

**UNTERSUCHUNG UND MODELLIERUNG VON
TURBULENZERSCHEINUNGEN IN BLASENSÄULEN**

DFG-Schwerpunktprogramm

“Analyse, Modellbildung und Berechnung von mehrphasigen Strömungen”

Dipl.-Ing. D. Bröder

Dr. E. Bourloutski

Dr. rer. nat. M. Göz

Dr. (PhD) S. Lain

Prof. Dr.-Ing. M. Sommerfeld

Institut für Verfahrenstechnik
Fachbereich Ingenieurwissenschaften
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
D-06099 Halle/Saale

Anschlußbericht zu den Forschungsvorhaben

SO 204/13-1 bis 4

August, 2002

Zusammenfassung

Gegenstand des bearbeiteten Forschungsvorhabens war die Analyse und Modellierung von Turbulenzerscheinungen in Blasenströmungen am Beispiel der Blasensäule. In diesem in der chemischen Industrie weit verbreiteten Apparat wird die Fluidströmung und die Turbulenz allein durch den Blasenanstieg selbst induziert. Für die Weiterentwicklung des Euler/Lagrange Verfahrens, welches auf den zeitgemittelten Navier-Stokes Gleichungen in Verbindung mit dem k - ϵ -Turbulenzmodell basiert, war es daher erforderlich, entsprechende Quellterme in die Erhaltungsgleichungen der fluiden Phase einzuführen, um die Beeinflussung der Fluidphase durch die Blasen erfassen zu können. Besonders die durch den Blasenanstieg induzierte Turbulenz ist bisher unzureichend verstanden, und daher liegen wenig Erkenntnisse über die Modellierung dieses Effektes in den Erhaltungsgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ϵ vor.

Im Rahmen des Vorhabens wurde das Euler/Lagrange-Verfahren auf eine zeitabhängige Berechnung von Blasenströmungen erweitert. Dabei wurde die Blasenbewegung detailliert modelliert und alle relevanten Kräfte, wie z. B. die Widerstandskraft, die virtuelle Masse, die Druckkraft und Querkraften berücksichtigt. Die turbulente Dispersion der Blasen wurde durch ein stochastisches Modell beschrieben, wodurch die momentane Fluidgeschwindigkeit entlang der Blasenbahn generiert wurde.

Die Kopplung zwischen den Phasen wurde durch Quellterme in den Impulsgleichungen und den Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ϵ berücksichtigt. Für die blaseninduzierte Turbulenz (Nachlaufturbulenz) wurde ein konsistentes Modell entwickelt, welches die experimentell erhaltenen Turbulenzgrade der Fluidphase für kleine Blasen sehr gut reproduziert. Für den Fall größerer Blasen konnte durch dreidimensionale Berechnungen der Hydrodynamik in einer Blasensäule gezeigt werden, dass zur korrekten Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Blasen und Turbulenz ein weiterer Dissipationsterm betrachtet werden muss.

Zur Validierung der Berechnungen wurden detaillierte experimentelle Untersuchungen in einer Labor-Blasensäule mit einem Durchmesser von 140 mm und einer Höhe von 650 bzw. 1200 mm durchgeführt. Die Experimente wurden unter Betriebsbedingungen durchgeführt, die den Einsatz optischer Meßtechniken erlaubt. Die mittleren Blasengrößen lagen im Bereich von ca. 0.5 bis 4 mm und die Gasgehalte zwischen 0.5 und 5 %. Für die Messung sowohl der Fluid- und Blasen Geschwindigkeiten als auch der Blasengrößen wurde die Phasen-Doppler Anemometrie sowie bei späteren Untersuchungen die Particle-Image Velocimetry (PIV) eingesetzt. Beide Messverfahren wurden im Hinblick auf den Einsatz in Blasenströmungen

getestet, angepaßt und erweitert. Die Phasen-Doppler Anemometrie kann nur bis zu Blasengrößen von etwa 1.5 mm eingesetzt werden. Das entwickelte PIV-Verfahren basierte auf dem Einsatz fluoreszierender Tracer-Partikel und zwei CCD-Kameras mit entsprechenden optischen band-pass Filtern. Da zunächst die Strömungsstruktur und Turbulenz in der Blasensäule interessierte, war das Verfahren für großräumige Messungen der Geschwindigkeiten von Fluid und Blasen ausgelegt. Auf diese Weise konnten mittlere Geschwindigkeiten und Turbulenzintensitäten innerhalb der gesamten Blasensäule für verschiedene Blasengrößen und Gasvolumenströme bestimmt werden.

Weiterhin wurden zwei- und dreidimensionale Programme zur direkten numerischen Simulation von Blasenschwärmen, die bei Prof. Tryggvason (University of Michigan) entwickelt wurden, erfolgreich am Lehrstuhl etabliert. Diese Programme basieren auf der zeitabhängigen Lösung der zwei- bzw. dreidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen und einem Tracking-Algorithmus zur Berechnung der Bewegung der Blasenkonturen. Mit diesen Programmen wurden umfangreiche Simulationen der Bewegung von Blasenschwärmen für ein kubisches Berechnungsgebiet unter Verwendung von periodischen Randbedingungen durchgeführt. Insbesondere wurden verschiedene Systeme von bidispersen Blasenschwärmen betrachtet und deren Wechselwirkung analysiert. Die Ergebnisse zeigten zunächst eine deutliche Zunahme der turbulenten kinetischen Energie beim Anstieg des Gasgehalts von 2 bis 12 %. Für die bidispersen Systeme lagen die Werte in der Regel oberhalb der entsprechenden Resultate für monodisperse Blasen. Die Aufstiegs- (bzw. die Schlupf-)geschwindigkeit der Blasen zeigte für alle betrachteten Fälle eine deutliche Abnahme mit steigendem Gasgehalt.

Experimentelle Untersuchungen

Mit dem Ziel der Modellierung von Schwarmeffekten und blaseninduzierter Turbulenz in Blasenströmungen wurden detaillierte Experimente in einer zylindrischen Blasensäule durchgeführt. Die verwendete Blasensäule besaß einen Innendurchmesser von 140 mm und eine Höhe von 800 bzw. 1600 mm, wobei die Höhe der Wassersäule während den Experimenten 650 bzw. 1400 mm betrug. Die Blasengrößen lagen im Bereich zwischen 0,25 und 3 mm. Der Gasgehalt lag zwischen 0,5 und 18,0 %. Für die simultane Messung von Blasengröße und Blasengeschwindigkeit wurde zunächst ein Zwei-Komponenten-Phasen-Doppler Anemometer (PDA) verwendet. Zur Untersuchung von Blasen größer 1,5 mm ist die Phasen-Doppler Anemometrie nicht geeignet, da mit ihr lediglich sphärische Partikel erfasst

werden können. Hier kamen kameraoptische Messverfahren wie die Zwei-Phasen Particle Image Velocimetry (PIV) zum Einsatz.

Phasen-Doppler Anemometrie

Durch die Anwendung der Phasen-Doppler Anemometrie konnten Profile der Blasen- geschwindigkeiten, Blasengrößenverteilungen und Korrelationen zwischen Blasen- geschwindigkeit und Blasengröße innerhalb der Laborblasensäule bestimmt werden. Die Verwendung von fluoreszierenden Tracerpartikeln erlaubte eine gute Phasendiskriminierung wodurch es möglich wurde, auch die Strömung der kontinuierlichen Phase in der Apparatur zu erfassen. Die Ergebnisse dieser Messungen dienten zur Validierung numerischer Rechnungen (siehe Lain et al. (1999)).

Für die Untersuchungen der Blasenströmungen mittels der Phasen-Doppler Anemometrie wurden durch Einzelblasenversuche die Grenzen dieser Messtechnik untersucht und quantifiziert. Ergebnisse dieser Untersuchungen sind bei Bröder & Sommerfeld (1999) dargestellt.

Particle Image Velocimetry

Da die PDA zur Untersuchung von Blasen größer 1,5 mm nicht geeignet ist und eine simultane Erfassung der Geschwindigkeiten beider Phasen bei Einsatz von fluoreszierenden Tracern nicht möglich war, wurde ein Zwei-Phasen PIV-System aufgebaut. Im Folgenden wird der Aufbau der Anlage und des Meßsystems, welches schematisch in Abb. 1 gezeigt ist, kurz beschrieben. Mittels eines Nd-YAG-Pulslasers und einer Lichtschnittoptik wurde in der Laborkolonnen eine Ebene ausgeleuchtet. Das Fluid wurde mit fluoreszierenden Tracern mit einem anzahlgemittelten Durchmesser von 50 µm geseedet. Zur Erfassung der beiden Phasen waren zwei CCD-Kameras auf den Lichtschnitt gerichtet. Kamera 1 war mit einem auf die Wellenlänge des Laser, Kamera 2 mit einem auf die Emissionswellenlänge der fluoreszierenden Tracer abgestimmten Interferenzfilter ausgestattet. Da eine senkrechte Anordnung von CCD-Kameras und Laserlichtschnitt sowohl für die Blasen, als auch für die Tracer aufgrund eines schlechten Kontrastverhältnisses Partikel/Hintergrund ungünstig ist, wurde für Kamera 1 (Blasen) ein Off-Axis-Winkel von 80° und für Kamera 2 (Tracer) ein Off-Axis-Winkel von 100° gewählt. Durch diese Anordnung ergibt sich wegen der geringen Streulichtintensität von Blasen für Off-Axis-Winkel größer 90° eine verbesserte Phasentrennung. Die Lichtschnittoptik und die Kameras waren auf einer CNC-gesteuerten Traverse montiert um in verschiedenen Höhen in der Kolonne Messungen durchführen zu können.

Detail über die entwickelte 2-Phasen-PIV, die verwendeten Auswertetechniken und Ergebnisse finden sich in Brüder & Sommerfeld (2000), (2001).

