



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5662

**Experimentelle  
Untersuchungen von  
Transportphänomenen in  
vertikalen turbulenten Luft-  
Wasser-Blasenströmungen**

**M. Samstag**

Institut für Reaktorsicherheit  
Projekt Nukleare Sicherheitsforschung

Februar 1996

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5662

**Experimentelle Untersuchungen von Transportphänomenen in  
vertikalen turbulenten Luft-Wasser-Blasenströmungen**

Matthias Samstag

Institut für Reaktorsicherheit

Projekt Nukleare Sicherheitsforschung

Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte

Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1996

Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

---

## Zusammenfassung

Für die Entwicklung und Verifizierung von numerischen Rechenverfahren zur Berechnung von Zweiphasenströmungen müssen die lokalen Strömungseigenschaften sowie die zwischen den Phasen wirkenden Wechselwirkungskräfte bekannt sein oder aus theoretischen Überlegungen abgeleitet werden. Das Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung vertikaler, turbulenter Blasenströmungen, um damit einen Beitrag zum Verständnis der Blasenverteilung sowie der Ausbildung der Turbulenzstrukturen in Blasenströmungen durch senkrechte Kanäle zu leisten. Untersucht wurde die Entwicklung der Strömung in Abhängigkeit von der lokalen Gaszufuhr, der Wasserleerrohrgeschwindigkeit und des Gasgehaltes.

Die Meßprinzipien der einzelnen Meßsysteme sowie die Auswertung der Daten werden ausführlich beschrieben. Eine Verifikation der Meßdaten erfolgt zum einen durch den Vergleich zwischen den eingestellten und den aus Meßdaten bestimmten Volumenströmen, zum anderen durch den direkten Vergleich zwischen den mit unterschiedlichen Meßmethoden bestimmten Meßdaten.

Gemessen wurden die lokale Gasverteilung über dem Rohrquerschnitt sowie radiale Profile des mittleren Blasendurchmessers, der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten der Gasphase und der flüssigen Phase und die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase. Die Messungen wurden mit einem Röntgen-Tomographen, einer Zwei-Sensor-Widerstandssonde und einer Heißfilmsonde (X-Draht) durchgeführt. Variiert wurde die Wasserleerrohrgeschwindigkeit ( $j_f=0.36$  m/s, 1.06 m/s, 1.44 m/s) und der volumetrische Gasgehalt ( $\beta=5\%$ , 10%). Durch unterschiedliche Begasungen wurden je zwei unterschiedliche symmetrische und unsymmetrische Strömungsprofile am Eintritt der Strömung in die Teststrecke erzeugt. Die mittlere Blasengröße betrug dabei zwischen 2 mm und 4 mm. Entlang der Teststrecke wurden Messungen in den Meßebenen 0D, 5D, 10D und am Ende der Teststrecke bei 70D durchgeführt,  $D=70$  mm.

Die entlang der Teststrecke beobachteten Gasverteilungen haben gezeigt, daß der radiale Blasen-transport von der lokalen Gaszufuhr im Blasen-generator abhängt. Anhand der Meßergebnisse wird der Einfluß radial zur Hauptströmungsrichtung sowie turbulent wirkender Kräfte auf den beobachteten Blasen-transport diskutiert.

Messungen bei symmetrischer Gaszufuhr haben gezeigt, daß die lokale turbulente kinetische Energie bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten größer ist als bei vergleichbarer einphasiger Strömung, während sie bei hoher Wasserleerrohrgeschwindigkeit im Kanalzentrum größer und im Wandbereich niedriger ist als bei einphasiger Strömung. Aus den Berechnungen der Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie wird die von den Blasen verursachte Turbulenzproduktion und -absorption diskutiert.

---

---

## Experimental Investigations of Transport Phenomena in Vertical Turbulent Air-Water Bubbly Flows

### Abstract

For the calculation of two-phase flow, it is necessary to have models available which describe fluid-mechanical characteristics like turbulence structure and interfacial momentum exchange. In order to provide basic experimental data for model development, this thesis investigates the turbulence properties of the liquid phase and the spatial distribution of the gaseous phase in developing, vertical upward-directed, air-water bubbly flows in a pipe.

For measurements of radial profiles of relative gas fractions, bubble velocities, bubble sizes and liquid phase turbulent fluctuations, an X-ray tomograph, a two-sensor resistivity probe and a two-sensor X-wire hot-film probe have been used. The validation of the measurement systems is performed by comparison, in terms of water and gas volume flow, between circuit instrument data and integrated local data. A second check is made by direct comparison of the local void fraction measurements of different measurement methods.

Measurements are done in the vertical levels 0D, 5D, 10D and at the end of the test section at 70D,  $D=70\text{mm}$ . Parameters are the water superficial velocity ( $j_w=0.36\text{ m/s}$ ,  $1.06\text{ m/s}$ ,  $1.44\text{ m/s}$ ) and the average volumetric gas fraction ( $\beta=5\%$ ,  $10\%$ ). Symmetric and non-symmetric air injection at the test section entrance was adjusted in order to investigate their influence on the development of spatial gas distribution along the pipe. The local average bubble diameters were in the range of 2mm to 4mm.

The experimental results show that transversal bubble transport for bubble sizes given above depends on superficial velocities of liquid and gaseous phases, and on the way of gas injection into the bubble generator used for these experiments. Discussions about the physical phenomena of radial and azimuthal bubble transport on the basis of experimental observations conclude that Kutta-Joukowski forces and turbulent bubble migration are the essential transport mechanisms. The results of turbulence measurements show that in comparison to single phase flow, both local turbulence suppression and turbulence augmentation characterize bubbly two-phase flows, depending on global flow parameters.

---

---

## Inhalt

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Literaturüberblick über vertikale, turbulente Blasenströmungen	3
1.2 Ziele dieser Arbeit und Vorgehensweise	7
<b>2 Bilanzgleichungen in Zweiphasenströmungen</b>	<b>9</b>
2.1 Zwischenphasenkräfte in der Impulsbilanz	13
2.2 Schließung der Bilanzgleichungen	15
<b>3 Die Versuchsanlage</b>	<b>18</b>
3.1 Kreislauf und Instrumentierung	18
3.2 Der Blasengenerator	20
3.3 Hilfseinrichtungen	21
<b>4 Verwendete Meßsysteme und deren Qualifizierung</b>	<b>22</b>
4.1 Der Röntgen-Tomograph	22
4.1.1 Aufbau und Meßprinzip	22
4.1.2 Kalibrierung und Auswertung	25
4.2 Die Zwei-Sensor-Widerstandssonde	26
4.2.1 Aufbau und Meßprinzip	26
4.2.2 Auswertung des Sensorsignales	27
4.3 Heißfilmsonde	30
4.3.1 Aufbau und Meßprinzip	31
4.3.2 Kalibrierung und Auswertung	32
4.3.3 Signalfilter in Blasenströmung	35
4.3.4 Grenzfrequenz der Heißfilmsonde	38
4.3.5 Statistische Turbulenzanalyse	41
4.3.5.1 Die zeitliche Autokorrelationsfunktion	42

