1994), und weichen somit schon erheblich von der Kugelgestalt ab. Solche Blasen lassen sich eher als Sphäroide beschreiben:

$$V_{Sphäroid} = \frac{\mathbf{p}}{6} ABC \quad (7.32)$$

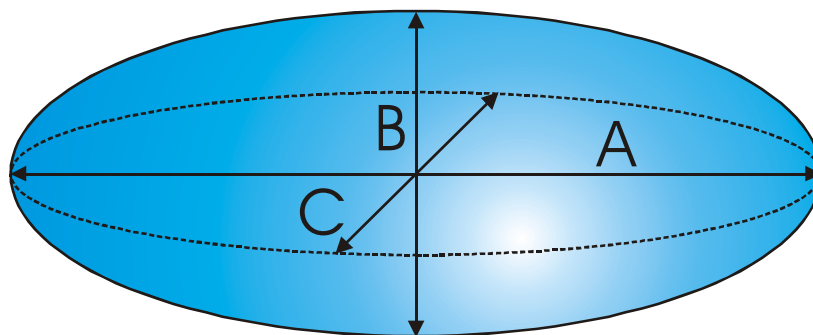


Abb. 7.8: Abgeplatteter Sphäroid mit Hauptachsen.

Da in diesem Fall die beiden horizontalen Hauptachsen  $A$  und  $C$  annähernd gleich und größer als die vertikale Hauptachse  $B$  sind, kann das Volumen des Sphäroids wie folgt angegeben werden:

$$V_{Sphäroid} = \frac{\mathbf{p}}{6} A^2 B \quad (7.33)$$

Der volumenäquivalente Durchmesser des Sphäroids ist dann:

$$D_V = (A^2 B)^{\frac{1}{3}} \quad (7.34)$$

Bezieht man die längste Sehnenlänge  $A$  der Blasenkontur als fehlende horizontale Hauptachse  $C$  mit in die Abschätzung des Blasenvolumens  $V_B$  ein, so ergibt sich das Blasenvolumen nach folgender Gleichung.

$$V_B = \frac{\mathbf{p}}{6} D_A^2 \cdot A \quad (7.35)$$

Für Blasen mit einem flächenäquivalenten Durchmesser von  $D_A = 3,8$  mm konnte anhand der Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gezeigt werden, dass der relative Fehler für die Volumenbestimmung nach Gl. 7.35 12 % beträgt, während das Blasenvolumen nach Gl. 7.31 mit einem relativen Fehler von 16 % erfasst wurde.

Borchers (2002) hat die Fehler der Methoden zur Bestimmung eines äquivalenten Durchmessers nach Gl. 7.31 und Gl. 7.35 analysiert. Dazu hat er den Anstellwinkel von Sphäroiden zum Betrachter für verschiedene Verhältnisse der Achsen  $A/B$  variiert. Er kam zu dem Ergebnis, dass die zusätzliche Einbeziehung der Sehnenlänge  $A$  für die Bestimmung eines Äquivalentdurchmessers gegenüber der Bestimmung aus den bloßen Projektionsflächen zwar einen geringeren Fehler ergibt, hat aber schließlich doch auf eine solche Bestimmung verzichtet.

Eine genauere Betrachtung der sich aus dem Achsenverhältnis  $A/B$  und dem Anstellwinkel  $\alpha$  ergebenden Fehler für die Bestimmung des Blasendurchmessers bzw. des Blasenvolumens ist im Folgenden angeführt. Wird der Durchmesser oder das Volumen einer Blase mit Hilfe der Projektionsfläche bestimmt, ergibt sich aus dem Anstellwinkel der detektierten Blase eine als zu groß in Richtung der Abplattung angenommene Halbachse  $b$  (Abb. 7.9). Aus dem Kippwinkel  $\alpha$  und den beiden Halbachsen  $a$  und  $b$  folgt eine falsche Länge  $b'$

Die Querschnittsfläche eines Rotationsparaboloiden ist eine Ellipse, deren Gleichung mit den Halbachsen  $a$  und  $b$  lautet:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (7.36)$$

Weiterhin gilt für eine Tangente, welche die Ellipse am Punkt  $P(x,y)$  berührt

$$\frac{xx_1}{a^2} + \frac{yy_1}{b^2} = 1. \quad (7.37)$$

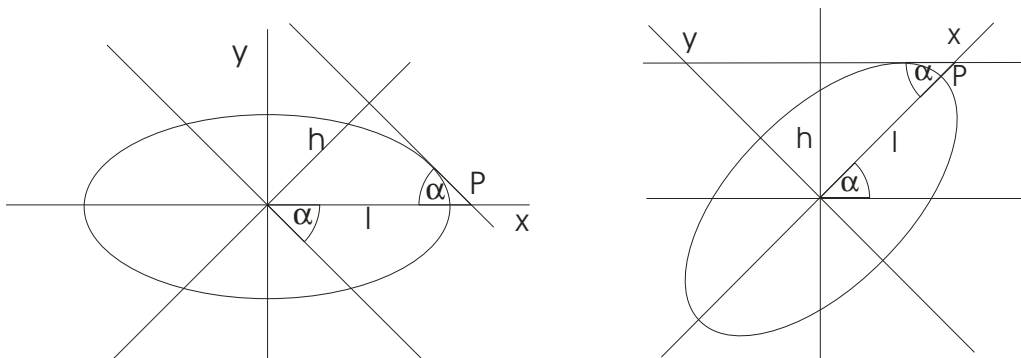


Abb. 7.9: Projizierte Höhe  $h$  der Halbachse  $b$  einer Ellipse unter dem Kippwinkel  $\alpha$  (Blickrichtung von rechts)



Die Tangente hat den Anstieg

$$\tan \mathbf{a} = -\frac{x \cdot b^2}{y \cdot a^2}. \quad (7.38)$$

Der Winkel  $\alpha$  entspricht dem Kippwinkel, der sich zwischen der Blase und der Horizontalen einstellt. Somit folgt für den  $y$ -Wert des Berührungspunktes von Tangente und Ellipse durch Umstellen der Tangentengleichung:

$$y = \frac{x \cdot b^2}{a^2 \tan \mathbf{a}} \quad (7.39)$$

Weiterhin folgt aus der Tangentengleichung am Schnittpunkt  $P(x_1, 0)$  von Tangente und  $x$ -Achse:

$$x_1 = \frac{a^2}{x} = l, \quad (7.40)$$

wobei  $x_1$  der Länge  $l$  entspricht. Die projizierte Schattenfläche hat die Höhe  $h$ :

$$h = \sin \mathbf{a} \cdot l \quad (7.41)$$

und lässt sich somit ausdrücken durch

$$h = \sin \mathbf{a} \cdot \frac{a^2}{x}. \quad (7.42)$$

Nach Umstellen kann für  $x$  geschrieben werden:

$$x = \sin \mathbf{a} \cdot \frac{a^2}{h} \quad (7.43)$$

Durch das Einsetzen von  $y$  und  $x$  in die vorausgegangene Ellipsengleichung (Gl. 9.36) erhält man nach Umstellen für den Zusammenhang zwischen der projizierten Schattenhöhe  $h$ , dem Kippwinkel  $\mathbf{a}$  und den Halbachsen  $a$  und  $b$

$$\frac{a^2 \sin^2 \mathbf{a}}{h^2} + \frac{b^2 \cos^2 \mathbf{a}}{h^2} = 1 \quad (7.44)$$

Die zu groß angenommene Halbachsenlänge  $b'$ , welche sich bei der Bildauswertung aus der Schattenhöhe  $h$  ergibt, ist damit

$$b' = \sqrt{a^2 \sin^2 \mathbf{a} + b^2 \cos^2 \mathbf{a}}. \quad (7.45)$$

Für die zu groß angenommene Querschnittsfläche der Blase folgt

$$A_{Pro} = \mathbf{p} a b' = \mathbf{a} \mathbf{p} \sqrt{a^2 \sin^2 \mathbf{a} + b^2 \cos^2 \mathbf{a}} \quad (7.46)$$

Mit der zu groß angenommenen Halbachse  $b'$  folgt ein falscher flächenäquivalenter Durchmesser  $D'_A$  gemäß

$$D'_A = \sqrt{4ab'} = \sqrt{4a\sqrt{a^2 \sin^2 \mathbf{a} + b^2 \cos^2 \mathbf{a}}} . \quad (7.47)$$

In Abb. 7.10 ist  $D'_A/D_A$  als Funktion des Kippwinkels  $\alpha$  dargestellt. Demnach ergibt ein Anstellwinkel von  $30^\circ$  für eine Blase mit einem Achsenverhältnis von  $A/B = 2$  einen Fehler von 15 %. Eigene Untersuchungen (Kapitel 7.8.4) haben gezeigt, dass die Anstellwinkel von Blasen zumeist kleiner als  $45^\circ$  sind und das mittlere Achsenverhältnis  $A/B$  für einen Blasendurchmesser zwischen 2 und 3 mm ein Maximum erreicht. Der mittlere absolute Fehler für die Bestimmung des Blasendurchmessers sollte folglich deutlich kleiner als 20 % sein.

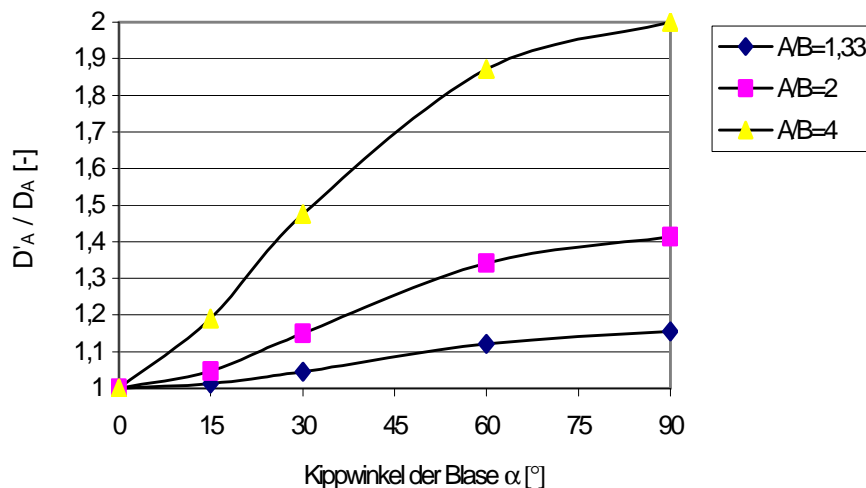


Abb. 7.10: Verhältnis  $D'_A/D_A$  als Funktion des Kippwinkels  $\mathbf{a}$  und des Achsenverhältnisses.

Das Blasenvolumen  $V'_B$ , welches aus der falsch detektierten Halbachse  $b'$  folgt, ergibt sich zu

$$V'_B = \frac{4}{3} \mathbf{p} a^2 b' = \frac{4}{3} a^2 \mathbf{p} \sqrt{a^2 \sin^2 \mathbf{a} + b^2 \cos^2 \mathbf{a}} . \quad (7.48)$$

Bei einem Kippwinkel von  $\mathbf{a} = 0^\circ$  wird das korrekte Blasenvolumen detektiert, wogegen sich bei  $\mathbf{a} = 90^\circ$  bei Annahme einer Kugel der maximale Fehler einstellt. Entscheidend für den Grad der Abweichung von gemessenem zu tatsächlichem Volumen ist hierbei das Verhältnis der Halbachsen. In Abb. 7.11 sind für verschiedene Verhältnisse von kleiner zu großer Halbachse die sich ergebenden Verhältnisse von *Schattenvolumen*, welches sich aus der Blasendetektion unter dem Kippwinkel  $\mathbf{a}$  ergibt, zum *wahren Blasenvolumen* dargestellt. Unter der erneuten Annahme von  $\mathbf{a} < 45^\circ$  und  $A/B \sim 1,9$  lässt sich der mittlere absolute Fehler für die Bestimmung des Blasenvolumens mit kleiner als 50 % angeben. Dieser Fehler mag sehr hoch erscheinen und ist ohne die Betrachtung einer zweiten Projektion auch nicht zu mindern. Allerdings ist der Fehler systematisch bedingt, stets positiv und wird bei der im Kapitel 7.7.2 vorgestellten Methode zur Bestimmung der Koaleszenzrate zumindest teilweise durch die Subtraktion der sich nur geringfügig ändernden Verteilungen kompensiert.

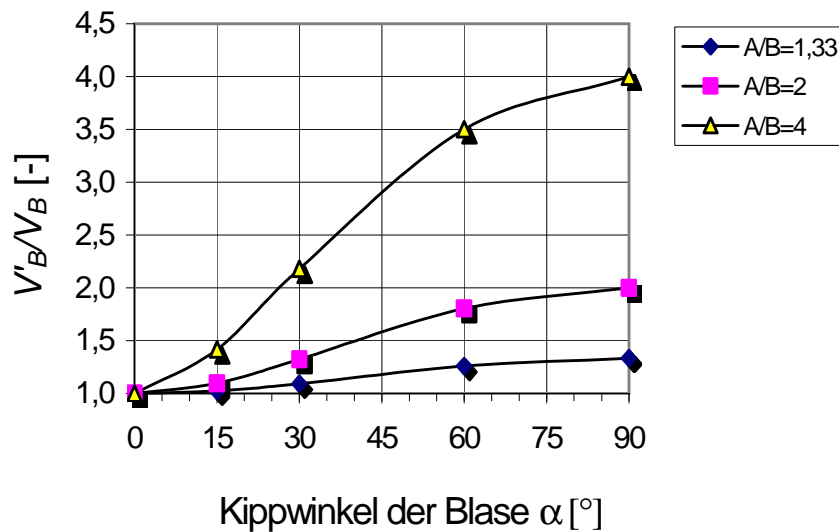


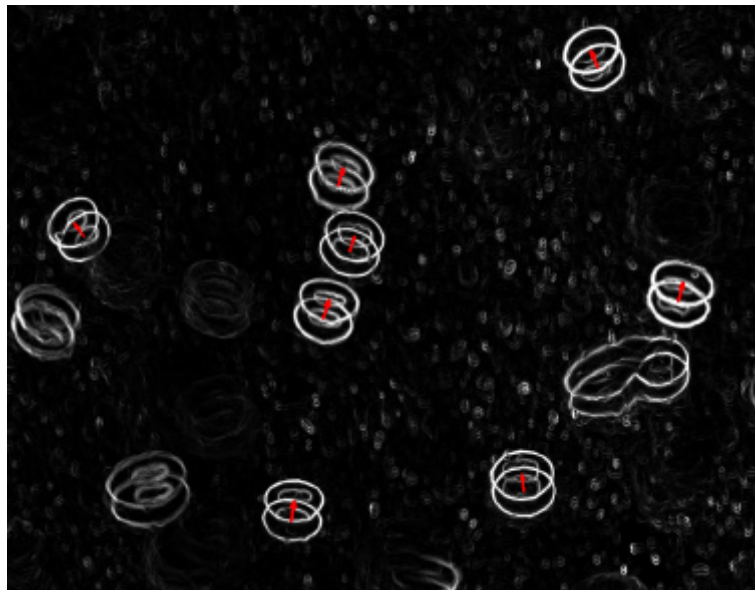
Abb. 7.11: Verhältnis von Schattenvolumen zu wahren Blasenvolumen als Funktion des Kippwinkels  $\alpha$ .