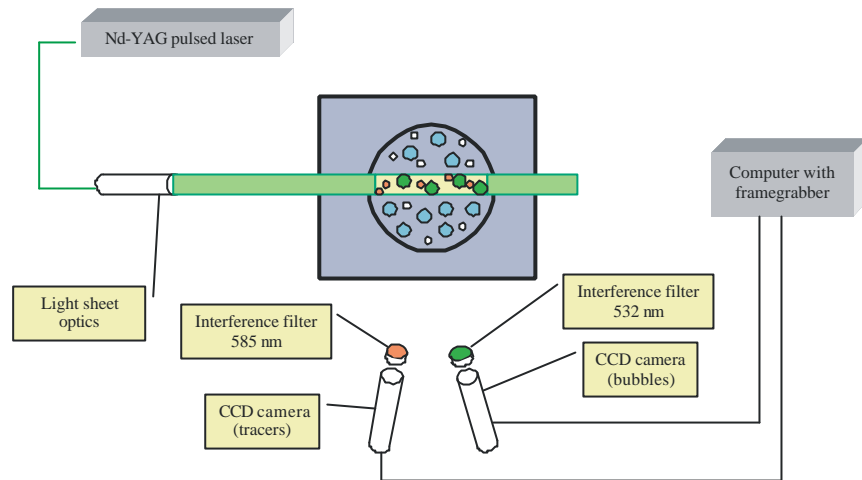


Abb. 1: Schema des Versuchsaufbaus mit Blasensäule und Zwei-Phasen Particle Image Velocimetry

Ergebnisse

Das Ergebnis der Auswertung eines einzelnen Doppelbildes liefert, ähnlich wie eine Strömungsvisualisierung, Informationen über die im Blasenschwarm auftretenden Strömungsstrukturen (Abb. 2). Durch die Mittelung einer großen Anzahl von Vektorfeldern war es möglich neben den mittleren Strömungsgeschwindigkeiten auch Schwankungsgeschwindigkeiten und Turbulenzparameter zu bestimmen. Im Folgenden werden nun einige Beispiele ermittelter Strömungsparameter in der Blasensäule dargestellt. Abbildung 3 zeigt die gemittelten Strömungsfelder der Blasen U_B , der Flüssigkeit U_{Liq} und die lokale Relativgeschwindigkeit U_{Rel} , welche aus den mittleren Strömungsgeschwindigkeiten beider Phasen errechnet wurde:

$$\overline{U}_{Rel} = \overline{U}_B - \overline{U}_{Liq} \quad (2)$$

Die turbulente kinetische Energie der kontinuierlichen Phase k wurden aus den zwei ermittelten Geschwindigkeitskomponenten wie folgt bestimmt:

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + 2\overline{v'^2} \right) \quad (3)$$

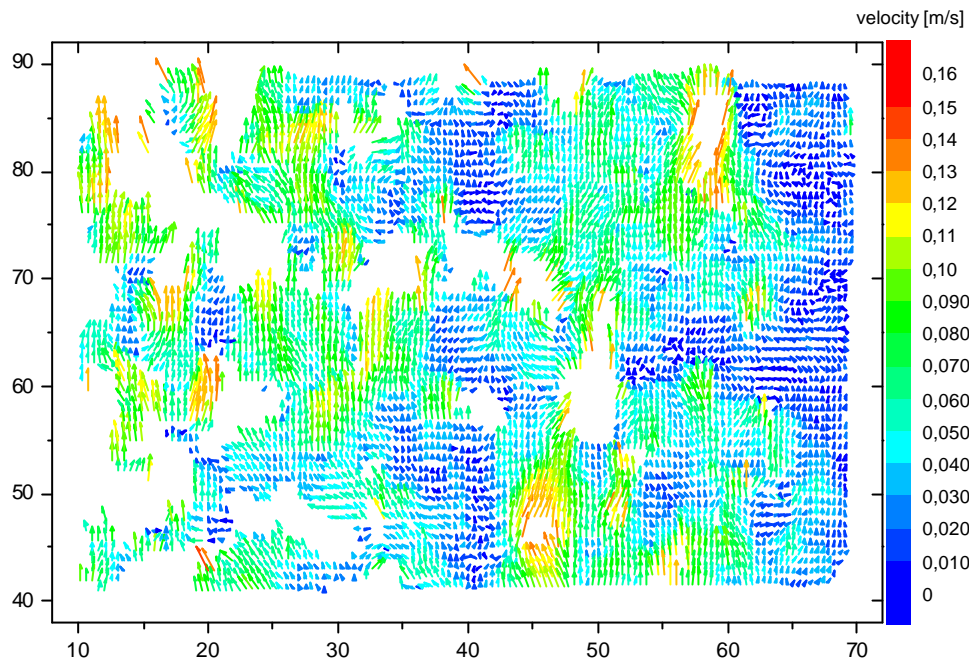


Abb. 2: Instantanes Strömungsfeld der kontinuierlichen Phase in der Blasensäule. Die linke Seite befindet sich in der Mitte der Kolonne, während die rechte Seite nahe der Kolonnenwand ist. Die fehlenden Vektoren wurden durch Blasen bzw. auf der linken Seite durch eine zu geringe Streulichtintensität der fluoreszierenden Tracerpartikel verursacht. Gasgehalt: 2.9 %, Mittlerer Blasendurchmesser: 1.55 mm (Die Farbkodierung entspricht dem Betrag der Vektoren)

Eine Besonderheit der Strömung in einer Blasensäule ohne überlagerte Flüssigkeitsströmung besteht in den niederfrequenten Schwankungen der lokalen Strömungsgeschwindigkeiten, verursacht durch unregelmäßige Taumelbewegungen der am Begaser entstehenden Blasenströmung, welche aber auch in höheren Regionen der Apparatur noch erfasst wurden (Abb. 3). Dieser Umstand bedingt lange Messzeiten (> 20 min/Position) um repräsentative Mittelwerte der Strömungsparameter angeben zu können (siehe Abb. 4).

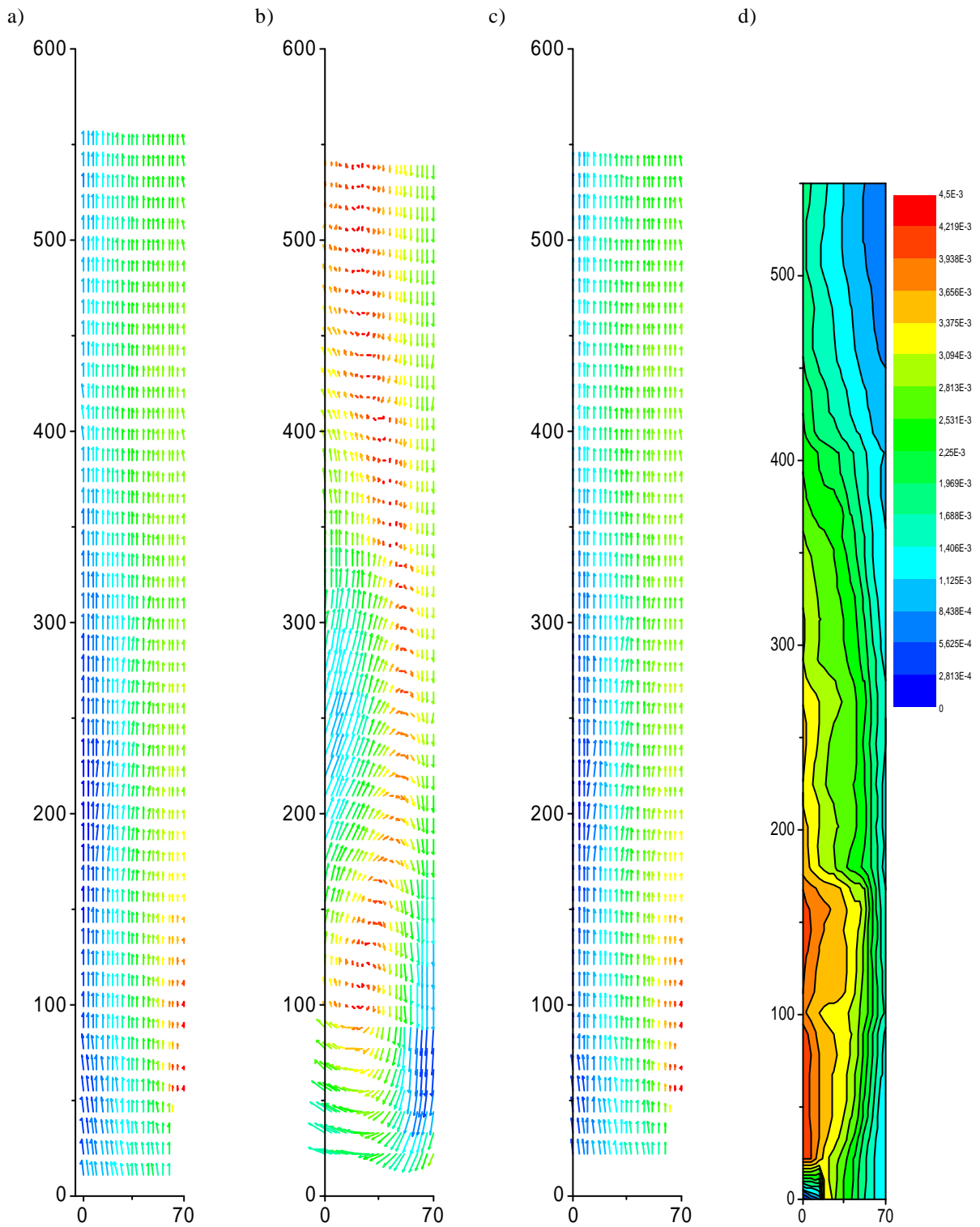


Abb. 3: Von links nach rechts: Vektorfelder der gemittelten Geschwindigkeiten von Blasen (a), Flüssigkeit (b) und lokaler Relativgeschwindigkeit (c); Konturdiagramm der turbulenten kinetischen Energie der Flüssigkeit (d). (Die einzelnen Vektordiagramme haben nicht die gleiche Skalierung) Die Gaslerrohrgeschwindigkeit betrug 0.3 cm/s , der integrale Gasgehalt 1.7% und der mittlere Blasendurchmesser 2 mm .