---

4.3.5.2 Das turbulente Energiespektrum	44
4.4 Verifikation der verschiedenen Meßsysteme in ein- und zweiphasiger Strömung	45
4.4.1 Verifikation durch direkten Vergleich und integrale Volumenbilanzen	45
4.4.2 Verifikation der Turbulenzgrößen in der Rohrströmung	47
<b>5 Meßergebnisse und deren Auswertung</b>	<b>50</b>
5.1 Parametermatrix	50
5.2 Gasverteilung über dem Kanalquerschnitt in sich entwickelnder Strömung	52
5.2.1 Gasverteilung bei symmetrischer Gaszufuhr	52
5.2.2 Gasverteilung bei unsymmetrischer Gaszufuhr	58
5.3 Radiale Profile zeitlich gemittelter Größen in der Gasphase	65
5.3.1 Radiale Profile der Blasengeschwindigkeit und des Blasendurchmessers bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben Düsen	66
5.3.2 Radiale Profile der Blasengeschwindigkeit und des Blasendurchmessers bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse	68
5.3.3 Häufigkeitsverteilungen der Blasengeschwindigkeit- und des Blasendurchmessers	70
5.4 Radiale Profile der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit und der turbulenten kinetischen Energie in der flüssigen Phase	74
5.4.1 Messungen bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben Düsen	74
5.4.2 Messungen bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse	79
5.5 Radiale Profile der turbulenten Schubspannung	83
5.6 Zeitliche Autokorrelationsfunktionen und spektrale Energieverteilungen	86
5.7 Zusammenfassung der Meßergebnisse	97
<b>6 Diskussion und Interpretation der Messergebnisse</b>	<b>99</b>
6.1 Änderungen der Blasenanzahl entlang der Teststrecke	99
6.2 Berechnung der turbulenten kinetischen Energie	104
6.3 Vergleich der Turbulenzdaten mit der Literatur	108
6.4 Diskussion der beobachteten Transportphänomene und Hypothesen über die auf die Blasen wirkenden Kräfte	111
6.4.1 Messungen bei symmetrischer Begasung	112



---

6.4.2 Messungen bei unsymmetrischer Begasung	113
<b>7 Schlußfolgerungen und Ausblick</b>	<b>115</b>
7.1 Schlußfolgerungen	115
7.2 Ausblick	116
<b>8 Literaturverzeichnis</b>	<b>118</b>
<b>Anhang A: Genauigkeitsklassen der verwendeten Meßgeräte</b>	<b>122</b>
<b>Anhang B: Radiale Verteilung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten in radialer und azimuthaler Richtung</b>	<b>123</b>
<b>Anhang C: Abschätzung der Blasenoberfläche</b>	<b>128</b>
<b>Anhang D: Beziehungen zur Blasenordnung</b>	<b>129</b>



---

## Abbildungsverzeichnis

Abb. 1-1:	Untersuchungen von Serizawa zeigen, daß sich mit zunehmendem Gasgehalt die höchste Gaskonzentration von der Rohrwand zur Rohrmitte verlagert [ 56 ]	6
Abb. 2-1:	Durch radiale Geschwindigkeitsgradienten in der flüssigen Phase erfahren die Blasen radiale Querkräfte, die in aufwärtsgerichteter Strömung zur Rohrwand und in abwärtsgerichteter Strömung zum Rohrzentrum gerichtet sind	14
Abb. 3-1:	Prinzipskizze der Zweiphasenversuchsanlage	18
Abb. 3-2:	Überblick über die Instrumentierung der Anlage	19
Abb. 3-3:	Der Aufbau des Blasengenerators. Zur individuellen Steuerung der Gaszufuhr können alle Gasdüsen separat geöffnet werden, so daß symmetrische und unsymmetrische Begasungen möglich sind	20
Abb. 4-1:	Schematischer Aufbau des Röntgen-Tomographen, bestehend aus einer Röntgenröhre und 63 GMZ	23
Abb. 4-2:	Polares und kartesisches Koordinatensystem bei der Auswertung der Tomographiemessungen	24
Abb. 4-3:	Gemessene Verteilung des lokalen Gasgehaltes über dem Rohrquerschnitt in der Meßebeine 3D (D=70 mm)	26
Abb. 4-4:	Schematischer Aufbau der Widerstandssonde und idealisierter Signalverlauf der beiden Sensoren bei der Detektion von Blasen	27
Abb. 4-5:	Sehnenlängen- und Blasengeschwindigkeitsverteilung in einer Blasenströmung	28
Abb. 4-6:	Aus Sehnenlängen- und Blasengeschwindigkeitsverteilung ermittelte Blasendurchmesserverteilung	29
Abb. 4-7:	Aufbau eines X-Draht-Sensors	31
Abb. 4-8:	Kalibrierung der Heißfilmsonde über der Kalibrierdüse	32
Abb. 4-9:	Zwischen den Anemometerpannungen (E1,E2) der Heißfilmsonde sowie der Anströmgeschwindigkeit und dem Anströmwinkel besteht ein eindeutiger Zusammenhang	33
Abb. 4-10:	Der Vergleich der Kalibrierkurven bei laminarer und bei turbulenter Anströmung zeigt, daß bei zu hohem Turbulenzgrad der Momentanwert der Strömungsgeschwindigkeit überschätzt wird	34
Abb. 4-11:	Radiale Verteilung der Auto- und Kreuzkorrelationen der turbulenten Schwankungen über der Kalibrierdüse	34
Abb. 4-12:	Verlauf des Spannungssignals bei der Detektion einer Blase	35
Abb. 4-13:	Separation der Gasphase aus dem Zeitsignal der Geschwindigkeit. Es treten besonders im Nachlauf der Blasen hohe Geschwindigkeiten und turbulente Schwankungen auf	36
Abb. 4-14:	Relative Änderungen der turbulenten Schwankungen durch erweiterte Separation der flüssigen Phase aus dem Originalsignal	38
Abb. 4-15:	Verteilung der Energie auf die Wirbelgrößen in einem räumlichen Energiespektrum	41