## 7.5 Messung der Blasengeschwindigkeit mittels PTV

Die Blasengeschwindigkeit wurde mittels der Particle Tracking Velocimetry (PTV) bestimmt, indem der oben beschriebene Algorithmus zur Blasendetektion auf zwei aufeinander folgende Bilder angewandt wurde (Abb. 7.12). Als Kriterien für das Auffinden korrespondierender Blasenabbildungen in beiden Bildern wurde die Überlappung der Konturen und der nächste Nachbar in Aufstiegsrichtung der Blasen angenommen. Die Geschwindigkeit einer Blase ergibt sich durch die Verschiebung des Flächenschwerpunktes innerhalb der beiden Bilder, dem zeitlichen Abstand zwischen der Aufnahme der Bilder und dem Abbildungsmaßstab. Die Translationen der Flächenschwerpunkte der Blasen wurden zusammen mit den übrigen Daten der Blasendetektion zur späteren Offline-Auswertung gespeichert.

In eine Betrachtung der Messgenauigkeit der PTV gehen einerseits die Fehlererfassungen des Messsystems und andererseits die Fehler durch die Formoszillationen der Blasen ein. In die Fehlerrechnung des Messsystem fließen im einzelnen die Fehler bei der subpixelgenauen Lagebestimmung der Blasenschwerpunkte, Fehler bei der Bestimmung des Abbildungsmaßstabes und Fehler bei der Einstellung des Zeitabstandes der Aufnahmen ein. Hierbei sind die beiden letzten gegenüber der Lagebestimmung der Blasenschwerpunkte vernachlässigbar, sodass der absolute Größtfehler für die Blasengeschwindigkeit bei

Annahme eines Fehlers für die Lagebestimmung von 0,1 Pixel zu 0,003 m/s. angegeben werden kann. Der durch Formoszillationen bedingte Fehler für die Lagebestimmung der Blasenschwerpunkte ist von der Blasengröße und den Strömungsbedingungen abhängig und kann deshalb nur schwer erfasst werden. Die Frequenzen der Hauptmoden der Formoszillationen für die untersuchten Blasengrößen liegen im Bereich von 10 bis 20 Hz, folglich sollte bei einem Zeitabstand zwischen den Bildern von 1 bis 3 ms dieser Fehler vernachlässigbar sein.

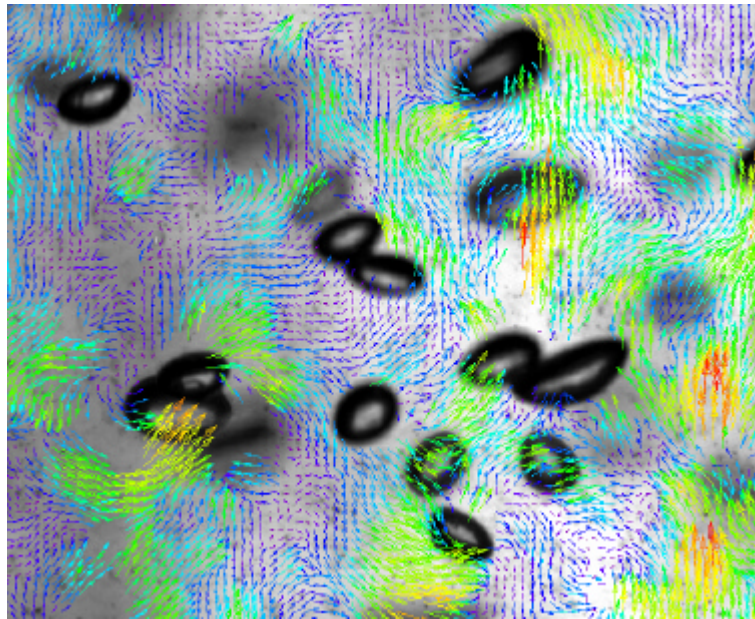


*Abb. 7.12: Beispiel für das Auffinden korrespondierender Blasenpaare in einer Doppelbildaufnahme. Die Bilder der Doppelbildaufnahme wurden gefiltert und addiert. Die Vektorpfeile kennzeichnen die Verschiebung der Flächenschwerpunkte.*

## **7.6 Messung der Geschwindigkeit der kontinuierlichen Phase / PIV**

Die Geschwindigkeit der kontinuierlichen Phase wurde mittels der Particle Image Velocimetry (PIV) bestimmt. Vor deren Anwendung mussten die Tracerabbildungen aus den Doppelbildern durch digitale Filter extrahiert werden. Dies geschah durch den Marr-Hildreth-Kantendetektor (Marr & Hildreth 1980), der bezüglich seiner Filterweite auf die Abbildungsgröße der Tracer-Partikel angepasst wurde. Die Auswertung der Bilder durch die PIV erfolgte durch einen iterativen Ansatz mit schrittweiser Verkleinerung der Auswertefenster wie sie von Scarano & Riethmüller (1999) vorgeschlagen wurde. Die Kreuzkorrelation basierte auf der von Gui et al. (1997) entwickelten Minimum-Quadrat-Differenz-Methode (MQD) und der Minimum-Absolut-Differenz-Methode (MAD). Die beiden ersten Iterations-

schritte wurden mit der schnellen MAD und einer Auswertefenstergröße von 128 x 128 Pixel im ersten Schritt und 64 x 64 Pixel im zweiten Schritt ausgeführt. Da die Subpixelgenauigkeit der MAD geringer ist als die der numerisch aufwendigeren MQD, wurde lediglich im letzten Iterationsschritt die präzisere MQD angewandt. Die Auswertefenstergröße des letzten Schritts betrug 40 x 40 Pixel, was einer Fläche von 1,95 x 1,95 mm<sup>2</sup> entsprach. Ein Beispiel einer PIV-Auswertung der Zweiphasenströmung ist in Abb. 7.13 gezeigt.



*Abb. 7.13: Instantanes Strömungsfeld der kontinuierlichen Phase im Blasenschwarm ermittelt durch die PIV. Die mittlere Geschwindigkeit des Vektorfeldes wurde subtrahiert um den turbulenten Charakter der Zweiphasenströmung hervorzuheben. Fehlende Vektoren werden durch Blasen oder zu geringe Konzentration an Tracer-Partikeln verursacht. Die Farben der Vektoren geben den Betrag der Geschwindigkeitsvektoren wieder.*

Die Aufnahme und Auswertung einer großen Anzahl von Bildern ermöglicht, neben der Ermittlung von instantanen Geschwindigkeitsfeldern der kontinuierlichen Phase, die Gewinnung statistisch gemittelter Geschwindigkeitsinformationen wie mittlere Strömungsgeschwindigkeiten und Schwankungsgeschwindigkeiten in nahezu allen Bereichen der beschriebenen Apparatur.

Die Messgenauigkeit der PIV kann unter Vernachlässigung der Fehler bei der Bestimmung des Abbildungsmaßstabes und der Fehler bei der Einstellung des Zeitabstandes der Aufnahmen durch die in Kapitel 3.5 vorgestellten Auswertefehler zu kleiner 0,002 m/s angegeben werden.

## 7.7 Experimente

### 7.7.1 Versuchsdurchführung

Die CCD-Kamera und das als Lichtquelle dienende LED-Array waren auf einem CNC-gesteuerten Traversensystem montiert, welches zudem als Kameralifter für eine Hochgeschwindigkeitskamera genutzt werden konnte, um aufsteigende Blasen zu verfolgen. Alle Komponenten des Messsystems und die CNC-Traverse wurden vom bildverarbeitenden PC (Intel Pentium III 700 MHz) gesteuert, wodurch vollautomatische online Messungen für beide Phasen der Blasenströmung möglich wurden. Eine im PC installierte Timerkarte wurde für die Synchronisation der CCD-Kamera mit dem LED-Array genutzt, wobei sowohl die Pulsdauer, als auch der zeitliche Abstand zwischen den Lichtpulsen mit einer Genauigkeit von 1  $\mu$ s per Software eingestellt werden konnte. Die Rechenzeit für die Aufnahme und das Filtern eines Doppelbildes, die Detektion der Blasen und die Ausführung des PTV-Algorithmus betrug zirka 1 s, während die Rechenzeit für das Filtern und die Anwendung der PIV für die Flüssigkeit zirka 5 s betrug. Die typische Gesamtmesszeit für die kombinierte Messung beider Phasen an 5 Messpunkten für 30000 Blasen und 500 PIV-Auswertungen betrug 12 bis 15 h.

### 7.7.2 Koaleszenzmessungen

Alle Untersuchungen wurden in Reinstwasser aus einer Umkehrosmosewasser-aufbereitung durchgeführt ( $\sigma = 72,5$  mN/m., Temperatur: 21 bis 23°C). Das System Wasser/Luft wurde bezüglich seiner Koaleszenzeigenschaften in ruhender Flüssigkeit bereits von mehreren Autoren (Oolman & Blanch 1986; Zahradník et al. 1995) eingehend untersucht. Bei den untersuchten Blasengrößen und den vorliegenden Strömungsverhältnissen in der Apparatur kann davon ausgegangen werden, dass kein Blasenzerfall auftritt. Blasengrößenänderungen werden folglich nur durch Koaleszenz von Blasen und die Änderung des hydrostatischen Drucks verursacht. Um die Koaleszenz messtechnisch zu erfassen, wurden die Eigenschaften beider Phasen an horizontalen Profilen entlang der beiden Aufstromkanäle bis zum Ende der Trennplatte untersucht. Die Koaleszenzrate  $G_T$  wurde in Anlehnung an Prince & Blanch (1990) aus der Änderung der Blasenvolumenverteilungen zwischen jeweils zwei Profilen bestimmt:

$$\Gamma_T = \frac{c_B}{t_r} \frac{V_{gc}}{V_{gT}} \frac{\bar{V}_b}{\bar{V}_{bc}} \tag{7.49}$$

wobei sich die Blasenkonzentration  $c_B$  aus der mittleren Blasesgeschwindigkeit innerhalb der Profile, der Blasengrößenverteilung und der Gasleerrohrgeschwindigkeit ergab. Die Verweilzeit  $t_r$  wurde ebenfalls aus der Blasesgeschwindigkeit und aus der Distanz zwischen den Messstellen ermittelt. Das Volumen koaleszierter Blasen  $V_{gc}$  entspricht dem positiven Integral der Differenz zwischen den Volumenverteilungen (Abb. 7.14). Das mittlere Blasenvolumen der koaleszierten Blasen  $\bar{V}_{bc}$  wird ebenfalls aus dieser Differenzfläche ermittelt, während das mittlere Blasenvolumen  $\bar{V}_b$  sich aus dem gesamten Gasvolumen ergibt  $V_{gT}$ . Die Blasen volumina der einzelnen Messpositionen mussten wegen der Expansion auf Grund der Änderung des hydrostatischen Druckes gemäß dem idealen Gasgesetz (Gl. 4.29) korrigiert werden.

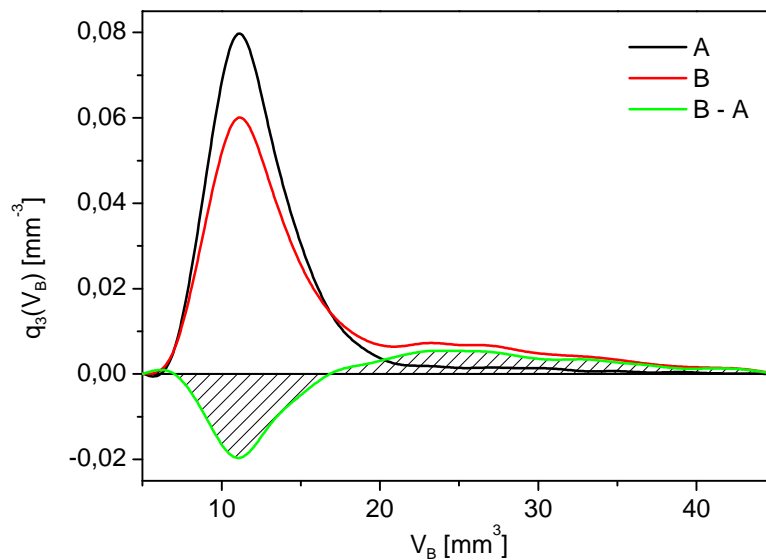


Abb. 7.14: Bestimmung der Koaleszenzrate aus der Differenz zweier Volumenverteilungen. Verteilung A ist die Ausgangsverteilung, Verteilung B enthält Blasen nach der Koaleszenz. Die Verteilung B-A entspricht der Differenz der Verteilungen A und B.

### 7.7.3 Bestimmung der Kollisionsraten

Blasenkoaleszenz setzt sich nach allgemeiner Auffassung (Oolman & Blanch 1986) aus drei wesentlichen Schritten zusammen. Im ersten Schritt kommt es zu einer Annäherung oder Kollision von Blasen. Hier geht man von einem binären Ereignis aus, es treten immer zwei Blasen miteinander in Wechselwirkung. Im nächsten Schritt muss der Flüssigkeitsfilm

zwischen den Blasenoberflächen verdrängt werden, bis er schließlich in einem letzten Schritt reißt und sich die beiden Gasvolumina zu einer neuen Blase vereinigen. Für die ersten beiden Schritte werden in der Literatur Beziehungen angegeben, über die sich die Kollisionsrate von Blasen, die Zeit zur Verdünnung des Flüssigkeitsfilms zwischen den Blasen und letztendlich die Kollisionseffizienz, also das Verhältnis zwischen Kollisionsrate und Koaleszenzrate, abschätzen lassen. Der letzte Schritt des Koaleszenzvorganges, das Vereinigen der beiden Gasvolumina, geschieht gegenüber den ersten beiden Schritten so schnell, dass er vernachlässigt werden kann.

Für den ersten Schritt, die Kollision von Blasen, verwenden viele Forscher wegen fehlender Informationen aus Messungen empirische bzw. halbempirische Korrelationen, um die drei wesentlichen Gründe für die Kollision von Blasen abzuschätzen. Für die Kollisionsrate auf Grund der turbulenten Bewegung nach Abrahamson (1975):

$$\mathbf{q}_{i,j}^T = 2^{3/2} \mathbf{p}^{1/2} n_i n_j (r_{bi} + r_{bj})^2 \cdot (\bar{u}_{ii}^2 + \bar{u}_{jj}^2)^{1/2} \quad (7.50)$$

sind oftmals die gemittelten Schwankungsgeschwindigkeiten  $\bar{u}_{ii}^2$  und  $\bar{u}_{jj}^2$  der Blasen nicht verfügbar. Man greift dann auf Abschätzungen zurück, welche sich auf die Dissipationsrate des Fluids stützen. Diese Abschätzungen mögen für kleine Partikel oder Blasen ohne oszillatorisches Bewegungsverhalten gelten. Allerdings können sie das anisotrope Bewegungsverhalten von Blasen mit Aufstiegsbahnen in Zick-Zack- oder Helix-Form nicht wiedergeben.