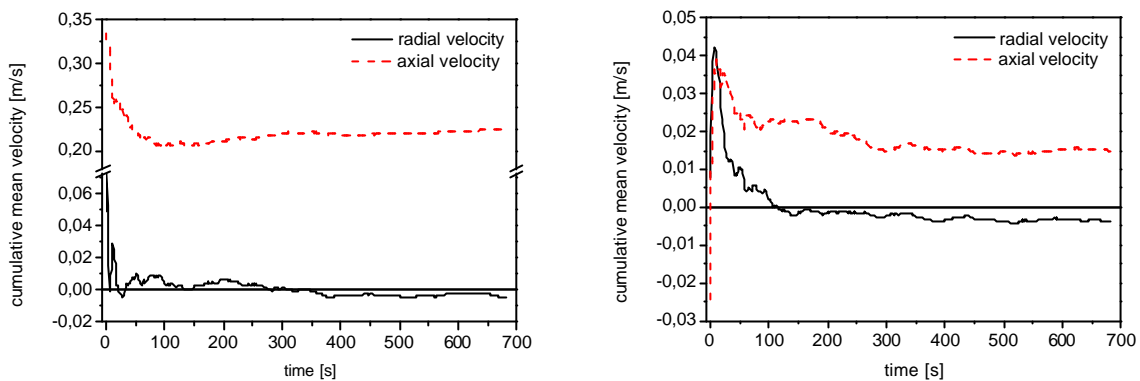


Abb. 4: Zeitreihen der kumulativen Mittelwerte der Geschwindigkeiten von Blasen (links) und Flüssigkeit (rechts). Position: 500 mm über dem Begaser (Wassersäule: 650 mm, $V_{\text{gas}} = 166 \text{ l/h}$, $U_{\text{gas}} = 0.3 \text{ cm/s}$, $\alpha_{\text{gas}} = 1.7 \%$, $D_B \approx 2.0 \text{ mm}$)

In Abb. 5 ist der Einfluss des Gasgehaltes (von ca. 1 bis 18 %) auf verschiedene Strömungsparameter in der Blasensäule mit einer Höhe von 1400 mm dargestellt. Weiterhin ergaben sich durch lokale Störungen der Begasung teilweise nicht symmetrische Strömungsfelder, was die Validierung der Berechnungen erschwerte. Zunächst ist festzustellen, dass die mittleren Blasengeschwindigkeit mit steigenden Gasgehalt deutlich abnimmt. Da die mittlere Wassergeschwindigkeit null ist, entsprechen diese Werte auch der mittleren Schlupfgeschwindigkeit. Dieser Sachverhalt entspricht auch den direkten numerischen Simulationen von Bunner (2000) der verschiedenen Korrelationen für diesen Schwarmeffekt anführt. Die Zunahme der Relativgeschwindigkeit über die Werte für Einzelblasen bei geringen Gasgehalten wie sie von Schlüter et al. (2001) gefunden wurde, konnte durch die vorgestellten Messungen Mittels PIV nicht bestätigt werden. Die Schwankungsgeschwindigkeiten der Blasen sind selbstverständlich höher als die der Flüssigphase, wobei jeweils die vertikale Komponente größer als die horizontale Komponente ist. Es resultiert also eine ausgeprägte anisotrope Turbulenz. Weiterhin ist festzustellen, dass die Schwankungsgeschwindigkeiten mit dem Gasgehalt ansteigen und einem Grenzwert entgegenstreben. Dies verdeutlicht die Behinderung der Blasenschwankung bei höheren Gasgehalten. Weitere Ergebnisse sind in der Arbeit von Brüder & Sommerfeld (2002) dargestellt.

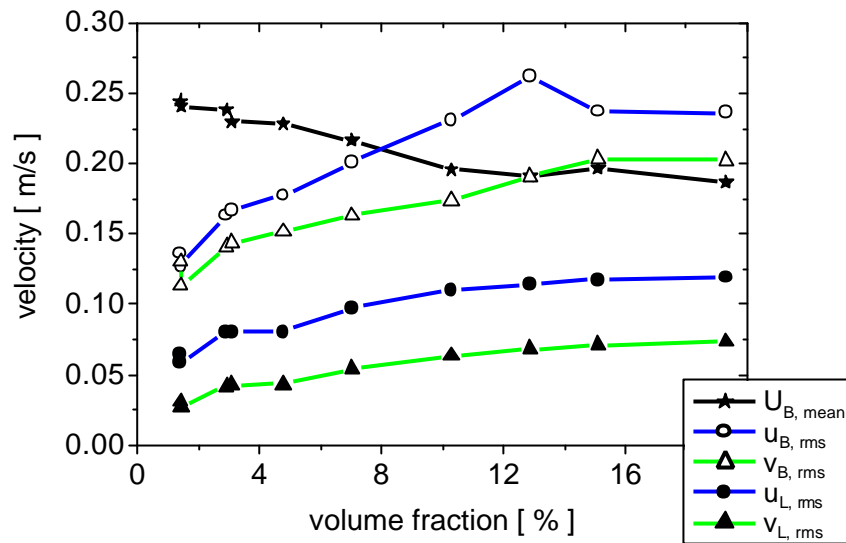


Abb. 5: Über den Querschnitt gemittelte Werte der flächengewichteten Geschwindigkeit der Blasen und der Schwangungsgeschwindigkeiten von Blasen und Flüssigkeit. Messposition 1100 mm über dem Begaser, Mittelwerte über 1000 Vektorfelder (Höhe der Wassersäule: 1400 mm).

Direkte numerische Simulation

Die üblichen Modellierungsansätze für disperse Zwei- und Mehrphasenströmungen - Euler/Euler und Euler/Lagrange - sind notwendigerweise mit Annahmen und Vereinfachungen behaftet. Die Mehrfluidbeschreibung hat mit Schließungsproblemen und der mit jeder unterschiedlichen Teilchenart steigenden Anzahl an Gleichungen zu kämpfen, das Euler/Lagrange-Verfahren muß die Wechselwirkungen zwischen Fluid und Teilchen sowie zwischen vielen Teilchen untereinander adäquat beschreiben. In beiden Fällen kommt es, wenn auch auf etwas unterschiedlichen Skalen, darauf an, mikro- bis mesoskopische Effekte wie die Einflüsse lokaler Teilchenkonzentrationen und -anordnungen, von Teilchengröße bzw. -größenverteilungen, sowie der Deformation fluider Teilchen im Mittel auf einer Mesoskala zu berücksichtigen. Ein weiteres Problem stellt die Turbulenzmodellierung dar, entweder mittels Reynoldsmittelung oder Quelltermmodifikation im Rahmen jeweils eines der beiden Ansätze.

Die direkte numerische Simulation (DNS) beinhaltet keine derartigen Modellannahmen, sondern löst das zugrundeliegende Strömungsproblem fast ohne Vereinfachungen. Sie erlaubt die Berücksichtigung aller wichtigen physikalischen Parameter, wie Trägheit, Viskosität, Oberflächenspannung, Blasengröße und -deformation, polydisperse Verteilungen. Darüber

hinaus ermöglicht sie die detaillierte Auflösung des berechneten Strömungsfeldes, auch in Bereichen, in denen Messungen nur schwer möglich sind. Die DNS ist somit geeignet, Einsicht in Blasenwechselwirkungen und Kollektivbewegungen zu gewinnen sowie die Abhängigkeit der Blasenauftstiegsgeschwindigkeit und der blaseninduzierten Fluidturbulenz vom Volumenanteil, von der Anzahl und der Größe, d.h. der Verformbarkeit der Blasen zu untersuchen. Gleichzeitig liefern die Berechnungen der Bewegung von Blasenschwärmen Informationen über die Mikrostruktur, d.h. über die Wechselwirkung und bevorzugte Anordnung von Blasenpaaren. Derartige Erkenntnisse sollten ebenso wie experimentelle Resultate in die Modellierung einfließen.

Nun muß man allerdings auch berücksichtigen, dass die DNS ihre Grenzen hat. Zum einen ist es aufgrund der benötigten Rechenleistung derzeit nicht möglich, etwa eine ganze Blasensäule auf diese Weise zu simulieren. Darum muß man sich auf die Berechnung eines Ausschnitts aus einer quasi-homogenen Blasenströmung, wie sie etwa in der Mitte eines Reaktors auftritt, beschränken. In diesem Fall können Wandeinflüsse vernachlässigt und periodische Randbedingungen in alle drei Raumrichtungen vorgeschrieben werden. Des Weiteren hat man es mit einem sehr grossen, mehrdimensionalen Parameterraum zu tun, der nur punktuell ausgelotet werden kann. Bei bidispersen Blasensystemen lassen sich nicht nur die Galileo- und Eötvöszahlen (d.h. Größe und damit Geschwindigkeit sowie die Deformation der Blasen) variieren, sondern auch das Volumenverhältnis und die Anzahl von großen und kleinen Blasen und damit deren relative Volumenanteile.

Die nachfolgend beschriebenen Ergebnisse wurden mit einem vom Kooperationspartner Prof. Tryggvason und seinen Mitarbeitern an der University of Michigan entwickelten Rechenprogramm gewonnen (einen Überblick geben die Autoren in Tryggvason et al., 2001; im Hinblick auf die hier diskutierten Anwendungen siehe auch Göz et al., 2002a). Damit werden die instationären Navier-Stokes-Gleichungen für ein einziges Fluidfeld mit im Prinzip variablen, jedoch lokal konstanten Dichte- und Viskositätsfeldern gelöst. Die Gleichungen beinhalten einen zusätzlichen Quellterm, der die an den Blasenoberflächen wirkenden Kräfte aufgrund der Oberflächenspannung berücksichtigt.