Abb. 4-16 : Aus dem Verlauf einer zeitlichen Autokorrelationsfunktion können charakteristische turbulente Zeitskalen ( $t^*$ , $T^*$ ) bestimmt werden	43
Abb. 4-17: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen der axialen und radialen Schwankungsgeschwindigkeiten	44
Abb. 4-18: Spektrale Energieverteilung in einphasiger Strömung	45
Abb. 4-19: Messung des lokalen Gasgehaltes mit unterschiedlichen Meßsystemen bei $H=70D$ , $j_l=1.44$ m/s und $\beta=5\%$ (eine Düse)	46
Abb. 4-20: Bilanzvergleich in der Gasphase und in der flüssigen Phase	47
Abb. 4-21: Vergleich einphasiger Turbulenzmessungen mit Daten von Laufer [ 31 ]	48
Abb. 4-22: Die relative Abweichung der Turbulenzmessungen ist in Blasenströmungen aufgrund längerer Meßzeiten und durch die individuellen Betriebsbedingungen größer	49
Abb. 5-1: Räumliche Verteilung der Gasphase bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben und mit einer Düse ( $j_l=0.36$ m/s, $\beta=10\%$ )	53
Abb. 5-2: Räumliche Verteilung der Gasphase bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben und mit einer Düse ( $j_l=1.08$ m/s, $\beta=5\%$ )	54
Abb. 5-3: Räumliche Verteilung der Gasphase bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben und mit einer Düse ( $j_l=1.44$ m/s, $\beta=5\%$ )	55
Abb. 5-4: Räumliche Verteilung der Gasphase bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben und mit einer Düse ( $j_l=1.44$ m/s, $\beta=10\%$ )	56
Abb. 5-5: Räumliche Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse ( $j_l=1.08$ m/s, $\beta=5\%$ bzw. $\beta=10\%$ )	60
Abb. 5-6: Höhenlinien Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse ( $j_l=1.08$ m/s, $\beta=5\%$ bzw. $\beta=10\%$ )	61
Abb. 5-7: Räumliche Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit zwei Düsen ( $j_l=1.08$ m/s, $\beta=5\%$ bzw. $\beta=10\%$ )	62
Abb. 5-8: Höhenlinien Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit zwei Düsen ( $j_l=1.08$ m/s, $\beta=5\%$ bzw. $\beta=10\%$ )	64
Abb. 5-9: Räumliche Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit einer und mit zwei Düsen ( $j_l=1.44$ m/s, $\beta=10\%$ bzw. $\beta=5\%$ )	64
Abb. 5-10: Entwicklung des Blasendurchmessers und der Blasengeschwindigkeit bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben Düsen, $j_l=1.44$ m/s	67
Abb. 5-11: Entwicklung des Blasendurchmessers und der Blasengeschwindigkeit bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse, $j_l=1.44$ m/s	69
Abb. 5-12: Geschwindigkeits- und Blasendurchmesserverteilung in Abhängigkeit der vertikalen Höhe und der radialen Meßposition bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben Düsen ( $j_l=1.44$ m/s, $\beta=10\%$ )	71
Abb. 5-13: Geschwindigkeits- und Blasendurchmesserverteilung in Abhängigkeit der vertikalen Höhe und der radialen Meßposition bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse ( $j_l=1.44$ m/s, $\beta=10\%$ )	73
Abb. 5-14: Radiale Profile der zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeit und der turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen, $j_l=0.36$ m/s	75
Abb. 5-15: Radiale Profile der zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeit und der turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen, $j_l=1.44$ m/s	76

Abb. 5-16: Radiale Profile der turbulenten kinetischen Energie bei der Begasung mit sieben Düsen und einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von $j_l=0.36$ m/s bzw. $j_l=1.44$ m/s	78
Abb. 5-17: Radiale Profile der zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeit und der turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit einer Düse, $j_l=0.36$ m/s	80
Abb. 5-18: Radiale Profile der zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeit und der turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit einer Düse, $j_l=1.44$ m/s	81
Abb. 5-19: Radiale Profile der turbulenten kinetischen Energie bei der Begasung mit einer Düse und einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von $j_l=0.36$ m/s bzw. $j_l=1.44$ m/s	82
Abb. 5-20: Radiale Profile der turbulenten Schubspannung bei symmetrischen Begasung mit sieben und mit einer Düse, $j_l=0.36$ m/s	84
Abb. 5-21: Radiale Profile der turbulenten Schubspannung bei symmetrischer Begasung mit sieben und mit einer Düse, $j_l=1.44$ m/s	85
Abb. 5-22: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen einer einphasigen Strömung in der Meßebe 5D und 70D und in Abhängigkeit von der radialen Meßposition, $j_l=0.36$ m/s	88
Abb. 5-23: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen einer Blasenströmung in der Meßebe 5D und 70D und in Abhängigkeit von der radialen Meßposition ( $j_l=0.36$ m/s, $\beta=5\%$ )	89
Abb. 5-24: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen einer einphasigen Strömung in der Meßebe 5D und 70D und in Abhängigkeit von der radialen Meßposition, $j_l=1.44$ m/s	90
Abb. 5-25: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen einer Blasenströmung in der Meßebe 5D und 70D und in Abhängigkeit von der radialen Meßposition ( $j_l=1.44$ m/s, $\beta=5\%$ )	91
Abb. 5-26: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie über der Schwankungsfrequenz in einphasiger Strömung, $j_l=0.36$ m/s	93
Abb. 5-27: Verteilung der turbulenten Energie über der Frequenz der turbulenten Schwankungen in zweiphasiger Strömung ( $j_l=0.36$ m/s, $\beta=5\%$ )	94
Abb. 5-28: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie über der Frequenz der turbulenten Schwankungen in einphasiger Strömung, $j_l=1.44$ m/s	95
Abb. 5-29: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie über der Frequenz der turbulenten Schwankungen in zweiphasiger Strömung ( $j_l=1.44$ m/s, $\beta=5\%$ )	96
Abb. 6-1: Vergleich zwischen dem nach Gleichung (6-2) berechneten Gasvolumenstrom $\dot{V}_{g,ist}$ mit dem eingestellten Gasvolumenstrom $\dot{V}_{g,soll}$	100
Abb. 6-2: Schematische Darstellung der simulierten Blasenordnung	102
Abb. 6-3: Berechnungen des Gasgehaltes an der Kanalwand zeigen die Abhängigkeit des Gasgehaltes von der Blasenordnung	102
Abb. 6-4: Der Vergleich zwischen den berechneten Blasenordnungen und der Messung zeigt gute Übereinstimmung der radialen Gradienten in der ersten Blasenenebe	103