Die Auftriebs-Kollisionsrate, also die Kollisionsrate auf Grund unterschiedlicher Aufstiegs geschwindigkeiten von Blasen verschiedener Größe, lässt sich nach Friedlander (1977) folgendermaßen bestimmen:

$$\mathbf{q}_{i,j}^B = n_i n_j \cdot S_{i,j} \cdot (u_{ri} - u_{rj}) \quad (7.51)$$

Hier wird die Aufstiegs geschwindigkeit  $u_r$  in der Regel durch Korrelationen wie die von Clift et al. (1978) ausgedrückt. Aber selbst Clift et al. erwähnten große Unterschiede in der Aufstiegs geschwindigkeit von Einzelblasen auf Grund von Verunreinigungen und oberflächenaktiven Substanzen. Außerdem wird der Einfluss der Breite einer Blasen größenverteilung auf das Bewegungsverhalten von Blasenklassen immer noch diskutiert (Göz et al. 2002).

Auch im Falle der laminaren Scher-Kollisionsrate:

$$\mathbf{q}_{i,j}^{LS} = n_i n_j \cdot \frac{4}{3} \cdot (r_{bi} - r_{bj})^3 \cdot \left( \frac{d\bar{U}_l}{dR} \right) \quad (7.52)$$



wird die Zirkulationsgeschwindigkeit  $U_l$  der Flüssigkeit oftmals durch empirische Korrelationen der Geschwindigkeitsprofile ermittelt, welche lediglich für Standardgeometrien wie zylindrische Blasensäulen oder Rohre verfügbar und erst in großen Abständen zu den Begasungsorganen gültig sind.

Durch das verwendete Messsystem konnten alle erforderlichen Parameter zur Bestimmung der drei Kollisionsraten ermittelt werden. Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in den folgenden Kapiteln angeführt.

## 7.8 Ergebnisse und Diskussion

### 7.8.1 Strömungsprofile in der Doppelschlaufe

Die zunächst vorgestellten Messungen wurden in einem der beiden Aufstromkanäle (linke Seite in Blickrichtung der CCD-Kamera) im Bereich der räumlichen Trennung der beiden Blasenströmungen durchgeführt. Diese Messungen beinhalteten folglich nur die Wechselwirkungen zwischen annähernd gleich großen Blasen und lieferten die Eintrittsbedingungen für weitere Messungen im Bereich oberhalb der Trennplatte, wo die Wechselwirkungen von Blasen unterschiedlicher Größe untersucht werden sollten. Die wichtigsten Parameter der Messungen sind in Tabelle 7.1 zusammengetragen.

$\dot{V}_G$ [l/h]	$U_{SG}$ [cm/s]	$\bar{V}_b$ [mm <sup>3</sup> ] bei h = 0	$e_G$ [%] bei h = 800 mm
40	0,22	14,6	0,73
60	0,33	15,1	1,33
80	0,44	14,6	1,75

Tabelle 7.1: Parameter der Koaleszenzmessungen.

Zur Ermittlung der Strömungsprofile der Flüssigkeit wurden die Geschwindigkeitsinformationen von jeweils 500 Vektorfeldern gemittelt. Die Messungen der Geschwindigkeiten der Flüssigkeit ergaben, dass sich bis zu einer Höhe von 800 mm auf Grund der geringen Einlaulänge keine vollständig ausgebildeten Strömungsprofile einstellten. Die in Abb. 7.15 für drei verschiedene Gasgehalte dargestellten Strömungsprofile zeigen keine Symmetrie der Geschwindigkeiten bezüglich der Kanalmitte. Mit zunehmendem Gasvolumenstrom steigen die Geschwindigkeiten der kontinuierlichen Phase auf Grund des höheren Energieeintrags in das Apparatevolumen an.

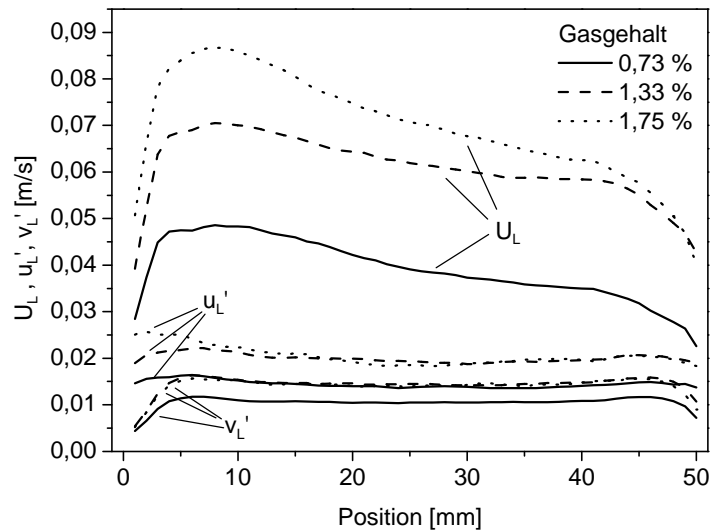


Abb. 7.15: Profile der mittleren Geschwindigkeiten und der Schwankungsgeschwindigkeiten der kontinuierlichen Phase für verschiedene Gasgehalte gemessen in einem der Aufstromkanäle bei  $h = 800$  mm.

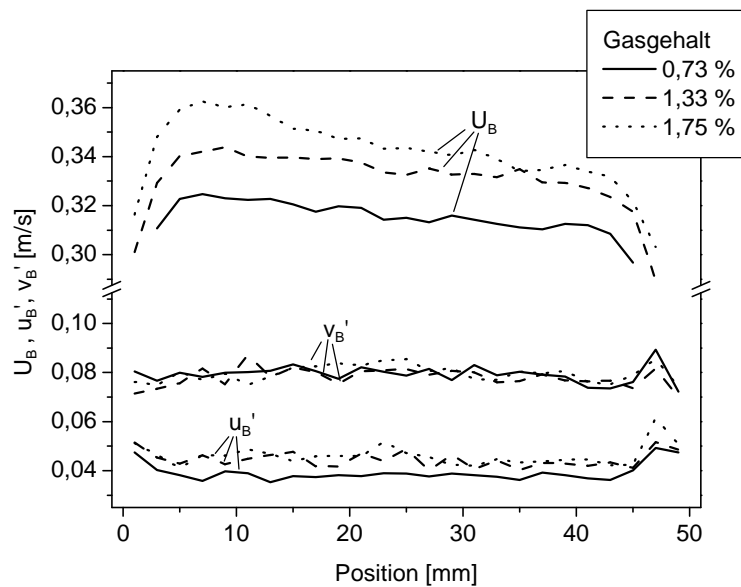


Abb. 7.16: Profile der mittleren Geschwindigkeiten und der Schwankungsgeschwindigkeiten der Blasen für verschiedene Gasgehalte gemessen in einem der Aufstromkanäle bei  $h = 800$  mm.

Auch für die Schwankungsgeschwindigkeiten, welche einen deutlich anisotropen Charakter aufzeigen, konnte eine leichte Zunahme mit dem Gasgehalt verzeichnet werden. Der Verlauf der Profile der mittleren Blasengeschwindigkeiten in Abb. 7.16 ist dem der Profile der mittleren Flüssigkeitgeschwindigkeiten sehr ähnlich, woraus sich mit Ausnahme der wandnahen Bereiche eine nahezu konstante Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen

ergibt. Interessanterweise verhalten sich die anisotropen Schwankungsgeschwindigkeiten der Blasen mit ihren größeren horizontalen Komponenten anders als die der Flüssigkeit, was sich mit den starken horizontalen Oszillationen von Blasen mit einem Durchmesser von 2 bis 4 mm begründen lässt.

Die im weiteren vorgestellten Messungen beziehen sich auf den gesamten Aufstiegskanal der Apparatur und sollen besonders die Entwicklung der Scherschicht im oberen Bereich des Aufstiegskanals wiedergeben. Während die Messungen im unteren Teil (links und rechts der Trennplatte) auf die Wechselwirkungen annähernd gleich großer Blasen beschränkt waren, wurde im oberen Bereich die Wechselwirkung unterschiedlich großer Blasen untersucht. Als Betriebsbedingungen während dieser Messungen war eine Leerrohrgeschwindigkeit von  $U_{SG} = 0,44$  cm/s für den linken und von  $U_{SG} = 0,22$  cm/s für den rechten Begaser vorgegeben. Die überlagerte Wassergeschwindigkeit betrug im linken Kanal 17,06 cm/s und im rechten Kanal 1,27 cm/s. Der Gasgehalt im oberen Teil der Apparatur lag bei etwa 1 %.

Stromabwärts des oberen Endes der Trennplatte zeigen die mittleren Geschwindigkeitsprofile der Flüssigkeit eine großräumige Zirkulation (Abb. 7.17), welche durch die unterschiedlichen, überlagerten Wassergeschwindigkeiten aus den beiden unteren Aufstiegskanälen verursacht wird. Die Scherschicht entwickelte sich vom Ende der Trennplatte bis zu einer Höhe von 1800 mm, wo eine nahezu konstante Scherrate über den gesamten Querschnitt des Kanals erreicht wurde.

Die Profile der mittleren Geschwindigkeiten der Blasen ähneln denen der Flüssigkeit, wegen der Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen von etwa 0,28 m/s weisen die Profile der vertikalen Blasengeschwindigkeit allerdings keine negativen Werte auf. Die horizontale Komponente der Blasengeschwindigkeit lässt auf einen lateralen Transport der Blasen durch die großräumige Zirkulation der Flüssigkeit schließen.

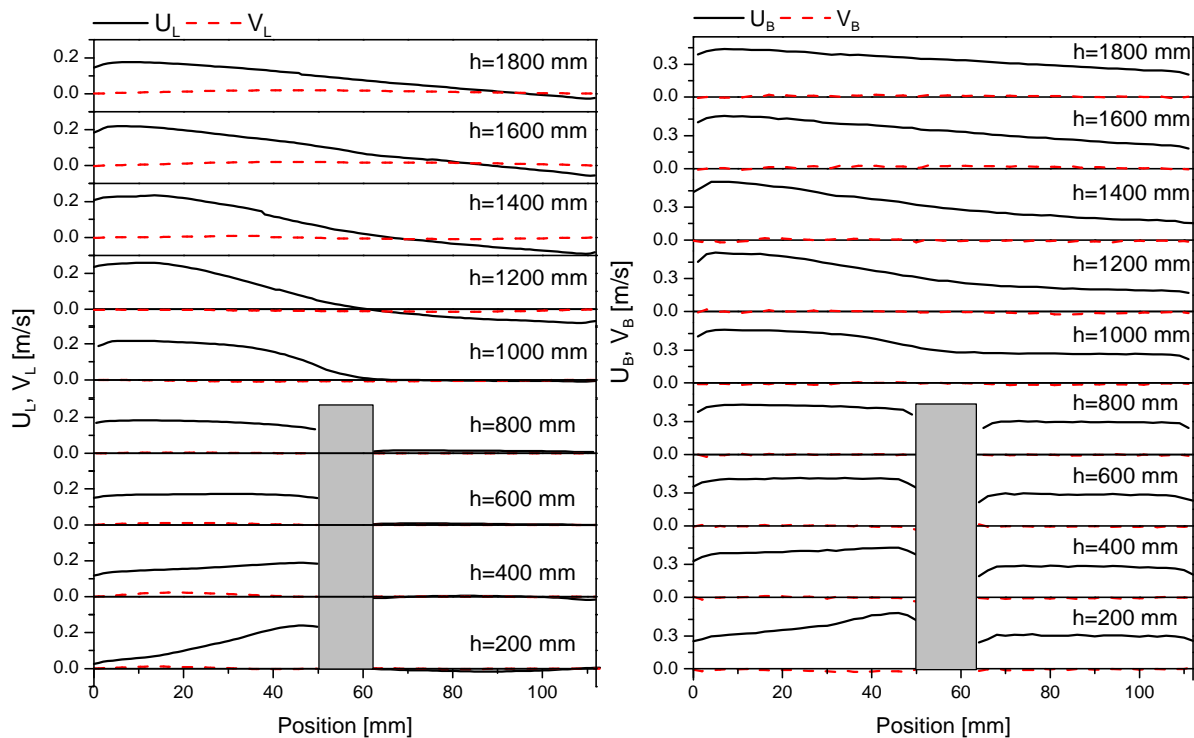


Abb. 7.17: Profile der Geschwindigkeitskomponenten der Flüssigkeit ( $U_L$ ,  $V_L$ ) und der Blasen ( $U_B$ ,  $V_B$ ), gemessen an verschiedenen Positionen innerhalb des Aufstiegskanals. ( $U$ : vertikale Komponente,  $V$ : horizontale Komponente) Der Gasgehalt im oberen Teil der Apparatur lag bei etwa 1 %.

Die in Abb. 7.18 dargestellten Schwankungsgeschwindigkeiten zeigen den stark anisotropen Charakter der Turbulenz und der Blasenbewegung. Die beiden Phasen unterscheiden sich jedoch erheblich in ihrem Verhalten. Während die Blasen wegen ihrer starken horizontalen Taumelbewegung größere horizontale Schwankungsgeschwindigkeiten aufweisen, ist die horizontale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit kleiner als die vertikale. Innerhalb der Scherschicht stromabwärts der Trennplatte kommt es zur Ausbildung einer Überhöhung der Schwankungsgeschwindigkeiten der Flüssigkeit, welche durch die Zirkulation nach links verschoben wird und im weiteren Verlauf abklingt. Die Schwankungsgeschwindigkeiten der Blasen sind, wie zu erwarten, größer als die der Flüssigkeit. Die starken Schwankungen in den Profilen der Blasen zeigen, dass die Anzahl der erfassten Blasen (30000 pro Position, 3 Positionen pro Profil) für diese Auftragung statistisch noch nicht ausreichend sind. Allerdings war die Erfassung noch höherer Anzahlen an Blasen zur Zeit der Messungen durch die zur Verfügung stehende Rechnerleistung limitiert. Eine vollständige Vermessung des Aufstromteils der Apparatur mit 23 (+2) Messpositionen, wie sie in Abb. 7.17 und Abb. 7.18 gezeigt ist, dauerte abhängig von Blasengröße und Gasgehalt 3

bis 5 Tage. Zwei zusätzliche Messpositionen wurden doppelt vermessen und dienen der Überprüfung, ob die Einstellungen während der Dauer der Messungen gleichbleiben.