Zur räumlichen Diskretisierung wird ein zentrales Differenzen-Verfahren 2. Ordnung verwendet, für die Zeitintegration ein explizites Verfahren ebenfalls 2. Ordnung. Die durch ein Projektionsverfahren entstehenden Poisson-Gleichungen für Druck und Dichte werden in einem Zwischenschritt mittels Multigrid-Solvern gelöst.

Zur Darstellung und Verfolgung der beliebig verformbaren Blasenoberflächen wird ein Front-Tracking-Algorithmus verwendet, bei dem die Phasengrenzflächen mit Markerteilchen besetzt

und diese mit dem lokalen Strömungsfeld mitbewegt werden. Dazu ist eine Interpolation des auf einem festen, regulären Gitter definierten Geschwindigkeitsfeldes auf das Frontgitter erforderlich. Nach Bewegung der Markerteilchen wird jede Grenzfläche neu strukturiert und eventuell Markerteilchen bzw. Gitterelemente hinzugefügt oder entfernt, um eine adäquate lokale Auflösung der Blasenoberflächen zu gewährleisten. Danach wird mittels lokaler polynomialer Fits die Oberflächenspannung berechnet, vom flexiblen Frontgitter auf das feste Gitter interpoliert und in die diskretisierten Navier-Stokes-Gleichungen eingebracht.

Zusätzlich werden die Dichte- und Viskositätsfelder der neuen Grenzflächenverteilung angepasst, ebenfalls auf das feste Gitter interpoliert, und dabei zur Vermeidung von Unstetigkeiten über zwei bis drei Gitterzellen verschmiert.

Um eine ausreichend gute Statistik des Blasenverhaltens zu erhalten, müssen genügend viele Blasen über einen längeren Zeitraum verfolgt werden. Der damit verbundene hohe Rechenaufwand ist nur mit modernen Parallelcomputern zu bewältigen. Die Simulationen wurden deshalb auf IBM SP2-Rechnern durchgeführt, zunächst auf dem des Rechenzentrums der Universität Karlsruhe, später auch auf dem neu installierten institutseigenen Parallelrechner. Die parallelisierte Version des dreidimensionalen Rechenprogramms verwendet die kartesische Gebietszerlegung in gleichgroße Teilgebiete, die von jeweils einem Prozessor bearbeitet werden. Jeder Prozessor besitzt seinen eigenen Arbeitsspeicher (distributed memory); der Austausch von Randdaten zwischen benachbarten Teilgebieten erfolgt mit dem Message Passing Interface Protocol (MPI). Ausgetauscht werden müssen auch die Daten einer Blase, die sich über zwei oder mehr Teilgebiete erstreckt. Der Prozessor, in dessen Einflussbereich der grösste Teil einer Blase liegt, sammelt alle relevanten Daten, führt die nötigen Berechnungen für diese Blase durch, und verteilt die Ergebnisse dann an die anderen Prozessoren. Der durch die Parallelisierung entstandene Mehraufwand an Rechenzeit und Speicherplatz liegt bei etwa 10 %. Einige Daten der berechneten Systeme sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Zwei Simulationsreihen mit Gasgehalten von jeweils 2, 6 und 12 % wurden durchgeführt. Zunächst wurden die von den Kooperationspartnern schon berechneten monodispersen Systeme (Bunner & Tryggvason, 2002a,b) in eine gleichgroße Anzahl kleiner und großer Blasen aufgespalten, so dass sich im Mittel in etwa dieselben dimensionslosen Kennzahlen ergaben. Damit sollte erstmals der Einfluß einer bidispersen Größenklassenverteilung auf die Wechselwirkung der Blasen untereinander sowie auf die dadurch in der Flüssigkeit induzierte (Pseudo-) Turbulenz ermittelt werden.

Das Volumenverhältnis zwischen kleinen und großen Blasen betrug dabei 1:2 und die Oberflächenspannung war derart, dass alle Blasen im wesentlichen sphärisch blieben. Die Galileo- und Eötvös-Zahlen der kleinen und großen Blasen waren $Ga_s = 600$, $Eo_s = 0.63$ bzw. $Ga_l = 1200$, $Eo_l = 1.0$; die Mortonzahl hatte in diesen Simulationen den Wert $6.945 \cdot 10^{-7}$. (Die Werte der entsprechenden monodispersen Simulationen lauten $Ga = 900$, $Eo = 1.0$, $M = 1.2345 \cdot 10^{-6}$.)

Bez.	α	$V_s : V_l$	$n_s + n_l$	Gitter	Proz.	T_f	CPU
bd2	2 %	1 : 2	10 + 10	192^3	8	60	87
bd6a	6 %	1 : 2	8 + 8	128^3	8	60	73
bd6b	6 %	1 : 2	29 + 29	192^3	8	54	120
bd12	12 %	1 : 2	9 + 9	104^3	8	60	87
bd2b	2 %	1 : 8	32 + 4	256^3	16	120	213
bd6c	6 %	1 : 8	40 + 5	192^3	18	119	157
bd12a	12 %	1 : 8	64 + 8	192^3	18	121	253

Tabelle 1: Liste der gerechneten bidispersen Blasensysteme. Parameter: Gasgehalt, Volumenverhältnis einer kleinen zu einer großen Blase, Anzahl der kleinen und großen Blasen, Größe des festen Rechengitters, Anzahl der Prozessoren, Endzeit in Sekunden, Rechenzeit in Tagen pro Prozessor.

Um den Einfluß der Systemgröße (Anzahl von Kontrollvolumina und Blasen) abschätzen zu können, wurde für einen Gasgehalt von 6 % eine Vergleichsrechnung mit wesentlich mehr Blasen durchgeführt. Es ergab sich eine geringfügige Abhängigkeit der mittleren Aufstiegs- sowie der vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten der Blasen von der Systemgröße, der Einfluß auf die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten sowie die Fluidturbulenz waren etwas ausgeprägter. Ähnlich zu den monodispersen Resultaten nehmen diese Werte mit der Systemgröße zunächst zu und flachen dann rasch ab (Göz et al., 2001a).

In der zweiten Simulationsreihe wurde der Einfluß der Verformbarkeit eines Teils der Blasen auf das Systemverhalten untersucht. Die kleinen Blasen wurden wieder sphärisch gehalten, während sich die großen Blasen zu Ellipsoiden verformen konnten. Das Volumenverhältnis wurde diesmal mit 1:8 angesetzt; gleichzeitig wurden achtmal mehr kleine als große Blasen vorgegeben, so dass die Volumenanteile beider Größenklassen dieselben waren. Die resultierenden Kennzahlen lauten $Ga_s = 900$, $Eo_s = 1.0$; $Ga_l = 7200$, $Eo_l = 4.0$; $M = 1.235 \cdot$

10^{-6} . (Bunner & Tryggvason [2002c] verwendeten $Ga = 900$, $Eo = 5.0$, $M = 1.543 \cdot 10^{-4}$ für ihre monodispersen Simulationen ellipsoider Blasen.)

Eine Momentanaufnahme der insgesamt 45 Blasen des 6 %-Systems ist in Abb. 6 dargestellt. Von allen Berechnungen wurden Filme erstellt; zwei Sequenzen mit interessanten Blasenwechselwirkungen finden sich auf der Homepage des Instituts unter <http://www-mvt.iw.uni-halle.de/mvt-home.html>. Folgen Sie den Links "Forschung", dann "Arbeitsgruppe Mehrphasenströmungen", und klicken Sie auf das der Abb. 6 entsprechende Bild.

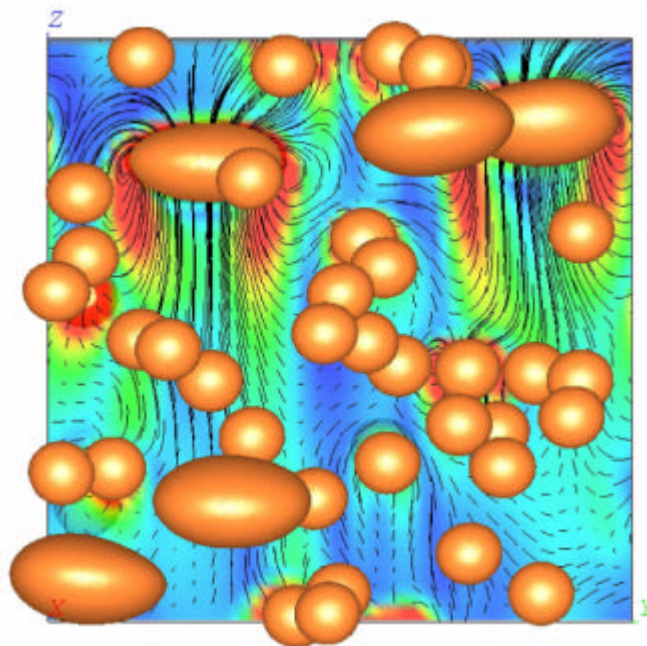


Abb. 6: Momentankonfiguration der 40 kleinen sphärischen und 5 großen ellipsoiden Blasen mit 6 % Volumenanteil, zusammen mit Querschnitten des Geschwindigkeitsfeldes und der Wirbelstärke.

Es stellt sich heraus, dass sich die sphärisch-bidispersen Systeme sehr ähnlich verhalten wie die vergleichbaren monodispersen Systeme mit sphärischen Blasen (Göz et al., 2001a). Zwar sind die über alle Blasen gemittelten Schwankungsgeschwindigkeiten aufgrund des Unterschiedes in den Blasenauftstiegsgeschwindigkeiten im bidispersen Fall höher als im monodispersen, aber die Mittelwerte der Aufstiegs geschwindigkeiten aller Blasen liegen im selben Bereich. Die Fluidturbulenz folgt in beiden Fällen demselben Trend mit dem Gasgehalt, ist aber bei den bidispersen Systemen geringfügig höher als bei den monodispersen (vgl. Abb.7, links).