---

Abb. 6-5:	In Blasenströmungen läßt sich das Turbulenzverhalten qualitativ in Abhängigkeit von der Wasser- sowie der Gasleerrohrgeschwindigkeit vorhersagen, s. Kataoka et al. [ 24 ]	104
Abb. 6-6:	Vergleich der errechneten und gemessenen radialen Profile der turbulenten kinetischen Energie in ein- und zweiphasiger Strömung	106
Abb. 6-7:	Vergleich der Quell- und Senkenterme in ein- und zweiphasiger Strömung	107
Abb. 6-8:	Vergleich der radialen Profile der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit der flüssigen Phase und des lokalen Gasgehaltes	109
Abb. 6-9:	Vergleich der ein- und zweiphasigen Turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten in axialer Richtung	110
Abb. 6-10:	Linien gleicher Schwärzung, Nikuradse [ 43 ]	114
Abb. B-1:	Radiale Profile der zeitlich gemittelten radialen und azimuthalen turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen, $j_j=0.36$ m/s	124
Abb. B-2:	Radiale Profile der zeitlich gemittelten radialen und azimuthalen turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen, $j_j=1.44$ m/s	125
Abb. B-3:	Radiale Profile der zeitlich gemittelten radialen und azimuthalen turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit einer Düse, $j_j=0.36$ m/s	126
Abb. B-4:	Radiale Profile der zeitlich gemittelten radialen und azimuthalen turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit einer Düse, $j_j=1.44$ m/s	127

---

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 2-1:	Erläuterung der einzelnen Terme von Gleichung (2-15)	16
Tabelle 4-1:	Kriterien bei der Filterung des Blasensignales	36
Tabelle 4-2:	Hypothetische Bestimmung der Turbulenzgrößen in einer Wasserströmung nach Hofmeister [ 19 ]	40
Tabelle 5-1:	Symmetrische und unsymmetrische Begasungsarten im Blasengenerator	51
Tabelle 5-2:	Meßmatrix der Experimente für den Einsatz mit dem Röntgen-Tomograph	51
Tabelle 5-3:	Meßmatrix der Experimente für den Einsatz mit der Heißfilmsonde und der Widerstandssonde	52
Tabelle 5-4:	Ausgewertete integrale Länge nach den Daten von Abb. 5-22	88
Tabelle 5-5:	Ausgewertete integrale Länge nach den Daten von Abb. 5-23	89
Tabelle 5-6:	Ausgewertete integrale Länge nach den Daten von Abb. 5-24	90
Tabelle 5-7:	Ausgewertete integrale Länge nach den Daten von Abb. 5-25	91
Tabelle 5-8:	Die Auswertung der Dissipationslängen in einphasiger Strömung, $j_i=0.36$ m/s	93
Tabelle 5-9:	Die Auswertung der Dissipationslängen in zweiphasiger Strömung ( $j_i=0.36$ m/s, $\beta=5\%$ )	94
Tabelle 5-10:	Die Auswertung der Dissipationslängen in einphasiger Strömung, $j_i=1.44$ m/s	95
Tabelle 5-11:	Die Auswertung der Dissipationslängen in zweiphasiger Strömung ( $j_i=1.44$ m/s, $\beta=5\%$ )	96
Tabelle 6-1:	Anhand der Blasenfrequenz ist bei symmetrischer Begasung je nach Gaszufuhr Koaleszenz bzw. das Aufbrechen von Blasen zu beobachten	101
Tabelle 6-2:	Versuchsbedingungen bei den Testanlagen von Liu [ 36 ] und Wang[ 66 ]	108
Tabelle A-1:	Genauigkeitsklassen der, für die Betriebsführung der Versuchsanlage verwendeten Meßgeräte	122





---

## Nomenklatur

### Lateinische Buchstaben

$A_{bl}$	$[m^2]$	Querschnittsfläche einer Blase
$A_K$	$[m^2]$	Projektionsfläche einer Kugel
$A_{Rohr}$	$[m^2]$	Rohrquerschnitt
C	[-]	Koeffizienten, Konstanten
$d_B$	[m]	Blasendurchmesser
D	[m]	Rohrdurchmesser
DS	[V/s]	Spannungsgradient
E	$[m^3/s^2]$	spektrale Energieverteilung
$\tilde{E}$	[V]	Schätzwert der Spannung
$E_1$	[V]	Spannung Sensor 1
$E_2$	[V]	Spannung Sensor 2
$f(x,y)$		Dichtefunktion über dem Rohrquerschnitt
f	[1/s]	Frequenz
$f_g$	[1/s]	Grenzfrequenz
g	$[m/s^2]$	Erdbeschleunigung
H	[m]	vertikale Meßebeine
I	[A]	elektrischer Strom
$I_0$	[Phot./m <sup>2</sup> s]	Strahlungsintensität am Meßaufnehmer bei Abwesenheit des Meßobjektes
$I_s$	[Phot./m <sup>2</sup> s]	Die am Meßaufnehmer nach Durchstrahlen des Objektes gemessene Strahlungsintensität
$l_{TP}$	[m]	Mischungsweglänge (zweiphasig)
$l_{SP}$	[m]	Mischungsweglänge (einphasig)
j	[m/s]	Leerrohrgeschwindigkeit = $\dot{V}/A_{Rohr}$
k	$[m^2/s^2]$ [1/m]	turbulente kinetische Energie Wellenzahl
$K_1, K_2$	[-]	Konstanten
M	$[N/m^3]$	Summe der Zwischenphasenkräfte
$\dot{N}$	[1/s]	Blasenfrequenz
Nu	[-]	Nusseltzahl
$O_B$	$[m^2]$	Blasenoberfläche
P	[W]	Leistung

---

$p$	[bar] [-]	statischer Druck Bildpunkt bei der Computertomographie Messung
$p_1, p_2, p_3$	[-]	Konstanten bei Signalfilterung (HfS)
$Pr$	[-]	Prandtlzahl
$r(x,y,z)$	[m]	Ortsvektor
$R$	[m] [ $\Omega$ ] [-]	Rohrradius elektrischer Widerstand normierte Korrelationsfunktion
$Re$	[-]	Reynoldszahl
$\Delta s$	[m]	axialer Sensorabstand bei der Widerstandssonde
$s$	[m] [m]	Sehnenlängen Strahlweg (Röntgenstrahl)
$S$	[V]	Schwellwert
$T$	[K]	Temperatur
$T^*$	[s]	integrales Zeitmaß
$Tu$	[-]	Turbulenzgrad
$t$	[s]	Zeit
$t_A$	[s]	Anstehzeit
$t_L$	[s]	Laufzeit
$t^*$	[s]	Zeitmaß für die turbulente Dissipation
$u$	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor
$U, V, W$	[m/s]	Komponenten der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit
$U_\tau$	[m/s]	Wandschubspannung
$U_c$	[m/s]	Geschwindigkeit in der Mitte der Strömung
$V$	[m <sup>3</sup> ]	Volumen
$\dot{V}$	[m <sup>3</sup> /s]	Volumenstrom
$x,y,z$	[m]	kartesische Koordinaten
$z, r, \varphi$	[m]	zylinder Koordinaten