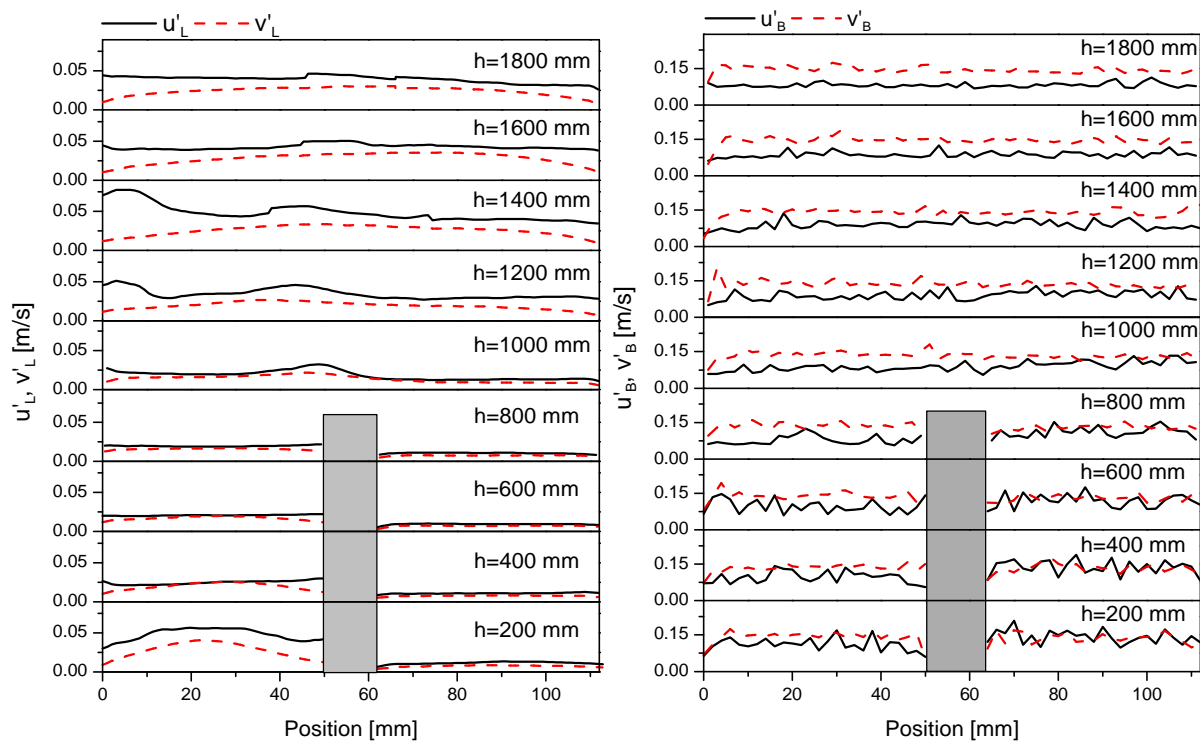


Abb. 7.18: Profile der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeiten der Flüssigkeit ( $u'_L$ ,  $v'_L$ ) und der Blasen ( $u'_B$ ,  $v'_B$ ). ( $u$ : vertikale Komponente,  $v$ : horizontale Komponente)

Die Entwicklung der Blasengrößenverteilung in der Mitte des Aufstiegskanals stromabwärts der Trennplatte ist in Abb. 7.19 dargestellt. Die eintretenden Blasengrößenverteilungen des rechten und linken unteren Kanals wurden in einer Höhe von 800 mm ermittelt und ergaben einen mittleren Blasendurchmesser von  $D_B = 2,30$  mm für den linken Kanal und von  $D_B = 2,74$  mm für den rechten Kanal. Innerhalb der Scherschicht kam es zwischen beiden Populationen zu Wechselwirkungen, wobei sich die resultierende Größenverteilung als Überlagerung von Vermischung und Koaleszenz ergab. Letzteres ist deutlich an der Abnahme des Anteils kleiner Blasen mit zunehmender Höhe zu erkennen.

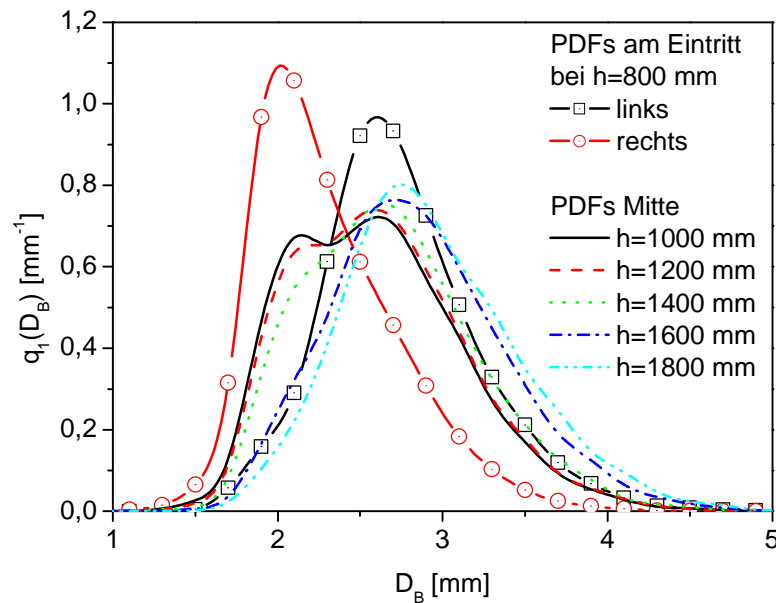


Abb. 7.19: Entwicklung der Blasengrößenverteilung innerhalb der Scherschicht (die Messungen wurden innerhalb eines Fensters mit einer Breite von 50 mm und einer Höhe von 40 mm in der Mitte des Kanal gemacht) und Eingangsgrößenverteilungen des linken und rechten unteren Kanals. Die Verteilungen wurden bezüglich der Größenzunahme infolge des abnehmenden hydrostatischen Druckes korrigiert.

## 7.8.2 Kollisionsraten

Durch das neue Messsystem war es erstmals möglich, alle relevanten Informationen für eine detaillierte Analyse der Kollisionsraten zu erfassen. Durch die Kombination der Bestimmung von Kollisions- und Koaleszenzraten konnte eine integrale Kollisionseffizienz angegeben werden. Die große Anzahl von 30000 erfassten Blasen pro Messposition ergab eine statistische Vertrauenswürdigkeit der Daten, welche es zuließ, lokale von ihrer Größe abhängige Eigenschaften der Blasen wie mittlere Aufstiegsgeschwindigkeiten  $u_r(d_A)$ , aber auch turbulente Schwankungsgeschwindigkeiten  $\bar{u}_r(d_A)$  zu bestimmen. Die in einem der Aufstiegskanäle für eine sehr niedrige überlagerte Flüssigkeitgeschwindigkeit gemessenen Profile der mittleren Blasengeschwindigkeiten und ihre rms-Werte in Abhängigkeit der projektionsflächenäquivalenten Blasengröße sind in Abb. 7.20 dargestellt.

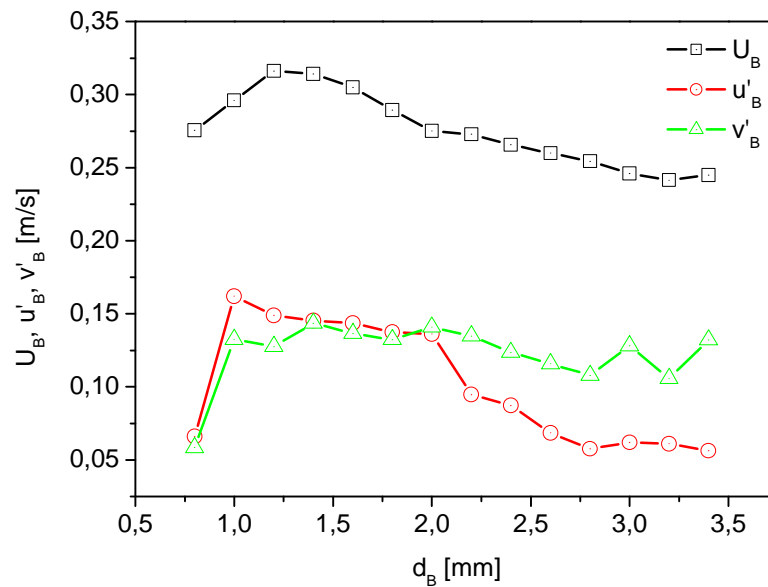


Abb. 7.20: Mittlere Blasenauftiegs­geschwindigkeit und Komponenten der Schwankungs­geschwindigkeiten der Blasenbewegung als Funktion des projektions­flächen­äquivalenten Durchmessers. Die Messungen wurden in einem der beiden unteren Aufstiegs­kanäle für  $h=600$  mm bei einem Gasgehalt von 0,96 % durchgeführt.

Die mittlere Blasen­auftiegs­geschwindigkeit folgt im Wesentlichen dem Verlauf, welcher von aufsteigenden Einzel­blasen in ruhender Flüssigkeit bekannt ist. Die Aufstiegs­geschwindigkeit erreicht ein Maximum für Blasen mit einem Durchmesser von 1,3 mm und fällt für größere Blasen leicht ab. Da der Gasgehalt während dieses Experiments mit 1 % sehr niedrig war und darüber hinaus die überlagerte Flüssigkeits­geschwindigkeit lediglich 0,01 m/s betrug, ist der Unterschied zum Aufstiegs­verhalten von Einzel­blasen in ruhendem Fluid kaum merklich. Die Schwankungs­geschwindigkeiten der Blasen wiesen bis zu einem äquivalenten Blasen­durchmesser von 2 mm ein nahezu isotropes Bewegungsverhalten auf, das mit Einsetzen starker Formoszillationen für Blasen größer 2 mm durch die Abnahme der vertikalen Komponente der Schwankungs­geschwindigkeit deutlich anisotrop wird.

Aus den beiden Komponenten der Schwankungs­geschwindigkeit der Blasen wurde in Anlehnung an die turbulente kinetische Energie eine gemittelte Schwankungs­geschwindigkeit  $\bar{u}_t(d_A)$  berechnet:

$$\bar{u}_t(d_A) = \frac{1}{3}(u_B'^2(d_A) + 2v_B'^2(d_A)) \tag{7.53}$$

Die integrale turbulente Kollisionsrate wurde mit den gemittelten Schwankungsgeschwindigkeiten der einzelnen Blasenklassen und den Konzentrationen der Klassen  $n_i$  und  $n_j$  berechnet. Hierbei bezieht sich die Mittelung auf den gesamten Bildausschnitt (Breite: 50 mm, Höhe: 40 mm) eines Profil. Die integrale turbulente Kollisionsrate lässt sich als doppelte Summe über alle Klassen angeben:

$$\mathbf{q}^T = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j 2^{3/2} \mathbf{p}^{1/2} n_i n_j (r_{bi} + r_{bj})^2 \cdot (\bar{u}_{ii}^2 + \bar{u}_{jj}^2)^{1/2} \quad (7.54)$$

In die Bestimmung der auftriebsbestimmten Kollisionsrate ging die Aufstiegs geschwindigkeit  $u_r(d_A)$  ein, sodass hier ebenfalls ein integraler Wert angegeben werden kann:

$$\mathbf{q}^B = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j n_i n_j \cdot S_{i,j} \cdot (u_{ri} - u_{rj}) \quad (7.55)$$

wobei der Kollisionsquerschnitt  $S_{i,j}$  der Stoßpartner folgendermaßen definiert ist:

$$S_{i,j} = \mathbf{p} \cdot (r_{bi} + r_{bj})^2 \quad (7.56)$$

Für den Fall der laminaren Scher-Kollisionsrate wurde die mittlere Scherrate aus den Strömungsprofilen der Flüssigkeit bestimmt, welche mittels der PIV des Messsystems bestimmt wurden. Auch für die laminare Scherkollisionsrate wurde ein integraler Wert angegeben:

$$\mathbf{q}^{LS} = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j n_i n_j \cdot \frac{4}{3} \cdot (r_{bi} - r_{bj})^3 \cdot \left( \frac{d\bar{U}_l}{dR} \right) \quad (7.57)$$

Alle Kollisionsraten nahmen in Strömungsrichtung ab, da sich die Blasenanzahlkonzentration wegen der Koaleszenz verringerte. Für die Experimente im unteren Teil des Doppelschlaufenreaktors war die turbulente Kollisionsrate am höchsten (Abb. 7.21), da Blasen im Größenbereich zwischen 1 und 3 mm ein Bewegungsverhalten mit starken Fluktuationen aufweisen (Abb. 7.20). Das Experiment wurde bei einem Gasgehalt von 0,96 % und einem anfänglichen Blasendurchmesser von  $D_B = 2,1$  mm durchgeführt. Auf Grund der sehr engen Blasen größenverteilung ist die auftriebsbestimmte Kollisionsrate, welche auf der unterschiedlichen Aufstiegs geschwindigkeit verschieden großer Blasen beruht, zirka eine Größenordnung kleiner als die turbulente Kollisionsrate. Die laminare Scher-Kollisionsrate ist zirka drei Größenordnungen kleiner als die turbulente Kollisionsrate, da der Schlaufenreaktor in den unteren Regionen keinerlei Rezirkulationszonen aufweist, wie sie beispielsweise in Blasensäulen besonders in der Nähe der Begasungsorgane auftreten.



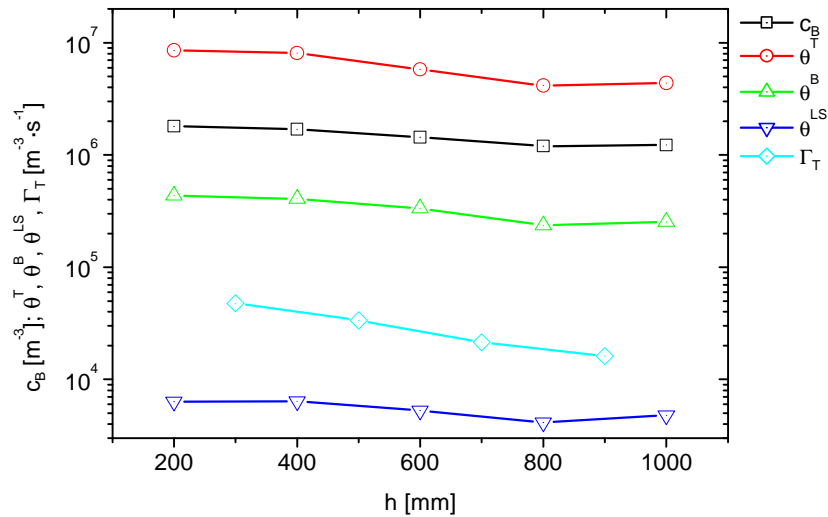


Abb. 7.21: Blasenkonzentration, Kollisions- und Koaleszenzraten entlang eines der unteren Aufstiegskanäle ( $D_B = 2,1 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_G = 0,96 \%$ ).

Bei Betrachtung des Verhältnisses zwischen der Koaleszenzrate und der Summe der einzelnen Kollisionsraten fällt auf, dass erstere etwa zwei Größenordnung kleiner als die Summe der Kollisionsraten ist, was bedeutet, dass selbst in stark koaleszierenden Flüssigkeiten wie reinem Wasser bei den gegebenen Bedingungen eines sehr homogenen Strömungsregimes eine Blase im Mittel mehr als 100 Kollisionen erfährt, bevor ein Koaleszenzvorgang auftritt. Unter der Voraussetzung der sehr engen, monomodalen Blasengrößenverteilungen, kann von einer nahezu konstanten Kollisionseffizienz  $\lambda$  für alle Blasengrößenklassen ausgegangen werden, welche mittels der integralen Werte der Koaleszenzrate und der Summe der Kollisionsraten folgendermaßen angegeben werden kann:

$$I = \frac{\Gamma_T}{q^T + q^B + q^{LS}} = e^{-\frac{t}{t}} \quad (7.58)$$

Diese integrale Kollisionseffizienz betrug für das vorgestellte Experiment  $I = 0,03$  und entspricht damit einem Verhältnis zwischen Koaleszenzzeit und Kontaktzeit  $t/t = 3,5$ .