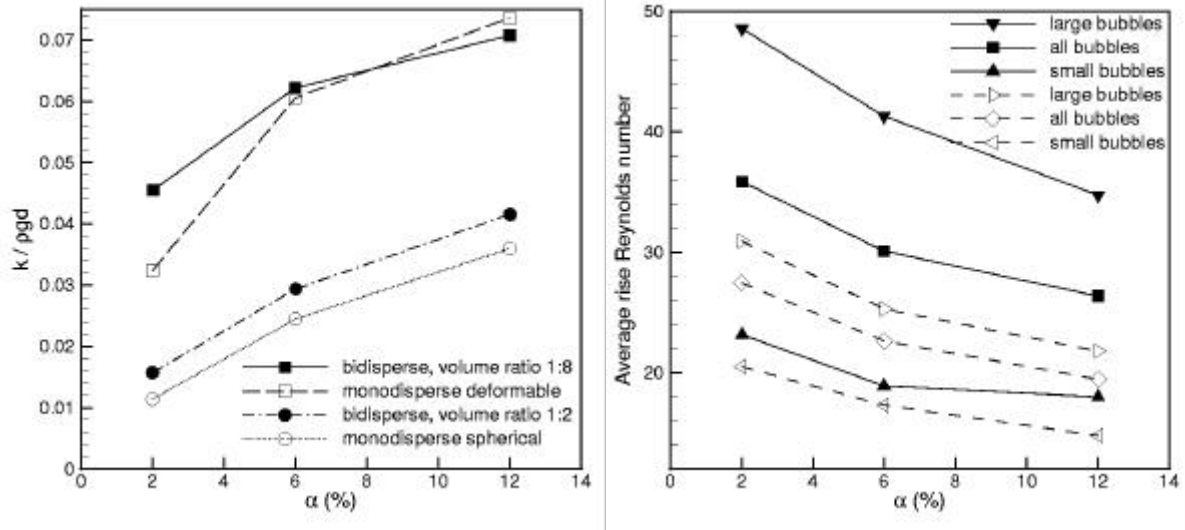


Abb. 7: Links: Turbulente kinetische Energie des Fluids in Abhängigkeit vom Gasgehalt für die mono- und bidispersen Systeme. Rechts: Mittlere Auftriebsreynoldszahlen der kleinen, großen und aller Blasen der bidispersen Systeme; die vollen Symbole und durchgezogenen Linien stehen für die Systeme mit großen ellipsoiden Blasen. Zur Vergleichbarkeit der Werte wurde in allen Fällen mit demselben Längenmaß normiert, nämlich dem der Galileozahl 900 entsprechenden Blasendurchmesser.

In einem bidispersen System kann man diverse mittlere Schwankungsgeschwindigkeiten definieren. Zum einen natürlich den Schwankungsmittelwert aller Blasenauftiebsgeschwindigkeiten bezüglich der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeit aller Blasen (Vollkreise in Abb. 8). Dann aber auch zwei Arten von größenklassenbezogenen Mittelwerten, d.h. die Schwankungsmittelwerte der kleinen und großen Blasen getrennt, und zwar einmal bezüglich der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeit aller Blasen (offene Symbole in Abb. 8), dann aber auch bezüglich der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeit der kleinen bzw. großen Blasen (volle Symbole). Die ersten sind jeweils größer als die letzten, wobei die Differenz von den relativen Volumenanteilen und der Differenz der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten der kleinen und großen Blasen abhängt. Entsprechende Mittelwerte lassen sich für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten bilden.

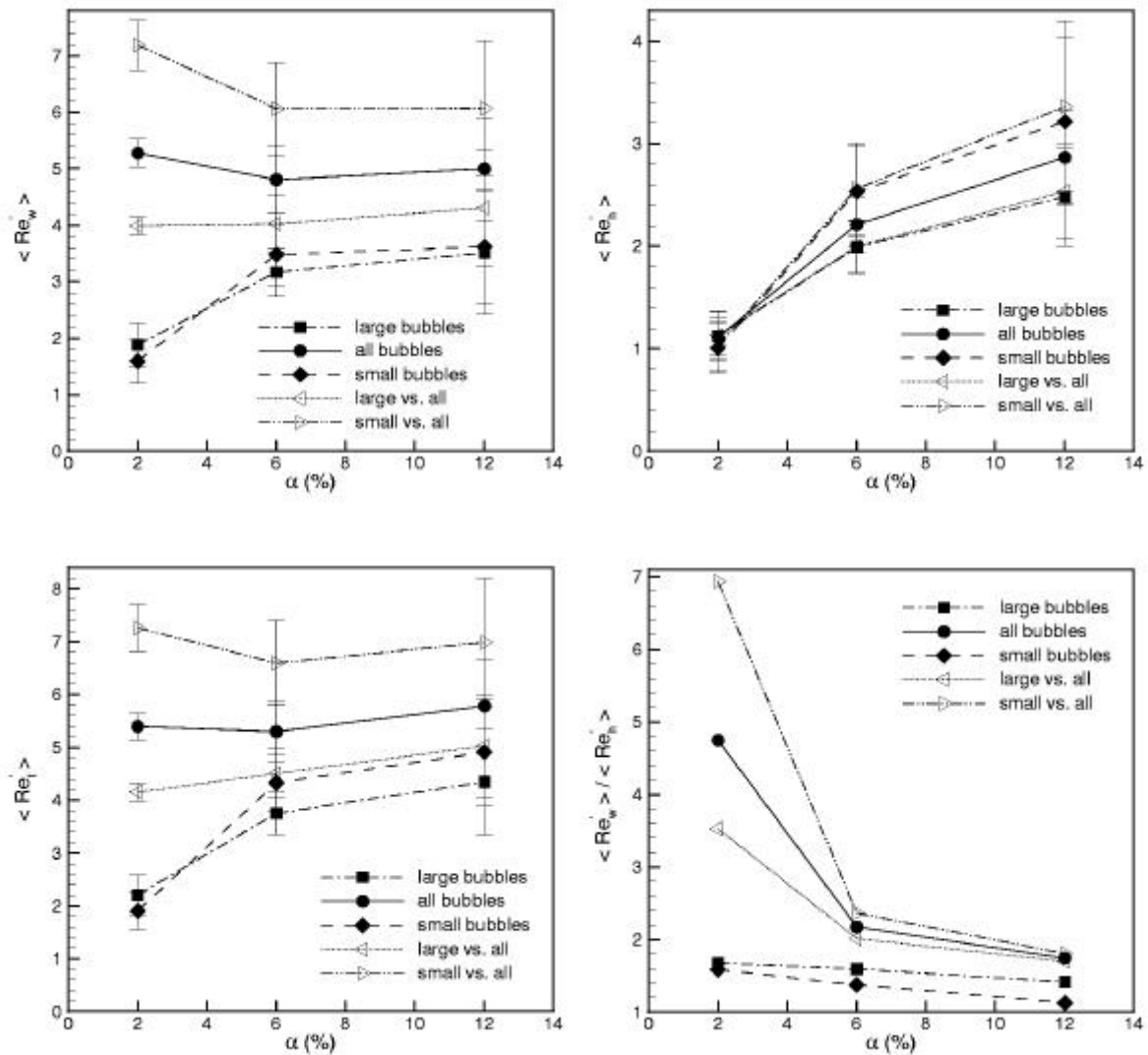


Abb. 8: Mittlere Schwankungsgeschwindigkeiten der Blasen in den Systemen bd2, bd6b und bd12. Links/rechts oben: vertikale/horizontale Schwankungsgeschwindigkeiten, links unten: gesamte Schwankungsgeschwindigkeiten, rechts unten: Verhältnis der vertikalen zu den horizontalen Werten.

In Abb. 8 ist das Verhalten der mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Gasgehalt zusammengefaßt. Wie im monodispersen Fall nehmen die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten der kleinen und großen Blasen innerhalb ihrer Klassen mit dem Gasgehalt erst stark zu und flachen dann ab. Die anderen Werte ändern sich dagegen nur wenig. Alle Horizontalkomponenten zeigen ebenfalls eine erst stärkere, dann etwas schwächere Zunahme mit dem Gasgehalt. Die absoluten Schwankungsgeschwindigkeiten folgen im wesentlichen den Vertikalkomponenten. Aufschlußreich ist das Verhältnis der vertikalen zu den horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten. Mit zunehmendem Gasgehalt fallen die auf die mittleren Translationsgeschwindigkeiten aller Blasen bezogenen Werte erst

stark ab und verflachen dann zusehends; die innerhalb der beiden Größenklassen gebildeten Verhältnisse sind dagegen nur wenig größer als 1 und fallen nur leicht ab. Die offensichtliche Schlußfolgerung daraus ist, dass die Anisotropie des Blasensystems umso geringer ist, je höher der Gasgehalt ist, d.h. je dichter die Blasen angeordnet sind und dadurch stärker miteinander wechselwirken.

Bei den bidispersen Systemen mit deformierbaren, d.h. in der Regel ellipsoiden, Blasen gibt es deutlichere Unterschiede, die auf die unterschiedlichen Galileo- und Eötvöszahlen zurückzuführen sind (Göz et al. 2001b, 2002b). Dies wird in den Mittelwerten der Aufstiegsgeschwindigkeiten deutlich, die nun erheblich höher sind (siehe Abb. 7, rechts). Alle Kurven folgen jedoch einem Richardson-Zaki-artigen Abfall mit ansteigendem Gasgehalt. Bemerkenswert ist die Konvergenz der verschiedenen Mittelwerte mit zunehmendem Gasgehalt. Dies liegt an der stärker werdenden Blasenwechselwirkung; insbesondere die Wechselwirkung zwischen großen und kleinen Blasen führt zu einer Verlangsamung der großen und einer Beschleunigung der kleinen Blasen. Besonders deutlich ist dieser Effekt im zeitlichen Verlauf der Blasenauftstiegsgeschwindigkeiten des 12 %-Systems zu sehen (Göz et al. 2001b).