### Griechische Buchstaben

$\Phi$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	turbulente Quell- und Senkenterme
$\Gamma$	[kg/(m <sup>3</sup> s)]	Massenstrom über die Phasengrenzfläche
$\Lambda$	[m]	integrales Längenmaß
$\alpha$	[-]	lokaler Gasgehalt
$\alpha_c$	[-]	lokaler Gasgehalt im Zentrum der Strömung

---

$\beta$	[-]	relativer volumetrischer Gasgehalt
$\beta_1, \beta_2$	[-]	Konstanten
$\chi$	[-]	Phasendichtefunktion
$\varepsilon$	$[m^2/s^3]$ [m]	Dissipationsrate der kinetischen Energie der Turbulenz Blasenabstand
$\phi$	[°]	Drehwinkel des Röntgen-Tomographen
$\gamma$	[m]	Wandabstand
$\gamma_1$	[-]	Konstante
$\eta$	[m]	Kolmogoroff'scher Längenmaßstab
$\kappa$	[-]	Diffusionskoeffizient
$\lambda$	[m]	Dissipationslänge
$\mu$	[kg/(ms)]	dynamische Viskosität
$\mu_t$	[kg/(ms)]	Wirbelviskosität
$\mu(x,y)$	[1/m]	Schwächungs- bzw. Absorptionskoeffizient, abhängig von der Strahlungsenergie und dem durchstrahlten Medium.
$\nu$	$[m^2/s]$	kinematische Viskosität
$\rho$	$[kg/m^3]$	Dichte
$\sigma$	[N/m]	Oberflächenspannung
$\tau$	[N]	Schubspannungstensor
$\tau^*$	[s]	Kolmogoroff'scher Zeitmaßstab
$\tau_1$	[s]	Anstehzeit Sensor 1
$\tau_2$	[s]	Anstehzeit Sensor 2
$\mathcal{T}$	[s]	Meßzeit
$\upsilon$	[°]	Rotationswinkel bei Heißfilmsondenmessung
$\zeta$	[-]	Druckverlustkoeffizient

## **Indizes**

### *tiefgestellt*

B	Blase
c	Strömungszentrum
d	Widerstandskraft
g	Gasphase
i,j	Indizierung in kartesischen Koordinaten

---

k	l, g
$\ell$	radiale Kraft
l, $\ell$	Wasserphase
t	turbulent
uu	Korrelation der axialen Geschwindigkeit
vm	virtuelle Massenkraft
vv	Korrelation der radialen Geschwindigkeit

hochgestellt

-	zeitlicher Mittelwert Mittlung mit $\alpha_k$
^	Mittlung mit $\alpha_k \hat{\rho}$
t	turbulent

Symbole und Abkürzungen

< >	statistische Mittelung
CTA	Konstant-Temperatur Anemometrie
Dis1P	einphasiger Dissipationsterm
Dis2P	zweiphasiger Dissipationsterm
Diff	Diffusionsterm
GMZ	Geiger-Müller Zählrohr
HfS	Heißfilmsonde
LDA	Laser-Doppler Anemometrie
pdf	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
Prod1P	einphasiger Produktionsterm
Prod2P	zweiphasiger Produktionsterm
RMS	Standardabweichung
ZPK	Zwischenphasenkraft

---

## 1 Einleitung

In technischen Systemen treten häufig Zweiphasenströmungen auf, z. B. in Kühltürmen, bei der Erdölförderung, in Siedewasserreaktoren oder in Dampferzeugern. Dabei sind Kenntnisse über die optimalen Betriebsbereiche oder die Sicherheit und Zuverlässigkeit der Anlagen notwendig. So kommt es z. B. in Dampferzeugern zur Ausbildung von Siedevorgängen, bei denen je nach Siedevorgang, z. B. Blasensieden oder Filmsieden, deutliche Unterschiede im Wärmeübergangsverhalten auftreten. Bei falscher Auslegung der Komponenten in Zweiphasenanlagen kann es deshalb zu Störungen im Betrieb oder sogar zur Abschaltung der gesamten Anlage kommen.

Die strömungstechnische Auslegung von Zweiphasenanlagen erfolgt mit numerischen Rechencodes, die unter anderem empirische Korrelationen aus Zweiphasenexperimenten beinhalten. Gerade im Ingenieurwesen werden oft Korrelationen zur Berechnung integraler Parameter wie mittlere Geschwindigkeit, Druckverlust oder Massenaustausch verwendet. Aufgrund der vielfältigen Struktur der Zweiphasenströmung sind diese Korrelationen oft problemspezifisch und nicht allgemein anwendbar. Um die lokalen physikalischen Eigenschaften zu untersuchen, werden daher mit Hilfe der Differentialanalysis die Erhaltungsgleichungen für das gesamte Strömungsfeld durch geeignete mathematische Modelle erstellt und die zwischen den Phasen auftretenden Wechselwirkungen modelliert. Diese Modelle befinden sich derzeit erst in der Entwicklung und sind nicht universell anwendbar. Neue Modelle sowie deren Gültigkeit kann man dabei nur anhand von experimentellen Daten entwickeln bzw. überprüfen.

In Zweiphasenströmungen finden im Unterschied zu einphasigen Strömungen durch die Anwesenheit der Phasengrenzfläche Massen-, Impuls- und Energieaustauschvorgänge statt. Sie werden angetrieben durch Diskontinuitäten in den Stoff- bzw. den thermo- und fluiddynamischen Eigenschaften. Je nach Gasanteil, Turbulenzgrad der flüssigen Phase und Strömungsrichtung, vertikal aufwärts/abwärts oder horizontal, entstehen verschiedene Strömungsformen, z. B. Blasenströmung, Pfropfenströmung, Tröpfchenströmung. Aufgrund der vielfältigen Unterschiede und der dabei auftretenden komplexen Strömungsstruktur verhält sich jede dieser Strömungsformen anders. Infolgedessen ist es schwierig, allgemeine Modelle für das Verhalten von Zweiphasenströmungen zu bestimmen.

Besonders bei der Berechnung von Blasenströmungen mit Zwei-Fluid-Modellen sind Kenntnisse über das lokale Verhalten der verschiedenen Strömungsgrößen notwendig, um die theoretischen Modelle verifizieren bzw. neue entwickeln zu können. Speziell bei der statistischen Betrachtung turbulenter Blasenströmungen müssen, je nach Diskretisierungsart in den Rechencodes, Turbulenzmodelle berücksichtigt werden, welche z. B. Aussagen über die Wirbelviskosität bzw. über die Dissipation und die Erzeugung turbulenter kinetischer Energie erlauben. Neben derartigen zum Teil empirischen Modellen, die direkt bei der Formulierung der Erhaltungsgleichungen berücksichtigt werden, müssen in Rechenmodellen zusätzlich Rand- und Anfangsbedingungen in Form von z. B. experimentell bestimmten

Profilen der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten der Gas- und der Wasserphase, deren turbulenten Schwankungen, des mittleren Blasendurchmessers oder des lokalen Gasgehaltes bei der Strömungsberechnung vorgegeben werden.