### 7.8.3 Koaleszenzrate

Zur Bestimmung der Koaleszenzrate wurde die Änderung der Blasen volumenverteilung entlang des Aufstromkanals ermittelt, indem mindestens 30000 Blasen pro Messebene detektiert wurden. In Abb. 7.22 ist zu erkennen, wie die Grundpopulation mit einem Modalwert des Volumens von zirka  $12 \text{ mm}^3$  durch Koaleszenz abnimmt und die Verteilung im weiteren Verlauf des Kanals durch ein Anwachsen bei zirka  $25 \text{ mm}^3$  zunehmend bimodal

wird. Die Koaleszenzraten in einem Aufstromkanal für die bereits in Tabelle 7.1 angeführten Betriebsbedingungen sind in Abb. 7.23 gezeigt. Sie steigen mit zunehmenden Gasgehalt infolge der anwachsenden Blasenkonzentration an. Allerdings ist bei höheren Gasgehalten auch eine stärkere Abnahme der Koaleszenzrate mit der Höhe zu beobachten, da dann bereits ein großer Anteil der Grundpopulation im Bereich der ersten Messebenen koalesziert ist.

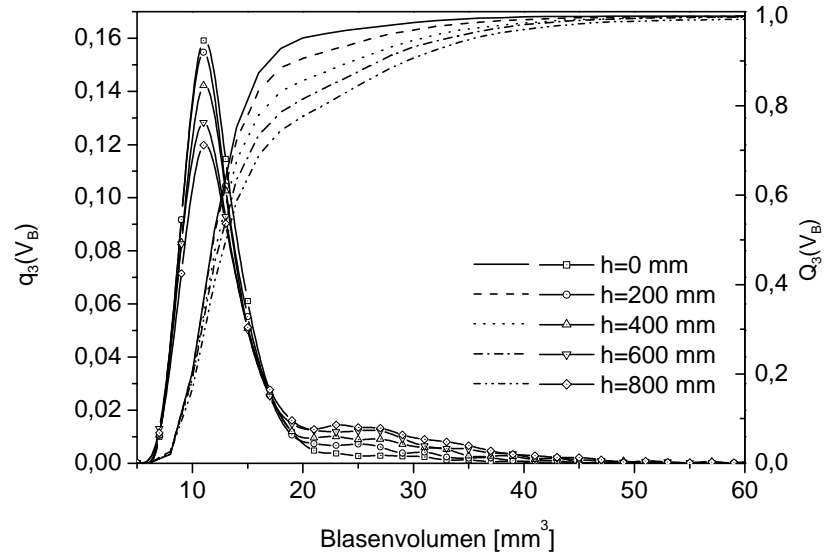


Abb. 7.22: Entwicklung der Blasenvolumenverteilung innerhalb des Aufstiegs in einem der Aufstromkanäle für den Fall der Messungen bei 0,73 % Gasgehalt. Die Verteilungen wurden bezüglich der Größenzunahme infolge des abnehmenden hydrostatischen Druckes korrigiert.

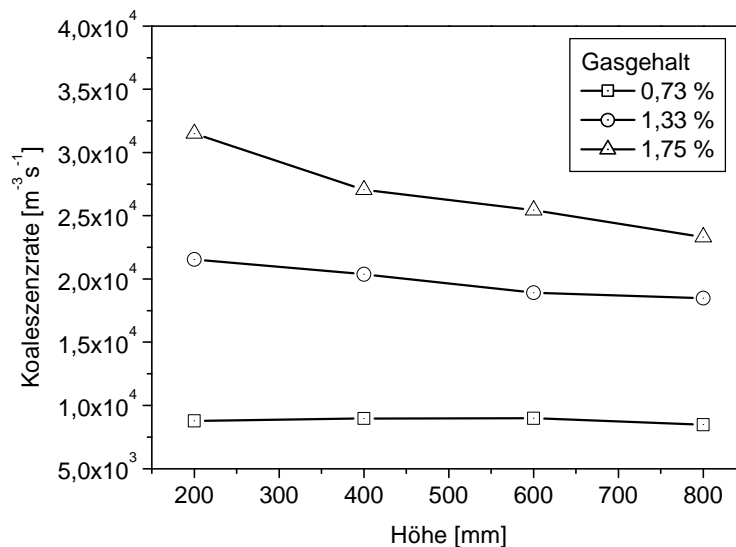


Abb. 7.23: Änderung der Koaleszenzrate der Blasen entlang eines Aufstromkanals für verschiedene Gasgehalte.

### 7.8.4 Blasengeometrie und Bewegungsverhalten

Bei der Modellierung von Blasenströmungen auf Basis des Euler/Lagrange-Ansatzes wird allgemein von Blasen als starre Partikel und der Annahme derer punktförmigen Ausdehnung ausgegangen. Dem besonderen oszillatorischen Bewegungsverhalten von Blasen wird versucht, in Form von zusätzlichen Modellen Rechnung zu tragen. Da das Bewegungsverhalten der Blasen im starken Maße von der Blasengröße beeinflusst wird und darüber hinaus von Stoffeigenschaften und dem Gasgehalt abhängig ist, gelingt eine präzise numerische Vorausberechnung selten ohne erneute Anpassung der Modelle. Um eine detaillierte Modellierung der Blasenbewegung und damit der Dispersionseigenschaften zu erlauben, ist es notwendig, über die allgemeine Praxis, welche Blasen als starre Partikel annimmt, hinauszugehen und die Formänderungen der Blasen und ihre Auswirkungen auf die Blasengeschwindigkeit genauer zu betrachten.

Da das neue Messsystem neben den Blasengrößen und Geschwindigkeiten zusätzlich die Orientierung der Hauptachse und die Sehnenlängen entlang der Hauptachsen erfasst, konnten diese Daten zu einer genaueren Betrachtung der Blasenform und des Bewegungsverhaltens genutzt werden. Die erfassten Parameter sind in schematischer Form in Abb. 7.24 dargestellt.

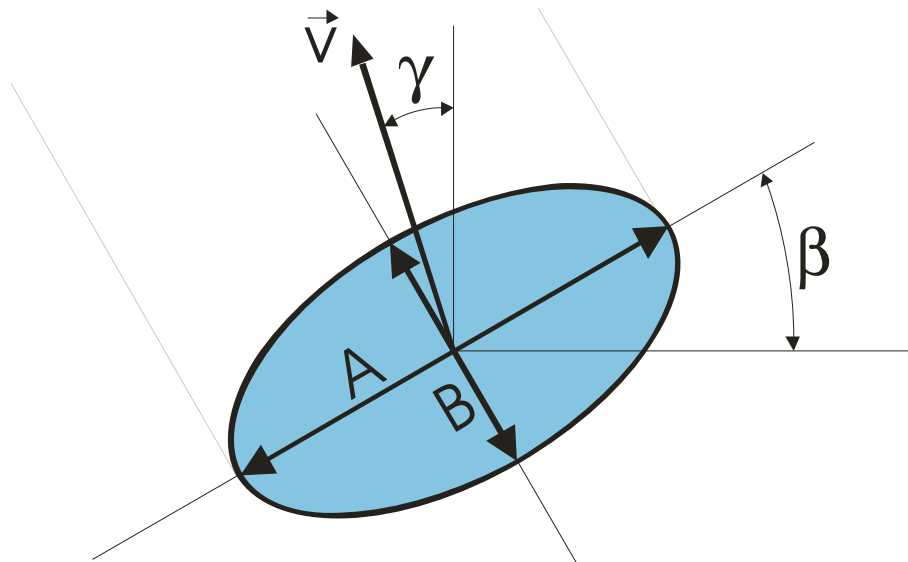


Abb. 7.24: Aufsteigende Blase mit den Hauptachsen A und B, dem Orientierungswinkel  $\beta$  und dem Winkel des Geschwindigkeitsvektors  $\gamma$

Ein einfacher Ansatz, um die Blasenform in Abhängigkeit der Blasengröße zu beurteilen, ist die Betrachtung des Achsenverhältnisses  $\chi$ , also des Quotienten aus der Länge der beiden Hauptachsen A und B:

$$c = \frac{A}{B} \quad (7.59)$$

Es wurde angenommen, dass das Achsenverhältnis bei den Untersuchungen mit Gasgehalten zwischen 1 und 5 % nahezu unabhängig vom Gasgehalt und von den Strömungsverhältnissen ist. Diese Annahme sollte es erlauben die Ergebnisse mehrerer Messungen, welche sowohl in der Doppelschlaufe als auch in der Laborblasensäule durchgeführt wurden, als Ausgangsdaten für die Untersuchung des Achsenverhältnisses heranzuziehen und damit eine zufriedenstellende statistische Basis für die Ergebnisse der folgenden Untersuchungen (Blasensäule Blasenanzahl:  $2,69 \cdot 10^6$ , Doppelschlaufe Blasenanzahl:  $4,32 \cdot 10^6$ ) zu gewährleisten.

Die ermittelten Verteilungen der Achsenverhältnisse sind zusammenfassend in Abb. 7.25 für Blasen mit einem Durchmesser zwischen 1 und 4 mm dargestellt. Kleine Blasen mit einem Durchmesser zwischen 1 und 1,5 mm sind zwar leicht abgeplattet aber noch sehr formstabil, was sich in einer relativ engen Verteilung des Achsenverhältnisses zeigt. Ab 1,5 mm beginnen die Formoszillationen immer stärker zu werden, wodurch die Verteilung des Achsenverhältnisses breiter wird.

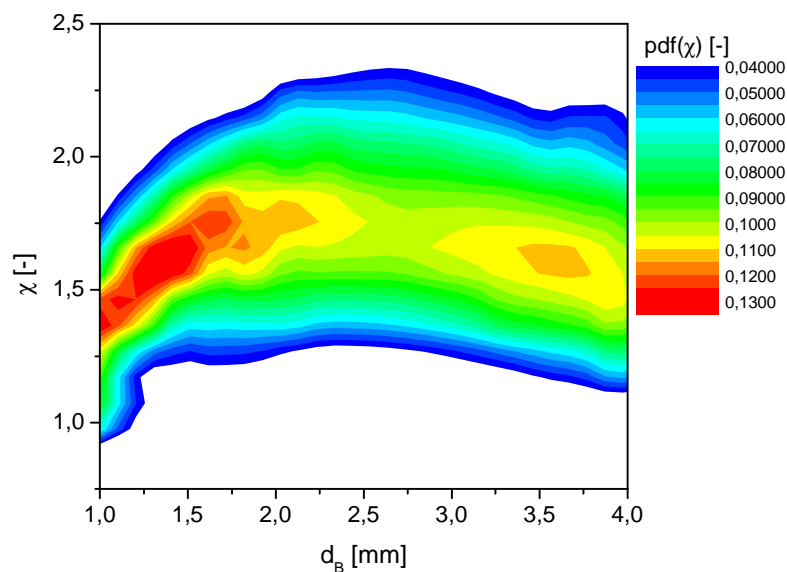


Abb. 7.25: Verteilung des Achsenverhältnisses  $c$  in Abhängigkeit der Blasengröße . Messungen in der Laborblasensäule.

Die maximalen Werte der Abplattung in Abb. 7.25 nimmt zwar mit der Blasengröße zu, dies trifft jedoch nicht auf das mittlere Achsenverhältnis zu, welches in Abb. 7.26 gezeigt ist. Das zunächst annähernd linear ansteigende mittlere Achsenverhältnis vermindert ab  $d_B = 1,5$  mm seine Steigung und erreicht für die Messungen in der Laborblasensäule bei  $d_B = 2,8$  mm ein Maximum. Für größere Blasendurchmesser nimmt das mittlere Achsenverhältnis wieder

ab und strebt einem Grenzwert entgegen, welches allerdings bis  $d_B = 5$  mm nicht erreicht wird. Zusätzlich aufgetragen sind die Achsenverhältnisse, welche Duineveld (1994) und Tassin & Nikitopoulos (1995) für in ruhendem Wasser aufsteigende Einzelblasen ermittelt haben. Diese liegen besonders im Falle der Messungen von Tassin & Nikitopoulos (1995) unterhalb der Achsenverhältnisse, welche während dieser Arbeit ermittelt wurden, da die Messungen dort in unmittelbarer Nähe des Blasenereuzers ( $< 8 \cdot d_B$ ) durchgeführt wurden. Die Blasen stiegen dort noch senkrecht ohne Pfad-Oszillationen auf, sodass simultane Messungen mit einer PDA möglich waren. Laterale Schwankungsbewegungen von Blasen vergrößern allerdings die Relativgeschwindigkeit, wodurch sich infolge des höheren Staudruckes eine stärkere Abplattung einstellen sollte. Die Messungen von Duineveld (1995) wurden in hochreinem, ruhendem Wasser durchgeführt. Auch hier sollten die lateralen Schwankungsbewegungen wesentlich später einsetzen als in der turbulenten Strömung der Blasenschwärme dieser Arbeit, was sich besonders bei den formstabilen Blasen mit  $d_B < 1,5$  mm bemerkbar macht. Für Blasen mit  $d_B > 1,5$  mm kann eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Duineveld (1994) festgestellt werden, der seine Untersuchungen auf Blasen ohne Formoszillationen höherer Ordnung beschränkte, weshalb bei ihm keine Daten für Blasen mit  $d_B > 2$  mm vorliegen.

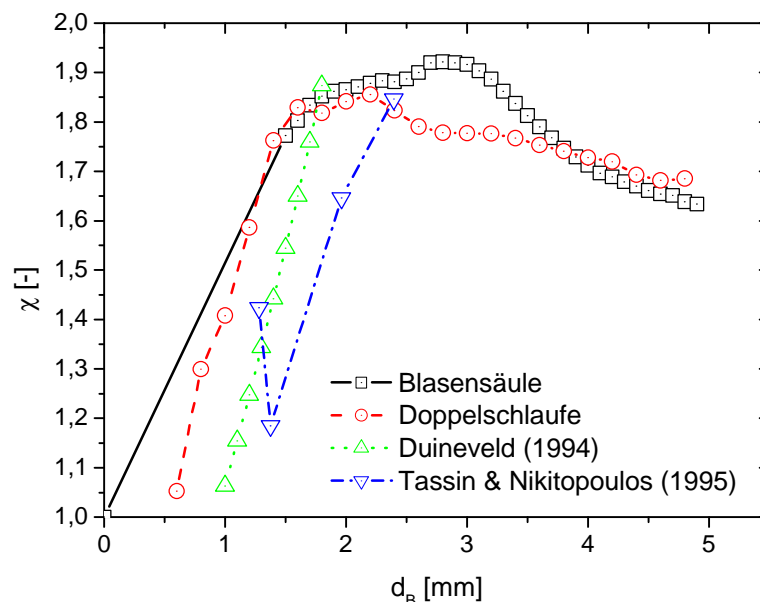


Abb. 7.26: Mittleres Achsenverhältnis  $c$  in Abhängigkeit der Blasengröße aus verschiedenen Versuchen.

Der in Abb. 7.27 dargestellte Verlauf der Standardabweichung des Achsenverhältnisses zeigt nochmals sehr deutlich die zunehmende Verbreiterung der Verteilung des Achsenverhältnisses für  $d_B < 2,5$  mm. Im Intervall  $2,5 < d_B < 3,1$  mm besitzt die Standardabweichung von  $\chi$  ein Plateau und nimmt für größere Blasendurchmesser wieder leicht ab.