Die größeren, verformbaren Blasen steigen nicht nur am schnellsten auf, sondern führen auch starke Transversal- bzw. Zickzack-Bewegungen aus (siehe die Abbildungen der Schwerpunktstrajektorien in Göz et al., 2002b). Dies induziert naturgemäß stärkere Geschwindigkeitsschwankungen in der umgebenden flüssigen Phase. Demgemäß ist die turbulente kinetische Energie des Fluids deutlich höher als in einem ausschließlich aus sphärischen Blasen bestehenden System (Abb. 7, links). Interessanterweise liegt bei Vorhandensein deformierbarer Blasen die Pseudoturbulenz der bidispersen Systeme im gleichen Bereich wie die der monodispersen Systeme, obwohl diese nur bedingt miteinander vergleichbar sind. Der allgemeine Trend - erst stärkere, dann schwächere Zunahme der Pseudoturbulenz mit dem Gasgehalt - ist in allen Fällen derselbe. Blicke noch zu erwähnen, dass wie bei Suspensionen fester Teilchen die Reynoldsspannungen umso isotroper werden, je höher der Gasgehalt ist.

Interessanter als das über alle Blasen gemittelte Verhalten ist dasjenige der kleinen und großen Blasen getrennt, insbesondere im Hinblick auf die bevorzugte Anordnung von Blasenpaaren. Hierbei muß unterschieden werden nach Paaren von kleinen Blasen, Paaren von großen Blasen, und gemischten Blasenpaaren. Erste Ergebnisse wurden vorgestellt (Göz et al., 2002c,d), weitere Veröffentlichungen sind in Vorbereitung (Göz et al., 2002e).

Numerische Berechnungen von Blasenströmungen

Die numerischen Berechnungen der Hydrodynamik in Blasensäulen wurden auf der Basis des Euler/Lagrange-Verfahrens unter Verwendung des k - ε -Turbulenzmodells durchgeführt. Sowohl ein zwei- als auch dreidimensionales Berechnungsprogramm wurden entsprechend erweitert, um die speziellen Gegebenheiten in einer Blasenströmung zu berücksichtigen. Die Flüssigkeitsströmung wurde dabei auf der Basis der Reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen berechnet, welche allerdings zur Auflösung der zeitlichen Schwankung der Strömung in Blasensäulen in zeitabhängiger Weise gelöst wurden (Sommerfeld et al. 1997). Zur Berechnung der Blasenbewegung wurde die Bewegungsgleichung unter Berücksichtigung aller relevanten Kräfte gelöst, nämlich Widerstand, Schwerkraft, hydrostatischer Auftrieb, virtuelle Masse, Druckterm und transversale Auftriebskraft. Der Vergleich von Rechnung und Messung zeigte, dass die experimentellen Ergebnisse am besten durch den Widerstandsbeiwert für fluide Blasen wiedergegeben werden. Dazu wurde eine Korrelation entwickelt, welche den Übergang von sphärischen Blasen über elliptische Blasen bis zu Schirmblasen beschreibt (Lain et al. 2000). Die momentane Fluidgeschwindigkeit entlang der Blasenbahn wurde mit einem Langevin-Verfahren beschrieben (Sommerfeld 1996).

Die Berücksichtigung des Einflusses der Blasen auf die Fluidströmung erfolgte durch entsprechende Quellterme in den Impulsgleichungen und den Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie und die Dissipationsrate. Ein Hauptschwerpunkt der Forschungsarbeiten lag in der Entwicklung von Quelltermen, welche die nachlaufinduzierte Turbulenz der Blasen beschreiben. Der Standard-Quellterm für die k -Gleichung folgt aus der Reynolds-Mittelung und beschreibt den turbulenten Impulsaustausch zwischen den Phasen:

$$S_{k,P} = \overline{u_i S_{U_i,P}} - U_i \overline{S_{U_i,P}} \quad (1)$$

Dieser Term beschreibt also die Turbulenzdissipation durch die Partikel. Der entsprechende Quellterm in der ε -Gleichung kann nicht exakt gelöst werden. Daher wird angenommen, daß er proportional einem turbulenten Zeitmaß und $S_{k,P}$ ist:

$$S_{\varepsilon,P} = C_{\varepsilon 3} \frac{k}{\varepsilon} S_{k,P} \quad (2)$$

In den Untersuchungen von Lain et al. (2002) wurde gefunden, dass die Konstante $C_{\varepsilon 3}$ etwa 1,8 sein sollte. Die Erzeugung von Turbulenz durch den Partikelnachlauf wird von Bedeutung, wenn die Partikel-Reynoldszahl entsprechend hoch ist, nämlich etwa $Re_p > 250 - 400$ (Crowe 2000). Mit Hilfe einer Energiebilanz haben Crowe & Gilland (1998) zur Berücksichtigung dieses Effektes folgenden Quellterm vorgeschlagen:

$$S_{k,P} = \frac{\alpha_P \rho_P}{\tau_P(c_W)} \left\{ |u_i - \bar{u}_{Pi}|^2 + \left(\overline{u_{Pi} u_{Pi}} - \overline{u_i u_{Pi}} \right) \right\} \quad (3)$$

$$\tau_P(c_W) = \frac{4(\rho_P + 0.5 \rho_F) D_P^2}{3 \mu Re_P c_W}$$

Der erste Term entspricht der Energie, die im Nachlauf der Partikel erzeugt wird, und basiert allein auf der Betrachtung der Widerstandskraft. Der zweite Teil der Gleichung ist ein Umverteilungsterm. Dieser für Partikel abgeleitete Quellterm ist nicht ohne weiteres auf Blasen übertragbar, da hier zusätzlich Kräfte wie virtuelle Masse und auch transversale Auftriebskräfte sehr bedeutend sind. Ausgehend von der Tatsache, dass an der Phasengrenzfläche Blasen und Fluidgeschwindigkeit identisch sind, haben Lain et al. (2000, 2002) den folgenden Ausdruck erhalten, welcher automatisch alle hydrodynamischen Kräfte berücksichtigt:

$$S_{k,P} = \overline{u_{Pi} S_{U_i,P}} - U_i \overline{S_{U_i,P}} \quad (4)$$

Bisher werden hierin allerdings Blasenrotation und -deformation nicht berücksichtigt (Lain et al. 2000). Mit Hilfe dieses Terms konnten sehr gute Ergebnisse für relativ kleine Blasen ($\overline{D_B} \approx 0,5 \text{ mm}$) erhalten werden.

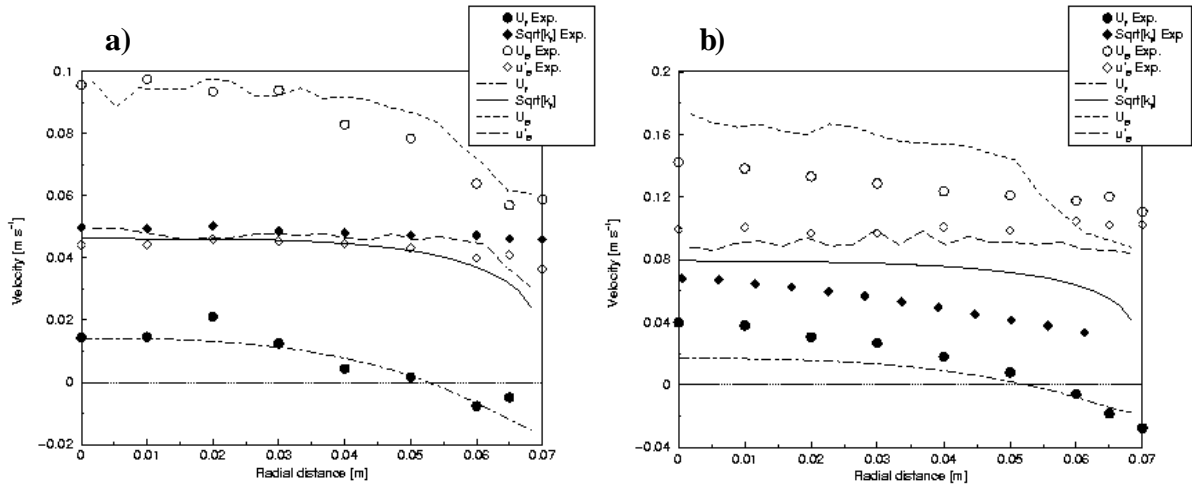


Abb. 9: Vergleich von berechneten und gemessenen Geschwindigkeitsprofilen beider Phasen in einer Blasensäule 480 mm über dem Begaser, a) $\alpha_B = 0,37 \%$, b) $\alpha_B = 1,31 \%$

Ein Vergleich von zweidimensionalen Rechnungen mit Messungen für zwei Gasvolumenströme und Gasgehalte ist in Abb. 9 dargestellt. Sowohl die mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten beider Phasen, als auch die mittleren Schwankungswerte werden durch die Rechnungen recht gut wiedergegeben. Wird der Standard-Term verwendet, wird die

Strömungsform in der Blasensäule gänzlich falsch berechnet (Abb. 10), es kommt nämlich zu einer abwärtsgerichteten Strömung in der Mitte der Blasensäule. Weitere Ergebnisse der Rechnungen für kleine Blasen können in der Arbeit von Lain et al. (2002) gefunden werden.