Im weiteren sind für die Beschreibung und Formulierung der zwischen den Phasen wirkenden Wechselwirkungskräfte, Kenntnisse über die lokalen Eigenschaften von Blasenströmungen notwendig. In Blasenströmungen werden als Zwischenphasenkräfte z. B. Reibungskräfte, senkrecht zur Hauptströmung wirkende Kräfte ("lift force"), Trägheitskräfte sowie Beschleunigungskräfte ("virtuelle Massenkraft") beobachtet. Modelle für ihre Berechnungen werden aus Untersuchungen an Einzelblasen oder Kugelumströmungen abgeleitet, auf Blasenströmungen durch Anpassung der Koeffizienten an experimentelle Ergebnisse übertragen und in die entsprechenden Rechenprogramme implementiert. Wichtige Größen sind z. B. die Differenzgeschwindigkeiten zwischen den Phasen, der Blasendurchmesser oder radiale Geschwindigkeitsgradienten der flüssigen Phase. Da die theoretischen Kenntnisse in Blasenströmungen noch unzureichend sind, können derartige Daten nur aus experimentellen Untersuchungen gewonnen werden.

In der chemisch-technischen Anwendung werden Blasenströmungen vor allem durch den lokalen Gasgehalt, den mittleren Blasendurchmesser und die spezifische Phasengrenzfläche charakterisiert, s. Meusel [ 40 ], [ 41 ], Storhas [ 61 ]. Besonders bei der Auslegung von chemischen Reaktoren mit dem Ziel, einen intensiven Stoffübergang zwischen den Phasen zu erreichen, stellt die spezifische Phasengrenzfläche eine wesentliche Kenngröße dar. Dabei wird diese unter anderem durch Koaleszenz- bzw. Dispergierungsvorgänge verkleinert oder vergrößert. Beeinflusst wird die Blasenkoaleszenz bzw. -dispergierung durch interpartikuläre Wechselwirkungskräfte und durch turbulente Schwankungen der flüssigen Phase.

Neben dem Einfluß der turbulenten Schwankungen der flüssigen Phase auf das Koaleszenzverhalten der Blasen ist deren Wirkung auf die räumliche Umverteilung der Gasphase unklar. Vorstellbar ist, daß Wirbel in der Größenordnung des Blasendurchmessers fähig sind, Blasen durch sogenannte turbulente Diffusionskräfte zu transportieren. Abgesehen von diesem Einfluß der Turbulenz auf die Blasen beeinflussen die Blasen ihrerseits durch den Impulsaustausch über die Phasengrenzfläche das Turbulenzfeld der flüssigen Phase. Durch diesen Impulsaustausch zwischen kontinuierlicher Phase und Gasphase kommt es je nach Strömungskonfiguration und Meßposition zu niedrigeren oder höheren Turbulenzgraden im Vergleich zur einphasigen Strömung. Vornehmlich bei niedrigen mittleren Strömungsgeschwindigkeiten entstehen durch Wirbelbildungen im Blasenachlauf hohe Turbulenzen, während bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten die Turbulenz vernichtet wird.

Für das Verständnis der in vertikalen Blasenströmungen auftretenden Phänomene sowie für die Entwicklung und Verbesserung von bestehenden Modellen sind Untersuchungen der lokalen Strömungseigenschaften in Labor- und Technikumsanlagen notwendig, die dann als Datenbasis für theoretische Ansätze dienen können. Von Interesse für das Verständnis der Phänomene sowie für die Modellentwicklung sind z. B. Untersuchungen in sich entwickelnder vertikaler Blasenströmung. Aus diesen Untersuchungen können Auf-

schlüsse über die lokale Umverteilung der Gasphase bei der Durchströmung der Teststrecke, z. B. bei unterschiedlichen Begasungen und unterschiedlichen Blasengrößen sowie Aussagen über die für die Umverteilung verantwortlichen Zwischenphasenkräfte gewonnen werden. Über die dabei auftretenden Wechselwirkungen zwischen Blase/Blase und Blase/Fluid können Aussagen zur Blasenkoaleszenz oder zu den auftretenden Zwischenphasenkräften gemacht werden. Außerdem kann das Zusammenwirken der unterschiedlichen Phasen bei der Entstehung oder Vernichtung turbulenter Energie verfolgt und interpretiert werden.

### 1.1 Literaturüberblick über vertikale, turbulente Blasenströmungen

In den letzten 30-40 Jahren wurden umfangreiche experimentelle und theoretische Untersuchungen auf dem Gebiet der Zweiphasenströmungen durchgeführt. Untersucht wurde der Übergang von Blasenströmung zu Pfropfenströmung, die Turbulenz der flüssigen Phase sowie die Verteilung der Gasphase. Das Ziel dieser Untersuchungen war die Erweiterung des physikalischen Verständnisses über die an den Blasen wirkenden Kräfte, die Wechselwirkungen zwischen Blase / Blase und Blase / Fluid und der Einfluß des Blasendurchmessers auf die Ausbildung lokalen Phasenverteilung. Parallel dazu wurden numerische Verfahren entwickelt, um eine Berechnung der Strömung zu ermöglichen. Ausgehend von einfachen Bilanzgleichungen wurden die Ansprüche an die Berechnung der Strömung immer größer, so daß die Bilanzgleichungen immer komplexer wurden. Es wurden dabei z. B. Turbulenzmodelle entsprechend den Erfahrungen aus einphasigen Strömungsuntersuchungen entwickelt sowie Korrelationen, die die Wechselwirkung zwischen Blase und Fluid beschreiben, implementiert (z. B. Lee et al. [ 34 ]).

Erste Auslegungen von Zweiphasenanlagen erfolgten mit empirischen Ansätzen, die nur für den experimentell untersuchten Bereich gültig sind, oder anhand von einfachen Ein-Fluid-Modellen, z. B. dem homogenen Strömungsmodell oder dem Schlupfmodell. Bei der Anwendung des homogenen Modells wird die Differenzgeschwindigkeit zwischen den Phasen vernachlässigt, so daß die Strömung ähnlich wie bei einphasigen Strömungsuntersuchungen betrachtet werden kann.

Einer der ersten, der Strömungsberechnungen mit einem homogenen Strömungsmodell durchführte, war Bankoff [ 2 ]. In dem von ihm verwendeten Modell wurde die radiale Verteilung der Geschwindigkeit  $\bar{U}(r)$  und der Gaskonzentration  $\bar{\alpha}(r)$  durch Potenzgesetze beschrieben, Gleichung (1-1) und (1-2). Er nahm dabei an, daß die Gaskonzentration in der Mitte der Strömung am größten ist und zur Kanalwand stetig abnimmt.