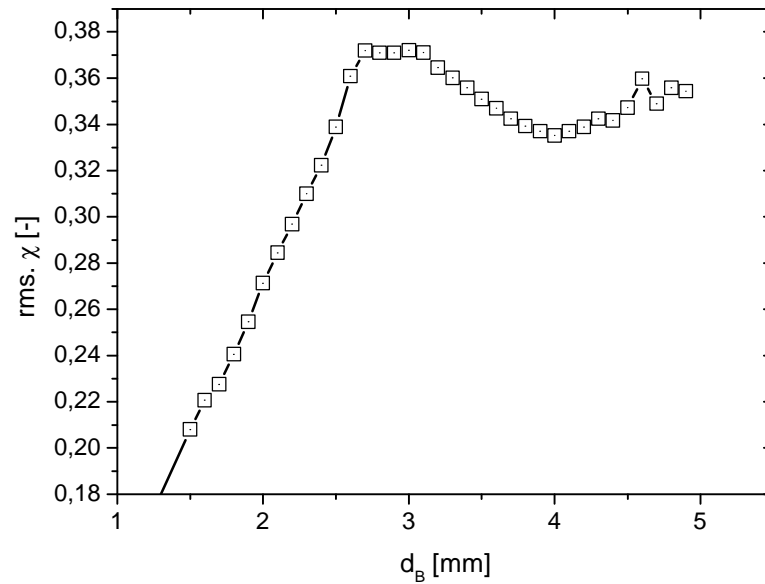


Abb. 7.27: Standardabweichung des Achsenverhältnisses  $c$  in Abhängigkeit der Blasengröße. Messungen in der Laborblasensäule.

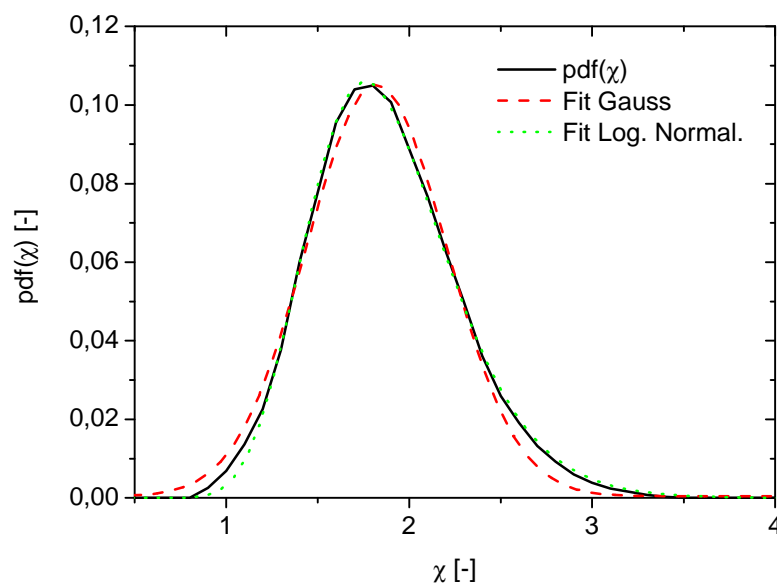


Abb. 7.28: Verteilung des Achsenverhältnisses  $c$  für Blasendurchmesser im Bereich von 2,5 bis 3,0 mm. Messungen in der Laborblasensäule.

Für das Plateaugebiet zwischen 2,5 und 3,0 mm ist die Verteilung von  $\chi$  in Abb. 7.28 dargestellt. Für eine Modellierung des Achsenverhältnisses sollte die logarithmische Normalverteilung einer Gauß'schen Anpassungsfunktion vorgezogen werden, da für diese eine gute Übereinstimmung mit der ermittelten Verteilung des Achsenverhältnisses gefunden wurde.

Zur Untersuchung des Bewegungsverhaltens der Blasen wurde der Orientierungswinkel der Hauptachse  $\beta$  und der Winkel  $\gamma$  des Geschwindigkeitsvektor betrachtet (Abb. 7.24). Hierbei ist jedoch zu beachten, dass das Messsystem nur zweidimensionale Informationen lieferte und deshalb die Winkel und Geschwindigkeiten in der räumlichen Tiefe nicht erfassen konnte. Dennoch zeigen die in Abb. 7.29 dargestellten Verteilungen beider Winkel eine sehr gute Übereinstimmung. Um den Zusammenhang beider Winkel eingehender zu untersuchen, wurden diese durch die nachfolgenden Korrelationen zueinander in Beziehung gesetzt:

$$Korr.A_i = \frac{4 \cdot \mathbf{b}_i \cdot \mathbf{g}_i}{p^2} \tag{7.60}$$

$$Korr.B_i = \frac{2 \cdot \mathbf{b}_i \cdot \mathbf{g}_i}{\mathbf{b}_i^2 + \mathbf{g}_i^2} \tag{7.61}$$

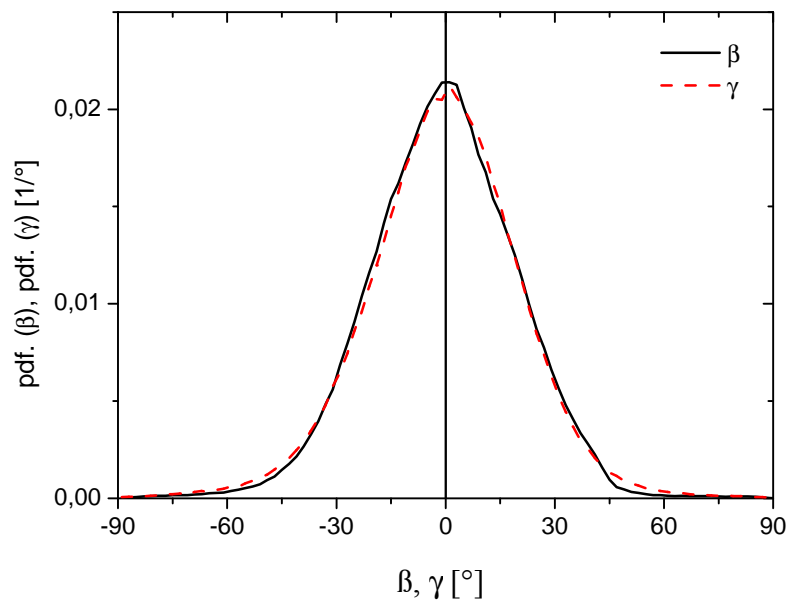


Abb. 7.29: Verteilung des Orientierungswinkels  $\mathbf{b}$  und des Bewegungswinkels  $\mathbf{g}$

Die in Abb. 7.30 dargestellten Verteilungen beider Korrelationen zeigen einen sehr starken Zusammenhang zwischen der Orientierung der Halbachse und der Richtung des Bewegungsvektors.  $Korr.A$  ist auf  $p/2$  normiert, der deutliche Peak in der Nähe von 0 zeigt folglich, dass die Abweichungen zwischen den Winkeln nur klein sind und maximal  $0,25 \cdot \pi/2$  betragen.  $Korr.B$  ist mit den Winkeln selbst normiert, sodass sich bei absoluter Übereinstimmung der Wert 1 ergibt. Dementsprechend zeigt die Verteilung der  $Korr.B$  einen ausgeprägten Peak bei

1. Der kleinere Peak der *Korr.B* bei  $-1$ , ihr nicht vollständig auf 0 abfallender Verlauf und die negativen Anteile von *Korr.A*. lassen vermuten, dass die Winkel nicht immer korreliert sind. Allerdings wurde bei diesen Betrachtungen nicht die Geschwindigkeit der Flüssigkeit berücksichtigt. Zwar ist diese bei einer Relativgeschwindigkeit zwischen 0,25 und 0,30 m/s klein, aber besonders in horizontaler Richtung eigentlich nicht zu vernachlässigen. Zudem sei nochmals darauf hingewiesen, dass sowohl die dritte Geschwindigkeitskomponente als auch eine Orientierung der Blasen in der räumlichen Tiefe nicht erfasst werden konnten. Für eine weiterführende Modellierung der Blasenbewegung kann dennoch von einer strengen Kopplung des Orientierungswinkels und des Bewegungsvektors ausgegangen werden, da dies mit der Vorstellung übereinstimmt, dass sich die Blase auf Grund des auf ihre Oberfläche einwirkenden Staudrucks abplattet.

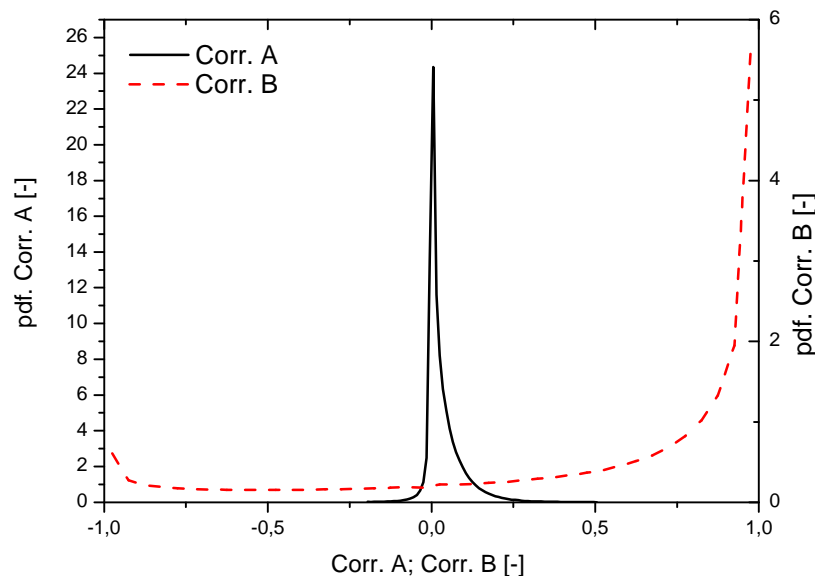


Abb. 7.30: Korrelationen zwischen Orientierungswinkel  $\mathbf{b}$  und Bewegungswinkel  $\mathbf{g}$

## 7.9 Resümee

Das neue Messsystem ist in der Lage, simultan eine Vielzahl von interessierenden Parametern einer Blasenströmung zu erfassen, und liefert somit eine Möglichkeit zur Gewinnung von detaillierten Datensätzen zur Validierung numerischer Simulationen, aber auch für eine detaillierte Analyse der Wechselwirkungen im Blasenschwarm. Neben der Bestimmung von Profilen der mittleren Geschwindigkeiten und der Schwankungsgeschwindigkeiten beider Phasen konnten die Änderung der Blasengrößenverteilungen sowie das Koaleszenz- und Kollisionsverhalten von Blasenschwärmen untersucht werden. Die



simultane Erfassung von Blasengeometrie und Blasengeschwindigkeiten erlaubte es die Abhängigkeit der Blasenform von der Blasengröße und die Kopplung von Blasengröße und Orientierung zu untersuchen. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, die umfangreichen Datensätze der Messungen noch für die Analyse weiterer Aspekte, wie beispielweise die Kopplung von Blasen- und Fluidbewegung oder die Analyse der Strömungsstrukturen der Flüssigkeit, zu nutzen.

## 8 Zusammenfassung

Während dieser Arbeit wurden verschiedenen Messtechniken angewandt und entwickelt um eine detaillierte Datenbasis für die weitergehende Modellierung von dispersen Gas-Flüssigkeits-Strömungen und die Validierung numerischer Berechnungen zu ermöglichen. Die untersuchten Blasengrößen lagen zwischen 0,25 und 5 mm, wobei innerhalb der jeweiligen Versuche eine möglichst enge und monomodale Blasengrößenverteilung angestrebt wurde, deren Größe letztendlich die Anwendung der verschiedenen Messtechniken bedingte. So wurde für die Untersuchung der Strömung der vorliegenden Blasengrößenverteilung einer feinblasig ( $D_B < 1$  mm) begasten Laborblasensäule die Phasen-Doppler-Anemometrie eingesetzt. Um auch die Geschwindigkeit der Flüssigkeit zu vermessen wurden der Strömung fluoreszierende Tracer-Partikel zugegeben, sodass durch die Erfassung der Streulichtsignale mit der Emissionswellenlänge des Fluoreszenzfarbstoffes der Tracer durch die LDA eine sehr guten Phasendiskriminierung ermöglicht wurde.

Da der Einsatz der PDA in Blasenströmungen mit etlichen Schwierigkeiten verbunden und zudem auf Blasendurchmesser kleiner 1 mm beschränkt ist, wurden zunächst ein kameraoptisches Messtechniken entwickelt um die Strömung in der Laborblasensäule bei verschiedenen Gasgehalten (bis zu 19 %) untersuchen. Das PLV-System basierte auf der Verwendung eines Laserlichtschnittes und fluoreszierender Tracer-Partikel, sodass die Phasendiskriminierung durch die Erfassung unterschiedlicher Wellenlängen ermöglicht wurde. Dazu wurden zwei CCD-Kameras eingesetzt, welche mit optischen Interferenzfilter entsprechend der Wellenlänge des verwendeten Lasers und der Emissionswellenlänge des Fluoreszenzfarbstoffes der Tracer-Partikel ausgestattet waren. Da die Kontur von Blasen in einem Lichtschnitt nicht zu erkennen ist, sind in den Aufnahmen lediglich punktförmige Reflexionen auf der Blasenoberfläche zusehen, welche ebenso wie die Aufnahmen der Tracer-Partikel für eine Geschwindigkeitsbestimmung mittels der PIV genutzt werden konnten. Die Messungen mit diesem System lieferten Informationen über die großskaligen Strömungsstrukturen in der Laborblasensäule.

Die fortschreitende Modellierung der Zweiphasenströmung im Hinblick auf das Bewegungsverhalten, die hydrodynamischen Wechselwirkungen und die Koaleszenz von Blasen erforderten letztlich die Weiterentwicklung des Messsystem. Durch dieses war die simultane Erfassung von Blasengröße, Blasengeschwindigkeit und Flüssigkeitgeschwindigkeit durch die Anwendung lediglich einer CCD-Kamera möglich, welche Hintergrund beleuchtete Bilder der mit Tracer-Partikeln versetzten Blasenströmung aufnahm. Mittels

dieses Messsystems wurde die Strömung in einer Doppelschlaufenapparatur vermessen und erstmalig eine vollständige Betrachtung der Kollisions- und Koaleszenzraten in einer Blasenströmung ermöglicht. Die sehr umfangreichen Datensätze der Messungen konnten darüber hinaus zur Untersuchung der Blasengeometrie und des Bewegungsverhaltens genutzt werden und stehen in Zukunft für weitere Untersuchungen zur Verfügung.

Die während dieser Arbeit entwickelte Software konnte als Plattform für die Entwicklung weiterer Messtechniken eingesetzt werden, wodurch Untersuchungen in den Bereichen der Tropfenkollision, der Kraftstoffeinspritzung, der pneumatischen Förderung und der Tropfenverdampfung ermöglicht wurden.

## 9 Summary

During this work several measurement techniques have been developed and applied to provide detailed data for the modelling of disperse gas-liquid flows and the validation of numerical simulations. The size of the investigated bubbles were in the range between 0.25 to 5 mm, while in the particular experiments it was tried to create monomodal and narrow bubble size distributions. The different investigated bubble sizes required the application of different measurement techniques. The phase Doppler anemometry was applied for the examination of a laboratory bubble column aerated with small bubbles ( $D_B < 1$  mm). In order to measure the velocity of the liquid, the two-phase flow had to be seeded with fluorescing tracer particles. The selective detection of Doppler bursts with the emission wavelength of the fluorescing ink of the tracer particles allowed to reach a good phase discrimination.