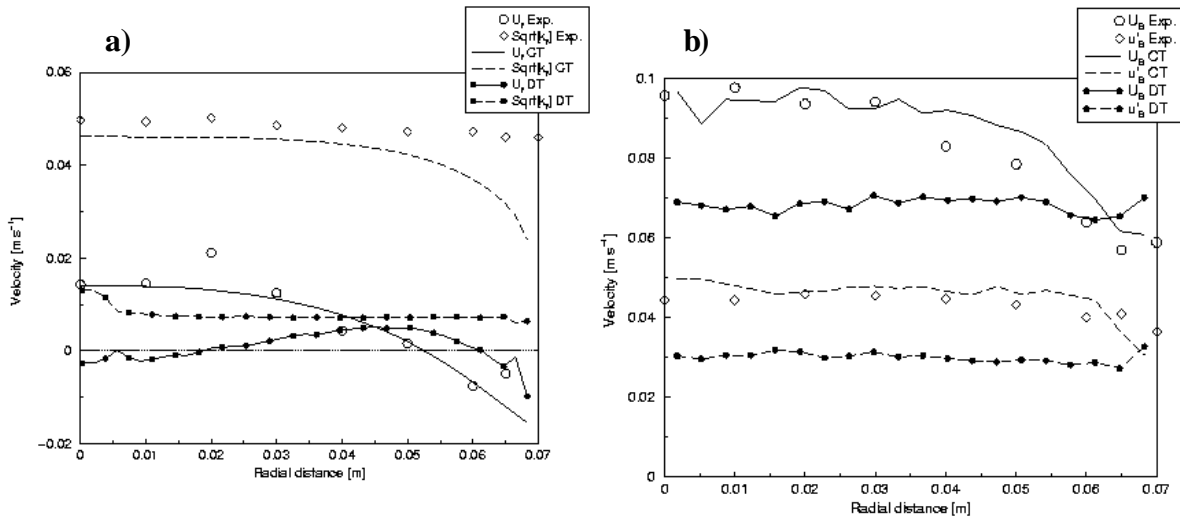


Abb. 10: Vergleich von berechneten Blasen und Flüssigkeitsgeschwindigkeiten unter Verwendung des Standard-Terms (DT) und des konsistenten Modells (CT) zur Beschreibung der Nachlaufturbulenz ($\alpha_B = 0,37\%$), a) Fluidphase, b) Blasen

Für größere Blasen im Bereich von ca. 1 bis 3 mm ergab das sogenannte konsistente Modell (Gl. 3) in Verbindung mit zweidimensionalen Berechnungen keine guten Ergebnisse im Vergleich zu den Messungen (Lain et al. 2001). Insbesondere lag die turbulente kinetische Energie ein Vielfaches höher als die der Messungen. Dies hatte natürlich auch zur Folge, daß die Schwankungsgeschwindigkeiten der Blasen deutlich überhöht berechnet wurden. Da bei größeren Blasen auch die Schlupfgeschwindigkeit ansteigt, kann erwartet werden, daß sich durch den erhöhten Impulsaustausch auch die Dissipation der Turbulenz erhöht. Im Zuge der Erweiterung des dreidimensionalen Berechnungsprogramms für Blasenströmungen wurde daher in der k-Gleichung zu dem konsistenten Quellterm ein weiterer Dissipationsterm hinzugefügt, welcher von Varaksin & Zaichik (2000) vorgeschlagen wurde:

$$S_{k,P,add} = -\frac{2 \alpha_p \rho_p k}{T_L \left(1 + \frac{\tau_p}{T_L}\right)}$$

In der Arbeit von Bourloutski & Sommerfeld (2002) wurden umfangreiche Untersuchungen angestellt, um den Einfluss der verschiedenen relevanten Einflussparameter auf die

berechnete Strömungsstruktur und die Geschwindigkeitsprofile zu analysieren. Ergebnisse für zwei unterschiedliche Blasengrößen (C1 : $\alpha_B = 1,46\%$ $\overline{D_B} = 1,2\text{ mm}$ und C2 : $\alpha_B = 2,09\%$ $\overline{D_B} = 2,0\text{ mm}$) sind in Abb. 11 und 12 dargestellt. Für den ersten Fall wurde dabei auch die Abhängigkeit vom Berechnungszeitschritt untersucht. Eine relativ gute Übereinstimmung mit Messungen wird für $\Delta t_E < 0,2\text{ s}$ erreicht. Dabei sollte beachtet werden, dass die Messungen nicht symmetrisch waren, obwohl entsprechend lange Meßzeiten verwendet wurden. Der Grund hierfür liegt in kleinen Störungen in der Begasung, die selbst bei sorgfältiger Durchführung der Experimente nicht beseitigt werden konnten (Bröder & Sommerfeld 2002). Trotzdem sind die mittleren Fluidgeschwindigkeiten durch die Rechnungen sehr gut wiedergegeben. Insbesondere zeigt die berechnete turbulente kinetische Energie unter Verwendung des zusätzlichen Dissipationsterms eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den Messungen als bei den zweidimensionalen Rechnungen. Die mittlere Blasengeschwindigkeit wird durch die Rechnungen sehr gut erfasst, allerdings fällt auf, dass die berechnete Schwankungsgeschwindigkeit der Blasen noch zu niedrig ist. Dies könnte insbesondere an der nicht berücksichtigten Blasenoszillation liegen, wodurch dann auch die turbulente kinetische Energie der kontinuierlichen Phase erhöht würde. Für den zweiten Fall (Abb. 12) ergibt sich eine ähnlich gute Übereinstimmung mit den Messungen.

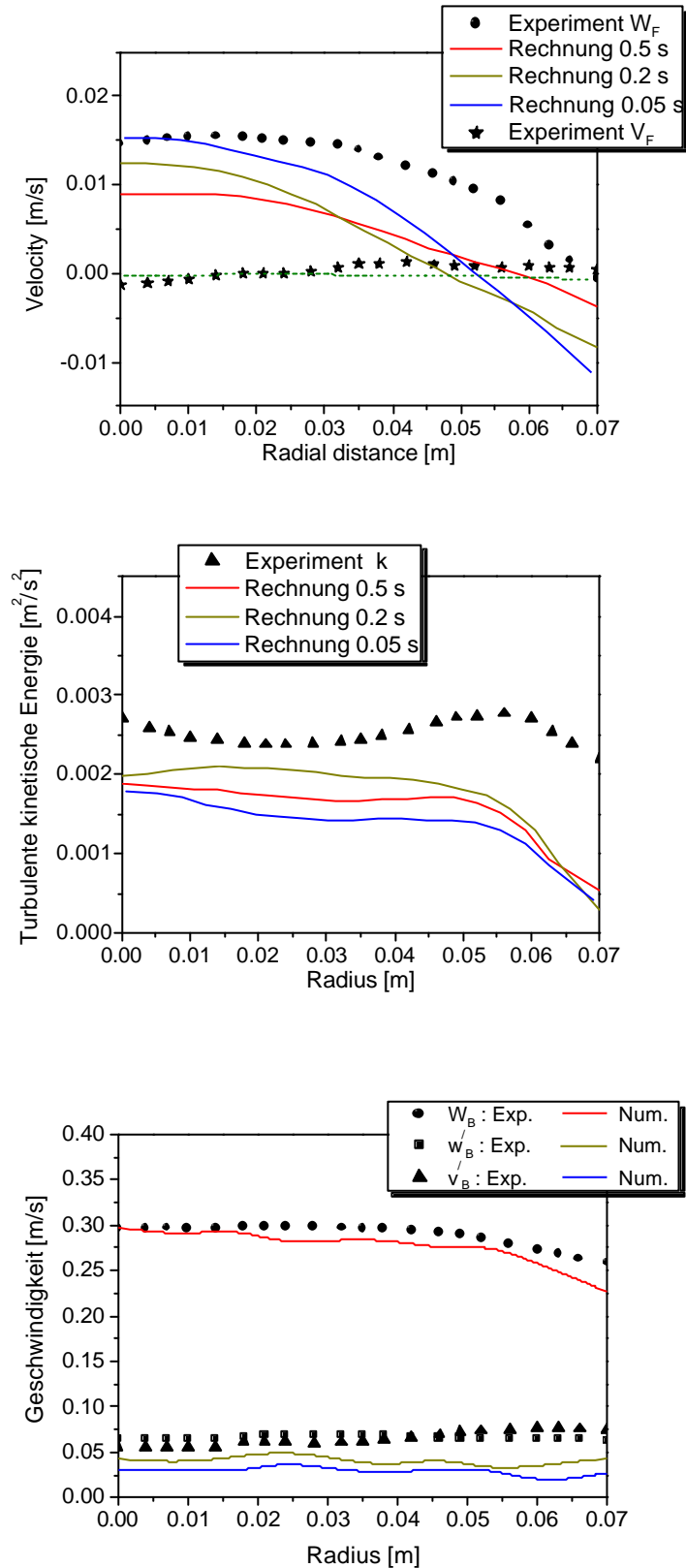


Abb. 11: Vergleich der Messungen mit Rechnungen für unterschiedliche Zeitschritte bei einem Profil 480 mm über dem Begaser, a) Fluidgeschwindigkeit, b) turbulente kinetische Energie, c) Blasengeschwindigkeiten ($\alpha_B = 1,46 \%$, $\overline{D_p} = 1,2 \text{ mm}$)

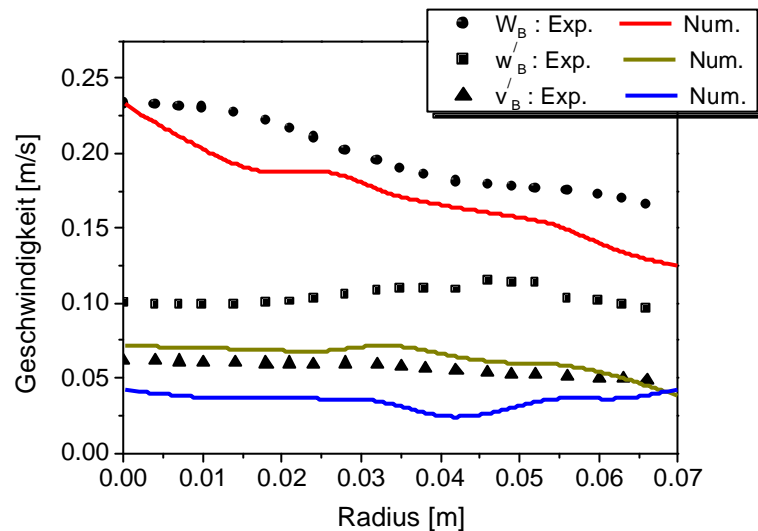
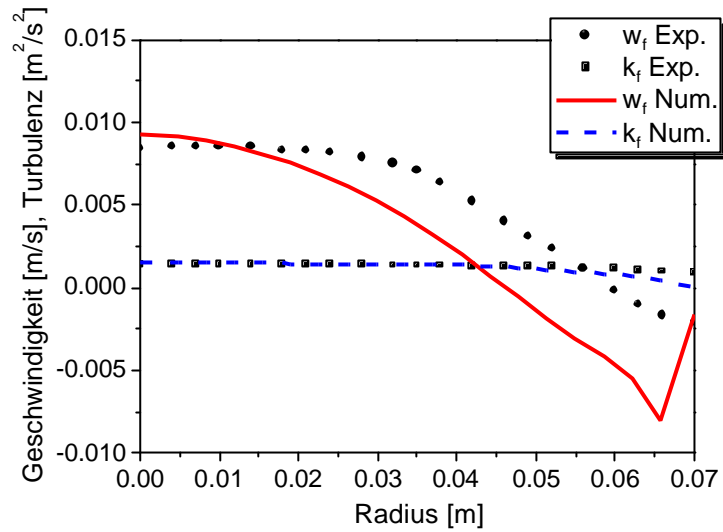