Als Weiterentwicklung des homogenen Strömungsmodells wurde von Zuber und Findlay [ 69 ] ein "Drift-Flux" (Schlupf-) Modell entwickelt, in dem bei der Analyse von Zweiphasenströmungen der Schlupf zwischen den Phasen berücksichtigt wird. Die Verteilung der Gasphase wurde ebenfalls wieder mit Hilfe eines Potenzgesetzes formuliert.

$$\frac{\bar{U}(r)}{\bar{U}_c} = \left(\frac{r}{R}\right)^{1/m} \quad (1-1)$$

$$\frac{\bar{\alpha}(r)}{\bar{\alpha}_c} = \left(\frac{r}{R}\right)^{1/n} \quad (1-2)$$

Um das Turbulenzfeld in der flüssigen Phase beschreiben zu können, wurden von Levy [ 35 ] die Prandtl'sche Mischungswegtheorie für einphasige Strömungen in einem Ein-Fluid Modell berücksichtigt und auf Blasenströmungen angewandt. Er verwendete dabei einen Ansatz von van Driest für einphasige Strömungen und berechnete damit die Dichte- und die Druckverteilung für Zweiphasenströmungen. Für die Beschreibung der lokalen Verteilung der Gasphase wurde wiederum ein Potenzgesetz angenommen. Es konnten damit gute Übereinstimmungen zwischen den aus Experimenten bestimmten und den errechneten Lockhart-Martinelli-Parametern erzielt werden.

Ebenfalls für ein Ein-Fluid-Modell wurde ein weiterer Turbulenzansatz von Sato et al. [ 45 ] formuliert. Sie nahmen an, daß sich die Geschwindigkeitsschwankungen in der flüssigen Phase aus Schwankungsgeschwindigkeiten der einphasigen Strömung ( $u'$ ,  $v'$ ) und aus durch die Blasenbewegung ( $u''$ ,  $v''$ ) verursachten Schwankungen zusammensetzen. Für die Betrachtungen in der flüssigen Phase wurde ein von Reichard formulierter Ansatz für die Wirbelviskosität verwendet. Aus diesen Betrachtungen entwickelten die Autoren eine analytische Beziehung für die Abschätzung der zusätzlichen, von den Blasen erzeugten Turbulenz sowie eine Grundgleichung für die Berechnung der Geschwindigkeitsprofile der flüssigen Phase. Ein Vergleich mit experimentellen Daten zeigte gute Übereinstimmungen im Strömungszentrum und schlechtere Übereinstimmungen im Wandbereich. Bei weiteren Untersuchungen von Sato et al. [ 46 ], [ 47 ] wurde das Modell verbessert, für Wärmeübergangsberechnungen erweitert und mit eigenen experimentellen Daten und mit Daten von anderen Experimentatoren überprüft. Es konnten z. B. gute Übereinstimmungen zwischen den gemessenen und den errechneten Geschwindigkeitsprofilen erzielt werden. Befriedigende Übereinstimmungen wurden beim Vergleich von vorhergesagten und gemessenen Temperaturprofilen erreicht.

Infolge der starken Vereinfachungen bei der Beschreibung der Mechanismen in Blasenströmungen können Ein-Fluid-Modelle nur in beschränktem Maß eingesetzt werden. Um detailliertere Aussagen über die in Zweiphasenströmungen auftretenden mehrdimensionalen Phänomene machen zu können, entwickelte Ishii [ 26 ] ein dreidimensionales Zwei-Fluid-Modell. In diesem Modell werden, jeweils separat für jede Phase, die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie formuliert. Verknüpft sind die beiden Phasen über die Zwischenphasenterme, die sich aus empirischen Ergebnissen und theoretischen Überlegungen zusammensetzen. Schwierigkeiten bestehen hier in der richtigen Beschrei-



bung der Transfermechanismen an den Phasengrenzflächen, da diese mit der Bewegung der Blasen durch das Fluid sowie der Oberflächengeometrie der Blasen gekoppelt sind.

Erste erfolgreiche Berechnungen der Phasenverteilung mit einem Zwei-Fluid-Modell für eine stationäre, quasi entwickelte, turbulente Luft-Wasser-Blasenströmung wurden von Drew und Lahey [ 12 ], [ 13 ], [ 14 ] für den Fall einer vertikalen Rohrströmung mit zeitlich gemittelten Erhaltungsgleichungen durchgeführt. Sie stellten dabei fest, daß die Turbulenzverteilung der flüssigen Phase und die anisotrope Natur der Zweiphasenturbulenz entscheidend für die lokale Gasverteilung ist. Obwohl alle radialen Zwischenphasenkräfte vernachlässigt wurden, konnte mit dem Modell qualitativ, das aus Experimenten bekannte Phänomen der hohen Gaskonzentration an der Kanalwand, bei aufwärtsgerichteter Strömung, nachvollzogen werden.

In einer weiteren Arbeit von Lahey [ 28 ] verwendete er das von Ishii entwickelte Zwei-Fluid-Modell, mit denselben Annahmen wie Drew und Lahey [ 14 ] sowie unter Verwendung eines analytischen Ausdruckes zur Beschreibung der axialen Turbulenzintensität nach experimentellen Ergebnissen von Theofanous [ 62 ]. Außerdem wurden bei diesen Berechnungen radiale Auftriebskräfte (Kutta-Joukowski-Kraft) in der Impulsgleichung berücksichtigt, die für eine Kugel mit starrer Oberfläche in einer Poiseuille-Strömung abgeleitet wurden. Mit diesen Annahmen wurde die Gasverteilung in aufwärts- und abwärtsgerichteter Strömung berechnet. Es konnten gute Übereinstimmungen mit experimentellen Daten von Lee und Durst [ 33 ] sowie von Mitchiyoshi et al. [ 42 ] erzielt werden.

In neueren theoretischen Arbeiten werden bei der Berechnung turbulenter Blasenströmungen Turbulenzmodelle höherer Ordnung, z. B.  $k-\varepsilon$  (Lee et al. [ 34 ]) oder  $\tau-\varepsilon$  (Bertodano et al. [ 4 ]) verwendet, um den Einfluß des Turbulenzfeldes der flüssigen Phase auf den Blasenransport zu untersuchen. Die Ergebnisse zeigen, daß für den radialen Blasenransport die Reynoldsspannungen d. h. die Turbulenz der Strömung sowie radial wirkende Zwischenphasenkräfte (z. B. Kutta-Joukowski-Kräfte) verantwortlich sind.

Experimentelle Arbeiten konnten im Laufe der Jahre zeigen, daß eine homogene Betrachtungsweise von Blasenströmungen nur eingeschränkt möglich ist. Dies zeigen z. B. die Auswertungen der umfangreichen experimentellen Untersuchungen von Jones [ 21 ] in einem vertikalen rechteckigen Kanal. Dabei wurde von ihm unter anderem der Übergang von Blasenströmung zu Ringströmung und die dabei auftretenden unterschiedlichen Strömungsmuster untersucht.