As the application of the PDA for bubbly flows is restricted to bubble diameters smaller than 1 mm, a camera optical measurement system was developed to investigate the flow in the laboratory bubble column for different operating conditions (up to a gas hold-up of 19 %). The PLV-System based on an illumination by a laser light sheet and a seeding with fluorescing tracer particles. The bubbles inside the light sheet were not identified by their contours, as just their glare points appeared on the images. The phase discrimination was possible by the separation and the recording of the different wavelengths of the light scattered by objects in the light sheet. Therefore, two CCD-cameras were applied to record images of both phases. The cameras were supplied with optical interference filters corresponding to the wavelength of the applied laser and the emission wavelength of the fluorescing tracer particles. The measurement system provided information of the large scale flow pattern in the laboratory bubble column.

Further development of the measurement system made the simultaneous measurement of the bubble size, the bubble velocity and the liquid velocity possible. Therefore, a single CCD-camera was applied to record background illuminated images of the bubbly flow seeded with 50  $\mu\text{m}$  polyamide tracer particles. The new measurement system was used for the investigation of the flow in a double loop reactor. For the first time the measurements provided a complete description of the collision rates and the coalescence rate in a bubbly flow. Moreover, the very detailed data were used for the investigation of the geometry and the motion behaviour of bubbles.

## 10 Literatur

- Abe, M., Yoshida, N., Hishida, K., Maeda, M. (1998) Multilayer PIV Technique with High Power Pulse Laser Diodes, In Proceedings of the 9th International Symposium on Application of Laser Techniques in Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.
- Abrahamson, J. (1975) Collision rates of small particles in a vigorously turbulent fluid, Chem. Eng. Sci., 30, 1371-1379.
- Adrian, R.J. (1991) Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. Ann. Rev. Fluid Mech., 23, 261-304.
- Bischof, F., Durst, F., Sommerfeld, M., Shakouchi, T. (1994) Use of phase-Doppler anemometry for characterizing the mass transfer in a fine bubble swarm. Proc. of the German-Japanese Symp. on Multi-Phase Flow, Karlsruhe, Germany, pp. 53-66.
- Borchers, O. (2002) Zweiphasen-Particle-Tracking-Velocimetry (PTV) zur Analyse der Hydrodynamik von Blasensäulenreaktoren, Fortschr.-Ber. VDI, Reihe 3, Nr. 753, VDI Verlag, Düsseldorf.
- Bourloutski, E., Sommerfeld, M. (2002) Parameter studies on the effect of boundary conditions in three-dimensional calculations of a bubble column, ASME-FEDSM2002-31218.
- Bröder, D., Sommerfeld, M. (2000) A PIV/PTV system for analysing turbulent bubbly flows. Proceedings of the 10th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Paper 10.1.
- Bröder, D., Sommerfeld, M. (2001) Experimental studies of the hydrodynamics in a bubble column by an imaging PIV/PTV-system, Proceedings of 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Göttingen, Germany, September 17-19.
- Brücker, C. (1999) 3-D Measurements of bubble motion and wake structure in two-phase flows using 3-D Scanning PIV and Stereo-Imaging, Developments in Laser Techniques and Applications to Fluid Mechanics, Springer Verlag.
- Brücker, C. (2000) PIV in two-phase flows. Lecture Series 2000-01, Particle Image Velocimetry and Associated Techniques (Ed. M.L. Riethmuller) Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode-St. Genese, Belgium.
- Bunner, B. (2000) Numerical simulation of gas-liquid bubbly flows. Ph.D. Thesis, Mechanical Engineering, University of Michigan.
- Burke Hubbard, B. (1997) Wavelets: Die Mathematik der kleinen Wellen, Birkhäuser, Basel.
- Clift, R., Grace, J., & Weber, M. E. (1978) Bubbles, drops and particles. Academic Press, New York.
- Crowe, C.T., Sommerfeld, M. & Tsuji, Y. (1998) Multiphase Flows with Droplets and Particles, CRC Press, New York.
- Damaschke, N.; Nobach, H.; Schelinsky, B.; Tropea, C.; Woite, A. (2001) Phase Doppler Measurements of Oscillating, Non-spherical Droplets. Proc. 6th International Congress on Optical Particle Characterisation, Brighton, UK.
- Deckwer, W.-D. (1985): Reaktionstechnik in Blasensäulen, Otto Salle Verlag, Frankfurt am Main.

- Deen, N. (2001) An Experimental and Computational Study of Fluid Dynamics in Gas-Liquid Chemical Reactors, Ph.D. thesis, Aalborg University Esbjerg.
- Deen, N.G., Hjertager, B.H. & Solberg, T. (2000) Comparison of PIV and LDA measurement methods applied to the gas-liquid flow in a bubble column. Proceedings of the 10th International Symposium Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon.
- Delnoij, E., Westerweel, J., Deen, N.G., Kuipers, J.A.M. and van Swaaij, W.P.M. (1999) Ensemble correlation PIV applied to bubble plumes rising in a bubble column. Chem. Eng. Sci., 54, 5159-5171.
- Diaz, I., Riethmuller, M.L. (1998) PIV in two-phase flows: simultaneous bubble sizing and liquid velocity measurements, Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Symposium Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon.
- Duineveld, P. C. (1994) Bouncing and coalescence of two bubbles in water, Ph.D. Thesis, University of Twente-Netherlands: ISBN 90-9007541-0.
- Dziallas, H., Michele, V., Hempel, D.C. (2000) Measurement of Local Phase Holdups in a Two- and Three-Phase Bubble Column, Chem. Eng. Tech., 23, (10), 877-884.
- Fei, R., Gui, L., Merzkirch, W. (1998) Vergleichende Untersuchung von korrelativen PIV-Auswerteverfahren, in Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik ... 6. Fachtagung, Shaker Verlag, Aachen.
- Fincham, A., Delerce, G. (2000) Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms, Experiments in fluids, Suppl., 13-22.
- Franz, K., Börner, Th., Kantorek, H.J. & Buchholz, R. (1984) Flow structure in bubble columns., Ger. Chem. Eng., 7, 365-374.
- Friedlander, S.K. (1977) Smoke, Dust and Haze, Wiley, New York.
- Freek, C., Sousa, J.M.M., Hentschel, W., & Merzkirch, W. (1999) On the accuracy of a MJPEG-based digital image compression PIV-system, Experiments in Fluids, 27, 310-320.
- Göz, M. F., Bunner, B., Sommerfeld, M., Tryggvason, G. (2002) Microstructure of a bidisperse swarm of spherical bubbles. Joint US ASME/European Fluids Engineering Summer Conference, Paper No. FEDSM 2002-31395, Montreal.
- Gui, L.; Lindken, R., & Merzkirch, W. (1997) Phase-separated PIV measurements of the flow around systems of bubbles rising in water. Proceedings of the ASME Fluids Engineering Summer Meeting, ASME-FEDSM97-3103.
- Hardalupas, Y., Moreira, A.L.N., Taylor, A.M.K.P., Whitelaw, J.H. (1995) Evaluation of the phase Doppler technique for the measurement of bubbles. Proc. of the 2nd Int. Conf. on Multiphase Flow, Kyoto, Japan.
- Hassan, Y.A., Blanchat, C.H., Seeley, C.H. & Canaan R.E. (1992) Simultaneous velocity measurements of both components of a two-phase flow using particle image velocimetry. Int. J. Multiphase Flow, 18, 371-395.
- Hassan, Y.A., Philip, O.G., Schmidl, W.D. (1993) Bubble collapse velocity measurements using a particle image velocimetry technique with fluorescent tracers. ASME Fluids Engineering Summer Meeting, Experimental and Numerical Flow Visualisation, FED-Vol. 172.
- Hassan, Y.A., Schmidl, W., Ortiz-Villafuerte, J. (1998) Investigation of the three-dimensional two-phase flow structure in a bubbly pipe flow, Meas. Sci. Technol., 9, 309-326.
- Hart, D.P. (2000) PIV error correction, Exp. in fluids, 29, 13-22.

- Heckmann, W. (1995) Auswertelgorithmen in der Particle Image Velocimetry, Dissertation, Uni GH Essen, FB 12
- Hering, E., Martin, R., Stohrer, M. (1989) Physik für Ingenieure, VDI-Verlag, Düsseldorf.
- Hu, H., Saga, T., Kobayashi, T., Taniguchi, N. Yasuki, M. (2001) Dual-plane stereo-scopical particle image velocimetry: system set-up and its application on a lobed jet mixing flow, *Exp. in Fluids*, 31, 277-293.
- INTEL (2001) IA-32 Intel Architecture Software Developer's Manual, Volume 2: Instruction Set Reference, Intel Corporation.
- Ishii, M., Zuber, N. (1979) Drag coefficient and relative velocity in bubble, droplet or particulate flows, *AIChE Journal*, 25, 843-855.
- Kiger, K.T. (1998) Scanning PIV technique to resolve dispersed two-phase flow, Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon.
- Kumar, R.; Kuloor, N.R. (1967) Blasenbildung in Flüssigkeiten niedriger Viskosität unter konstanten Strömungsbedingungen, *Chemie Technik*, 19, (2), 78-82.
- Jain, R., Kasturi R., Schunck, B.G. (1995) Machine Vision, McGraw-Hill Books, Singapore.
- Jähne, B. (1997) Digitale Bildverarbeitung, Springer Verlag, Berlin Heidelberg.
- Labonté, G. (1999) A new neural network for particle-tracking velocimetry, *Exp. in Fluids*, 26, 340-346.
- Laín, S., Bröder, D., Sommerfeld, M. (1999) Experimental and numerical studies of the hydrodynamics in a bubble column, *Chem. Eng. Sci.*, 54, 4913-4920.
- Lance, M., Bataille, J. (1991) Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow. *J. Fluid Mech.*, 222, 95-118.
- Lehr, F., Millies, M., Mewes, D. (2001) Gekoppeltes Berechnen von Blasengrößenverteilungen und Strömungsfeldern in Blasensäulen, *Chem. Ing. Tech.*, 73, (10), 1245-1259.
- Lindken, R., Gui, L. and Merzkirch, W. (1999) Velocity measurements in multiphase flow by means of particle image velocimetry, *Chem. Eng. Technol.*, 22, 202-206.
- Lindken, R. and Merzkirch, W. (1999) Phase separated PIV and shadow-image measurements in bubbly two-phase flows, *Proceedings of the 8th International Conference Laser Anemometry Advances and Applications*, Rome, Italy, September 6-8.
- Lunde, K., Perkins, R.J. (1998) Shape Oscillations Of Rising Bubbles, *Applied Scientific Research*, 58, 387-408.
- Luther, S., Rensen, J., Lohse, D. (2002) Time series analysis of turbulent bubbly flow, In *Proceedings of the 5<sup>th</sup> Workshop on Measurement Techniques for Steady and Transient Mutiphase Flows*, Ed. H.-M. Prasser, Rossendorf, Germany.
- Marr, D., Hildreth, E. (1980) Theory of edge detection, in: *Proceedings of the Royal Society of London*, B 207, 187-217.
- Mersmann, A. (1962): Druckverlust und Schaumhöhen von Gasdurchströmten Flüssigkeitsschichten, VDI-Forschungsheft 492/62, VDI-Verlag, Düsseldorf.
- Misawa, M., Tiseanu, I., Prasser, H.-M., Ichikawa, N., Akai, M., (2003) Ultra-fast x-ray tomography for multi-phase flow interface dynamic studies, *Kerntechnik*, 68, (3), 85-90.
- Mudde, R.F., Groen, J.S., Van Den Akker, H.E.A. (1997) Liquid velocity field in a bubble column: LDA experiments. *Chem. Eng. Sci.*, 52, 4217-4224.

- Murai, Y., Matsumoto, Y., Yamamoto, F. (2001) Three-dimensional measurement of void fraction in a bubble plume using statistic stereoscopic image processing, *Exp. in Fluids*, 30, 11-21.
- Nobach, H., Müller, E., Tropea, C. (1998) Efficient estimation of power spectral density from laser-Doppler anemometer data, *Exp. in Fluids*, 24, (5/6), 499-509.
- Oolman, T. O., Blanch, H. W. (1986) Bubble Coalescence in Stagnant Liquids, *Chem. Eng. Comm.*, 43, 237-261.
- Prasad, A.K. (2000) Stereoscopic Particle Image Velocimetry, *Experiments in Fluids*, 29, 103-166.
- Prasser, H.-M., Krepper, E., Lucas, D., Zschau, J., Peters, D. Pietzsch, G., Taubert, W., Trepte, M. (2000) Fast Wire-Mesh Sensors for Gas-Liquid Flows and Decomposition of Gas Fraction Profiles According to Bubble Size Classes, *Proceedings of the 4<sup>th</sup> Workshop on Measurement Techniques for Steady and Transient Multiphase Flows*, Rossendorf, Germany.
- Prince, M. J., Blanch, H. W. (1990) Bubble Coalescence and Break-Up in Air-Sparged Bubble Columns, *AIChE Journal*, 36, 1485-1499.
- Qiu, H.-H., Hsu, C.T. (1998) A new approach to eliminate the measurement volume effect in PDA measurements, *9<sup>th</sup> Int. Symp. on Applications of Laser Tech. to Fluid Mech.*, Lisbon, Portugal.
- Qiu, H.-H., Hsu, C. T. (2002) The impact of High Order Refraction on Optical Micro bubble Sizing in, *11<sup>th</sup> Int. Symp. Appl. of Laser Tech. to Fluid Mech.*, Lisbon, Portugal.
- Quénot, G.M., Pakleza, J., Kowalewski, T.A. (1998) Particle image velocimetry with optical flow, *Exp. in Fluids*, 25, 177-189.
- Räbiger, N. (1984) Blasenbildung an Düsen sowie Blasenbewegung in ruhenden und strömenden newtonschen und nicht-newtonschen Flüssigkeiten, *VDI-Forschungsheft 625/84*, VDI-Verlag, Düsseldorf.
- Raffel, M., Willert, C. & Kompenhans, J. (1998) *Particle Image Velocimetry- A Practical Guide*. Springer Verlag, Berlin.
- Rensen, J., Guet, S., Luther, S. (2002) Aspect ratio estimate using four-point fiber-optical probe, In *Proceedings of the 5<sup>th</sup> Workshop on Measurement Techniques for Steady and Transient Multiphase Flows*, Ed. H.-M. Prasser, Rossendorf, Germany.
- Richardson, J. F., Zaki, W. N. (1954) Sedimentation and Fluidization. *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 32, 35-53.
- Ronneberger, O., Kompenhans, J., Raffel, M. (1998) Advanced evaluation algorithms for standard and dual plane particle image velocimetry, *Proc: of the 9th Int. Symp. on App. of Laser Tech. to Fluid Mech.*, Lisbon, Portugal.
- Samstag, M. (1996) Experimentelle Untersuchung von Transportphänomenen in vertikalen turbulenten Luft-Wasser-Blasenströmungen, *Wissenschaftliche Berichte, FZKA 5662*, Forschungszentrum Karlsruhe.
- Scarano, F., Riethmuller, M.L. (1999) Iterative multigrid approach in PIV Image processing with discrete window offset, *Exp. in Fluids*, 26, 513-523.
- Schlüter, M., Bork, O., Scheid, S., Hövelmann, S., Räbiger, N. (2001) *New Aspects of Hydrodynamics and Mass Transfer in Multiphase Flows*, *Proceedings of the ICMF-2001*, Tulane University.