Abb. 12: Vergleich der Messungen mit Rechnungen für unterschiedliche Zeitschritte bei einem Profil 480 mm über dem Begaser, a) Fluidgeschwindigkeit, b) turbulente kinetische Energie, c) Blasengeschwindigkeiten ($\alpha_B = 2,09 \%$, $\overline{D_B} = 2 \text{ mm}$)

Literaturstellen

Bunner, B. & Tryggvason, G.: Dynamics of homogeneous bubbly flows. Part I: Rise velocity and microstructure of the bubbles, J. Fluid Mech. 466, 17-52 (2002a)

Bunner, B. & Tryggvason, G.: Dynamics of homogeneous bubbly flows. Part II: Fluctuations of the bubbles and the liquid, J. Fluid Mech. 466, 53-84 (2002b)

Bunner, B. & Tryggvason, G.: Effect of bubble deformation on the properties of bubbly flows. Eingereicht bei J. Fluid Mech. (2002c)

Crowe, C.T. On models for turbulence modulation in fluid-particle flows, *Int. J. Multiphase Flow*, 26, 719-727 (2000).

Crowe, C. T. & Gilland, I.: Turbulence modulation of fluid-particle flows – A basic approach. Third International Conference on Multiphase Flows, Lyon, France, June 8-12, 1998

M. Schlüter, O. Bork, S. Scheid, S. Hövelmann, N. Rübiger New Aspects of Hydrodynamics and Mass Transfer in Multiphase Flows, Proceedings of the ICMF-2001, Tulane University (2001)

Sommerfeld, M. Modellierung und numerische Berechnung von partikelbeladenen turbulenten Strömungen mit Hilfe des Euler/Lagrange-Verfahrens. Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg, Shaker Verlag, Aachen (1996)

Tryggvason, G., Bunner, B., Esmaeeli, A., Juric, D., Al-Rawahi, N., Tauber, W., Han, J., Nas, S. & Y.-J. A front tracking method for the computations of multiphase flow, *J. Comp. Phys.* 169, 708-759 (2001)

Varaksin A.Y., Zaichik L.I. Effect of particles on the carrier flow turbulence, *Thermophysics and Aeromechanics*, 7, 237-248 (2000).

Zusammenstellung der im Rahmen des Projektes erstellten Publikationen

Begutachtete Publikationen

Lain, S., Bröder, D. and Sommerfeld, M. Experimental and numerical studies of the hydrodynamics in a bubble column. *Chemical Engineering Science*, Vol. 54, 4913-4920 (1999)

Göz, M.F., Sommerfeld, M., Bunner, B. and Tryggvason, G. The unsteady dynamics of two-dimensional bubbles in a regular array. *Proc. of the ASME 2000 Fluid Engineering Division Summer Meeting*, Paper No. FEDSM'00-11151 (2000)

Göz, M.F., Bunner, B., Sommerfeld, M. and Tryggvason, G. Simulation of bubbly gas-liquid flows by a parallel finite-difference/front tracking method. In: *High Performance Computing in Science and Engineering 2000* (Eds. E. Krause and W. Jäger) Springer Verlag, pp. 326-337 (2001)

Göz, M.F., Bunner, B., Sommerfeld, M. and Tryggvason, G. Direct numerical simulation of bubble swarms with a parallel front tracking method. In: High Performance Scientific and Engineering Computing (Eds. M. Breuer, F. Durst and C. Zenger), Proc. 3^d Int. FORTWIHR Conf. on HPSEC, Erlangen, March 2001, Springer Verlag, pp. 97-106 (2002a)

Göz, M. F., Bunner, B., Sommerfeld M. & Tryggvason G.: Simulation of bidisperse bubbly gas-liquid flows by a parallel finite-difference/front-tracking method, in: E. Krause & W. Jäger (eds.), High Performance Computing in Science and Engineering '01 (Springer 2002), pp. 298-308 (2002b)

Göz, M. F., Sommerfeld, M. Bunner, B. Tryggvason G.: Microstructure of a bidisperse swarm of spherical bubbles, Proc. of the ASME FEDSM'02 (Montreal, Juli 2002), Artikel Nr. FEDSM2002-31395 (2002c)

Bourloutski, E. and Sommerfeld, M. Parameter studies on the three-dimensional calculation of bubble columns. Joint US ASME/European Fluids Engineering Summer Conference, Montreal, Paper No. FEDSM 2002-31218 (2002)

Bröder, D. and Sommerfeld, M. An advanced LIF-PLV system for analysing the hydrodynamics in a laboratory bubble column at higher void fraction. In Print: Experiments in Fluids, 2002

Lain, S., Bröder, D., Sommerfeld, M. and Göz, M.F. Modelling hydrodynamics and turbulence in a bubble column using the Euler-Lagrange procedure. International Journal of Multiphase Flows, Vol. 28, 1381-1407 (2002)

Göz, M.F., Lain, S., and Sommerfeld, M. Study of the numerical instabilities in Lagrangian tracking of bubbles and particles in two-phase flow. Submitted to Computers and Chemical Engineering, August (2001)

Konferenzbeiträge in Proceedings

Sommerfeld, M., Decker, S. and Kohnen, G. Time-dependent calculation of bubble columns based on the time-averaged Navier-Stokes equations with turbulence model. Proceedings of the Japanese-German Symposium on Multi-Phase Flow, Tokyo, Japan, 323-334 (1997)

Bröder, D., Sommerfeld, M. and Tisler, S. Analysis of the hydrodynamics in a bubble column by phase-Doppler anemometry. Proceedings Third International Conference on Multiphase Flow (ICMF'98), Lyon, France, June 1998.

Bröder, D. and Sommerfeld, M. Simultaneous measurements of continuous and dispersed phase in bubble columns by PDA. Proceedings 9th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, July 1998, Vol. 2, Paper 27.2.

Sommerfeld, M. und Bröder, D. Untersuchung der Hydrodynamik einer Blasensäule mittels der Phasen-Doppler Anemometrie. In: Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik (Eds. Pfeifer et al.) Shaker Verlag, Paper 35.1-6 (1999)

Lain, S., Bröder, D. and Sommerfeld, M. Numerical studies on the hydrodynamics in a bubble column using the Euler-Lagrange approach, Proceedings of the 9th Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Merseburg, April 1999, 242-251 (2000)

Göz, M. F., Bunner, B., Sommerfeld, M. and Tryggvason, G. Simulation of bubbly gas-liquid flows by a parallel finite-difference/front-tracking method, Tätigkeitsbericht für 1999, Rechenzentrum Karlsruhe (Mai 2000)

Bröder, D., Göz, M.F., Lain, S. and Sommerfeld, M. Studies of the hydrodynamics in a bubble column: Experiments, modelling and direct numerical simulations. Preprints of the 5th German-Japanese Symposium Bubble Columns, TU Bergakademie Freiberg, 17-22 (2000)

Bröder, D., Lain, S. and Sommerfeld, M. Experimental studies of the hydrodynamics in a bubble column. Preprints of the 5th German-Japanese Symposium Bubble Columns, TU Bergakademie Freiberg, 125-130 (2000)

Göz, M.F., Sommerfeld, M., Bunner, B. and Tryggvason, G. Direct numerical simulation of the interaction of gas bubbles in a liquid: Effect of deformability and bidispersity. Preprints of the 5th German-Japanese Symposium Bubble Columns, TU Bergakademie Freiberg, 288-293 (2000)

Bröder, D. and Sommerfeld, M. A PIV/PTV system for analysing turbulent bubbly flows. Proceedings of the 10th International Symposium Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Paper 10.1 (2000)

Göz, M.F., Sommerfeld, M., Bunner, B. and Tryggvason, G. Direkte numerische Simulation der Bewegung von Gasblasen in einer Flüssigkeit. GVC-Jahrestagung 2000, Chemie Ingenieur Technik, Jahrg. 72, 1065-1066 (2000)

Lain, S., Bröder, D. and Sommerfeld, M. Numerical modelling of the hydrodynamics in a bubble column using the Euler-Lagrange approach. Proceedings Int. Symp. Multiphase flow and Transport Phenomena, Antalya, Turkey, Nov. 2000

Sommerfeld, M. Bröder D. and Kussin J. (keynote lecture) Recent developments and applications of non-intrusive optical techniques for the analysis of dispersed multiphase flow. Proceedings 4th International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, ICMF 2001

Lain, S., Bröder, D. and Sommerfeld, M. Numerical simulation of the hydrodynamics in a bubble column: Quantitative comparison with experiments. Proceedings 4th International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, ICMF 2001

Göz, M.F., Bunner, B., Sommerfeld, M. and Tryggvason, G. Direct numerical simulations of bidisperse bubble swarms. Proceedings 4th International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, ICMF 2001

Bröder, D. and Sommerfeld, M. Experimental studies on the hydrodynamics in a bubble column by using an imaging PIV/PTV-system. 4th Int. Symp. On Particle Image Velocimetry, Göttingen, Paper P1089 (2001)