- Schram, C., Rambaud, P., Riethmuller, M.L. (2002) Investigation of coherent structures in the backward-facing step flow using particle image velocimetry and continuous wavelet analysis, 11<sup>th</sup> Int. Symp. Appl. of Laser Tech. to Fluid Mech., 31.3, Lisbon, Portugal.
- Sedgewick, R. (1991) Algorithmen, Addison-Wesley, Bonn, München.
- Sommerfeld, M., Bröder, D. (1999) Untersuchung der Hydrodynamik einer Blasensäule mittels der Phasen-Doppler-Anemometrie. In: Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik (Eds. Pfeifer et al.), Paper 35.1-6, Shaker Verlag, Aachen.
- Starke, J. (1998): Blasenbewegung von Blasenketten in viskoselastischen Flüssigkeiten, VDI Verlag GmbH.
- Stitou, A., Riethmuller, M. L. (2001) Extension of PIV to super resolution using PTV, Mea. Sci. and Tech., 12, (9), 1398-1403.
- Tassin, A.L. & Nikitopoulos, D.E. (1995) Non-intrusive measurements of bubble size and velocity. Exp. in Fluids, 19, 121-132.
- Tokuhiro, A., Maekawa, M., Fujikawa, A., Hishida, K. and Maeda, M. (1997) Measurements in the wake of two bubbles in close proximity by combined shadow-image and PIV technique. ASME Fluid Engineering Summer Meeting, Paper FEDSM97-3067.
- Westerweel, J., van Oord, J. (1999) Stereoscopic PIV measurements in a turbulent boundary layer. In: Stanislaus M.; Kompenhans J.; Westerweel J. (eds.) Particle Image Velocimetry: progress toward industrial application, Kluwer, Dordrecht.
- Willert, C.E. (1997) Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows. Meas. Sci. Technol., 8, 1465-1479.
- Willert, C.E., Gharib, M. (1991) Digital particle image velocimetry, Exp. in Fluids, 10, 181-193.
- Zahradník, J., Fialova, M., Kaštánek, F., Green, K.D., Thomas, N.H. (1995) Effect of Electrolytes on Bubble Coalescence and Gas Holdup, Trans IchemE, 73, Part A.
- Zahradník, J., Fialova, M., Ruzicka, M., Drahos, J., Kastanek, F., Thomas, N.H. (1997) Duality of the gas-liquid flow regimes in bubble column reactors, Chem. Eng. Sci., 21/22, 3811-3826.

## 11 Liste der verwendeten Formelzeichen und Abkürzungen

Symbol	<u>Bedeutung</u>	Einheit
$\underline{a}$	Beschleunigung	$\text{m s}^{-2}$
$\underline{a}$	Objektabstand	m
$\underline{a, b}$	Halbachsen einer Blase	mm
$\underline{A, B, C}$	Achsendurchmesser, Sehnenlängen	mm
$A_i$	Dreiecksfläche	Pixel <sup>2</sup>
$A_L$	Lichte Querschnittsfläche der Apparatur	$\text{m}^2$
$Amp$	Amplitudenwert der Helligkeitsverteilung eines Partikels	-
$a_h, a_v$	Hintere und vordere Begrenzung des Objektabstandes	m
$Da$	Schärfetiefen	m
$A_i$	Kreisringfläche, Dreiecksfläche	$\text{mm}^2$
$A_{Pro}$	Projektionsfläche	$\text{mm}^2$
$A_S$	Anströmquerschnitt	$\text{m}^2$
$A_{Tracer}$	Fläche der Abbildung eines Partikels	Pixel <sup>2</sup>
$b$	Breite des Kreisrings	mm
$Bo$	Bondzahl	-
$c_B$	Lokale Blasenkonzentration	$\text{m}^{-3}$
$c_D$	Widerstandsbeiwert	-
$C_1$ bis $C_5$	Koeffizienten der Anpassungsfunktion	-
$d$	Durchmesser	mm
$d_A$	Projektionflächenäquivalenter Durchmesser	mm
$d_B$	Blasendurchmesser	mm
$d_i$	Blasendurchmesser an der Position i	mm
$d_T$	Abstand zwischen Lochblende und Bildebene	m
$d_N$	Durchmesser der Düsenöffnung	m
$d_{y0}$	Blasendurchmesser an der Position $y = 0$ mm	mm
$D$	Korrelationsmatrix	-
$D_A$	Projektionflächenäquivalenter mittlerer Durchmesser	mm
$D_B$	Mittlerer Blasendurchmesser einer Verteilung	mm
$D_{EP}$	Blendendurchmesser	m
$D_P$	Partikeldurchmesser	mm
$D_{Tracer}$	Gauß'scher Durchmesser der Abbildung eines Partikels	Pixel
$D_V$	Volumenäquivalenter Durchmesser	mm
$Eo$	Eötvöszahl	-
$E_{mb}$	Mittlere Fehlerabweichung einer PIV-Auswertung	Pixel
$E_{rms}$	Standardabweichung vom geschätzten Mittelwert	Pixel
$E_{true}$	Standardabweichung vom wahren Mittelwert	Pixel
$f, f'$	Objektivbrennweite, objektseitige Brennweite	mm
$F$	Anteil der Pixel des gesamten Bildinhaltes	-
$Fr$	Froudezahl	-
$F_A$	Auftriebskraft	N
$F_G$	Gewichtskraft	N
$F_W$	Widerstandskraft	N
$g$	Erdbeschleunigung	$\text{m s}^{-2}$
$g_1, g_2$	Bildmatrizen	-

$G$	Gradient einer zweidimensionalen Funktion	-
$G_x, G_y$	Komponenten des Gradienten	-
$h, h_1, h_2$	Höhe	mm
$h_{ws}$	Höhe der Wassersäule	m
$H_B, H_L$	Höhe der Wassersäule im begasten und unbegasten Zustand	mm
$i, j, n, m$	Laufvariablen	-
$J_{xx}, J_{yy}, J_{xy}$	Flächenträgheitsmomente	Pixel <sup>3</sup>
$k$	Blendenzahl	-
$k$	Turbulente kinetische Energie	m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup>
$K_F$	Fluidkennzahl	-
$k_M$	Faktor zur Berücksichtigung des Widerstandsbeiwert	-
$L$	Mittlerer Blasenabstand	mm
$L(x,y)$	Ausgabefunktion des LoG-Filters	-
$M$	Koeffizientenmatrix der Koordinatentransformation	-
$M_{IRA}, N_{IRA}$	Abmessungen eines Auswertefensters	Pixel
$M_N$	Anzahl der Pixel der Nachbarschaft	-
$Mo$	Mortonzahl	-
$M_0, M_1$	Momente einer Verteilung (0. und 1. Ordnung)	-
$N_N$	Nachbarschaft eines Pixels	-
$N_S$	Anzahl der Messwerte	-
$n$	Exponent	-
$n_i, n_j$	Blasenkonzentrationen der Blasengrößeklassen $i, j$	m <sup>-3</sup>
$n_j$	Anzahl der Vektoren	-
$n_{Partikel}$	Anzahl der Partikel pro IRA	IRA <sup>-1</sup>
$N_{Partikel}$	Anzahl der Partikel im gesamten Bild	-
$p$	Druck	N m <sup>-2</sup>
$P$	Koeffizientenmatrix der perspektivischen Projektion	-
$P_{max}$	Maximaler Helligkeitswert eines Partikels	-
$q_1(D_B)$	Anzahlgewichtete Verteilungsdichte der Blasendurchmesser	mm <sup>-1</sup>
$Q_3(V_B)$	Volumengewichtete Summenverteilung der Blasen volumina	-
$r$	Radiale Koordinate	mm
$r_a, r_b$	Projektionflächenäquivalenter Blasenradius	mm
$R$	Rotationsvektor der Koordinatentransformation	-
$Re$	Reynoldszahl	-
$R_K$	Innenradius der Laborblasensäule	mm
$r_i$	Radiale Position in der Blasensäule	mm
$R_k$	Krümmungsradius	mm
$S, S_x, S_y$	Gradient der Helligkeitswerte der Blasenkontur	-
$S_{i,j}$	Kollisionsquerschnitt	m <sup>2</sup>
$t$	Koaleszenzzeit	s
$t_i$	Verweilzeit	s
$t_r$	Verweilzeit der Blasen zwischen den Messstellen	s
$T$	Translationsvektor der Koordinatentransformation	-
$T_G$	Schwellwert für Filteroperationen	-
$T_M$	Messzeit	s
$U_B$	Mittlere vertikale Geschwindigkeit der Blasen	m s <sup>-1</sup>
$U_{BP}$	Mittlere Blasengeschwindigkeit eines Profils	m s <sup>-1</sup>
$u_B', v_B'$	Vertikale und horizontale Schwankungsgeschwindigkeit der Blasen	m s <sup>-1</sup>
$u_i$	Geschwindigkeit an der Position $i$	m s <sup>-1</sup>
$U_L$	Mittlere vertikale Geschwindigkeit der Flüssigkeit	m s <sup>-1</sup>
$u_L', v_L'$	Vertikale, horizontale Schwankungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit	m s <sup>-1</sup>

$u_r$	Blasenaufstiegsgeschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$u_{rel}$	Relativgeschwindigkeit eines Partikel	$\text{m s}^{-1}$
$u_s$	Unschärfekreis	$\text{m}$
$u_t$	Turbulente Schwankungsgeschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$U_T$	Sink- oder Aufstiegsgeschwindigkeit eines Einzelpartikels	$\text{m s}^{-1}$
$U_{1-2}, U_{1-3}$	Phasenverschiebung der Burstsignale zwischen den Detektoren	$^\circ$
$U_S$	Partikelsinkgeschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$U_{SG}$	Gasleerrohrgeschwindigkeit	$\text{cm s}^{-1}$
$U_{Slip}$	Lokale Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen	$\text{m s}^{-1}$
$\bar{U}$	Über den Querschnitt der Kolonne gemittelte Geschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$V_B$	Blasenvolumen	$\text{mm}^3$
$\dot{V}_G$	Gasvolumenstrom	$\text{m}^3\text{s}^{-1}, \text{l h}^{-1}$
$V_G, V_L$	Volumen Gas, Volumen Flüssigkeit	$\text{m}^3$
$V_{gc}$	Volumen koaleszierter Blasen	$\text{mm}^3$
$V_{gT}$	Volumen aller Blasen	$\text{mm}^3$
$\bar{V}_b$	Mittleres Blasenvolumen	$\text{mm}^3$
$\bar{V}_{bc}$	Mittleres Blasenvolumen koaleszierter Blasen	$\text{mm}^3$
$V_{Sphäroid}$	Volumen eines Sphäroids	$\text{mm}^3$
$w_B$	Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen und Flüssigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$We$	Weberzahl	-
$x, y$	Positionen	Pixel
$x_A, y_A$	Position des Arbeitspunktes	Pixel
$x_0, y_0$	Lage des Extremums in der Korrelationsfunktion	Pixel
$x_K, y_K$	Punkt auf der Blasenkontour	Pixel
$x_M, y_M$	Position des Blasenschwerpunktes	Pixel
$x_s, y_s$	Schwerpunkte der Dreieckselemente	Pixel
$\mathbf{X}, \mathbf{X}'$	Vektoren	$\text{m}$
$z$	Abreiblänge	$\text{m}$
$z, z_a, z_b, z_k, z_l$	Helligkeitswerte der Pixel	-
$a$	Orientierungswinkel, Kippwinkel	$^\circ$
$\beta$	Orientierungswinkel der Blase	$^\circ$
$g$	Orientierungswinkel des Bewegungsvektors	$^\circ$
$D$	Differenz	-
$e_G$	Lokaler Gasgehalt	-
$e_{G,int}$	Integraler Gasgehalt	-
$r_G$	Spezifische Dichte des Gases	$\text{kg m}^{-3}$
$r_L$	Spezifische Dichte der Flüssigkeit	$\text{kg m}^{-3}$
$r_p$	Spezifische Partikeldichte	$\text{kg m}^{-3}$
$t_P$	Partikelrelaxationszeit	$\text{s}$
$h$	Dynamische Viskosität der Flüssigkeit	$\text{Pa s}$
$n_L$	Kinematische Viskosität der Flüssigkeit	$\text{J s kg}^{-1}$
$s$	Oberflächenspannung	$\text{N m}^{-1}$
$s_{Gauß}$	Standardabweichung der Gaussfunktion	-
$s_{LoG}$	Standardabweichung der LoG-Funktion	-
$s_{Tracer}$	Größenangabe einer Tracerabbildung als Standardabweichung	Pixel
$\mu_x, \mu_y$	Position des Schwerpunktes eines Partikels	Pixel
$p$	Kreiszahl	-
$G_T$	Koaleszenzrate	$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$
$q^T$	Turbulente Kollisionsrate	$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$

$q^B$	Auftriebs-Kollisionsrate	$m^{-3}s^{-1}$
$q^{LS}$	Laminare Scher-Kollisionsrate	$m^{-3}s^{-1}$
$j$	Randwinkel	°
$j_B$	Brewsterwinkel für Blasen in Wasser	°
$j_c$	Kritischer Winkel für Blasen in Wasser	°
$l$	Kollisionseffizienz	-
$t$	Kontaktzeit	s
$c$	Achsenverhältnis	-
<i>CCD</i>	Charge Coupled Device	
<i>FE</i>	Filmebene	
<i>IRA</i>	Auswertefenster (eng. Interrogation area)	
<i>LDA</i>	Laser-Doppler-Anemometer	
<i>LIF</i>	Laser Induced Fluorescence	
<i>MAD</i>	Minimum Absolut Differenz Methode	
<i>MQD</i>	Minimum Quadrat Differenz Methode	
<i>MV</i>	Messvolumen der PDA	
<i>OE</i>	Objektebene	
<i>PIV</i>	Particle Image Velocimetry	
<i>PLV</i>	Pulse Light Velocimetry (PIV & PTV)	
<i>PTV</i>	Particle Tracking Velocimetry	
<i>PDA</i>	Phasen-Doppler-Anemometer	

## 12 Lebenslauf



### Persönliche Daten

---

Name: Dirk Bröder  
Geburt: am 05.11.1970 in Oberwesel/Rheinland-Pfalz  
Anschrift: Seestr. 10, 06242 Großkayna  
Tel. dienstl.: 03461/462836,  
Tel. privat: 034633/90445  
e-mail: dirk.broeder@iw.uni-halle.de

### Ausbildungsweg

---

Schulbesuch:	1977-1981	Grundschule Oberwesel
	1981-1990	Staatliches Stefan-George-Gymnasium Bingen/Rhein, Abschluss Abitur
Wehrdienst:	1990-1991	Fernmelder
Studium:	1991-1997	Universität Kaiserslautern Studiengang: Maschinenbau und Verfahrenstechnik Vertiefungsrichtung: Allgemeine Verfahrenstechnik
Diplomarbeit:	1997	Thema: Untersuchungen zum Verweilzeitspektrum von Tropfen unterschiedlicher Größe in einer RDC- Extraktionskolonne
Berufstätigkeit:	1997 - 2003	Mitarbeiter am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrens- technik der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Entwicklung und Anwendung optischer Messtechniken zur Untersuchung mehrphasiger Strömungen.