In einer viel beachteten Arbeit von Serizawa [ 53 ] und in weiteren Arbeiten von Serizawa et al. [ 55 ], [ 56 ], [ 57 ] wurden mit Widerstandssonden und Heißfilmsonden in einer vertikalen, aufwärtsgerichteten Rohrströmung die radialen Verteilungen des lokalen Gasgehaltes, der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit der flüssigen Phase sowie deren axiale turbulente Schwankungen gemessen. Die Messungen wurden in der Meßebebene  $H=30D$  bei einem Rohrdurchmesser von  $D=60$  mm durchgeführt. Bei systematischer Änderung des Gasgehaltes konnte von den Autoren festgestellt werden, daß sich mit zunehmendem Gasgehalt beim Übergang von Blasenströmung zu Pfropfenströmung die hohe

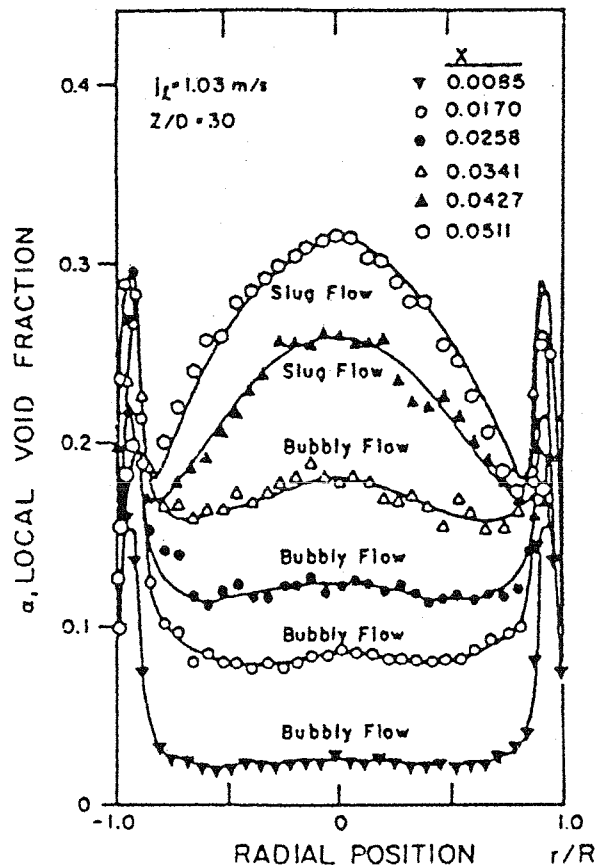


Abb. 1-1: Untersuchungen von Serizawa zeigen, daß sich mit zunehmendem Gasgehalt die höchste Gaskonzentration von der Rohrwand zur Rohrmitte verlagert [ 56 ]

Gaskonzentration an der Wand in das Zentrum der Strömung verlagert, siehe Abb. 1-1. Im weiteren wurde von Serizawa beobachtet, daß in einigen Fällen im radialen Verlauf der axialen, turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit des Wassers die axiale Schwankungsgeschwindigkeit in der Blasenströmung niedriger war als in der einphasigen Strömung.

Detaillierte Untersuchungen von Phasenverteilungsphänomenen in Rohren wurden z. B. von Wang [66] und Liu [36] durchgeführt. Von Wang wurden aufwärts- und abwärtsgerichtete, turbulente Blasenströmungen untersucht. Gemessen wurden die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten in drei Dimensionen. Die Ergebnisse zeigten unter anderem, daß die radiale Gasverteilung von der Strömungsrichtung, aufwärts oder abwärts, abhängt. In aufwärtsgerichteten Strömungen beobachtete er eine hohe Blasenkonzentration an der Rohrwand, während in abwärtsgerichteten Strömungen die Blasen sich im Zentrum der Strömung konzentrierten. Daneben konnte auch Wang zeigen, daß bei hohen Reynolds-Zahlen die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen der flüssigen Phase lokal niedriger sein können als die Schwankungsgeschwindigkeiten in einphasigen Strömungen an derselben Stelle. Ähnliche Untersuchungen wurden von Liu in aufwärtsgerichteter Blasenströmung bei geringeren maximalen Gasvolumenströmen durchgeführt. In beiden Fällen wurden alle relevanten Größen der flüssigen Phase und der Gasphase in nahezu ausgebildeter Strömung gemessen.

In einer Veröffentlichung von Serizawa [ 57 ] wurden von dem Autor verschiedene experimentelle Ergebnisse von Serizawa [ 55 ], Michiyoshi [ 42 ] und Wang [ 66 ] miteinander verglichen. Die Versuche wurden dabei unter ähnlichen Bedingungen durchgeführt, mit geringfügigen Abweichungen bei der Gaszuführung. Die Abweichungen der Meßdaten führte Serizawa auf die Unterschiede in der Gaszuführung zurück. Er folgerte daraus, daß die Strömungsbedingungen am Eintritt in die Teststrecke, z. B. die sich durch die Art der Blasenzeugung einstellende Größe und Anordnung der Blasen, die Gasverteilung beeinflussen. Eine Abhängigkeit zwischen radialer Blasenwanderung und Blasengröße konnte unter anderem von Sekoguchi et al. [ 49 ], Kariyasaki et al. [ 22 ], Serizawa et al. [ 59 ] und Zun [ 49 ] aufgezeigt werden.

In einer Arbeit von Liu [ 38 ] wurde der Einfluß der Blasengröße auf die Entwicklung der Gasverteilung in einer vertikalen aufwärtsgerichteten Rohrströmung untersucht. Mit einem neu entwickelten Blasen-generator konnte Liu die Blasengröße im Eintrittsbereich in die Teststrecke variieren. Gemessen wurde in den Meßebenen 30D, 60D, 90D und 120D. Die Meßergebnisse zeigten, daß das Strömungsmuster und die radiale Blasenverteilung sehr sensibel auf die Variation der Blasengröße reagieren. Blasen mit einem charakteristischen Durchmesser kleiner als ca. 5 mm wandern zur Kanalwand, während größere Blasen sich in der Mitte der Strömung konzentrieren. Dabei entsteht bei Blasendurchmessern über 5 mm mit zunehmender Blasengröße eine Mischung aus Blasen- und Pfropfenströmung. Diese Ergebnisse zeigen, daß bei der Berechnung von Blasenströmungen mit numerischen Modellen, die über einen weiten Bereich gültig sein sollen, die Blasengrößen berücksichtigt werden müssen. Besonders bei der Formulierung der Zwischenphasenkräfte ist der Blasendurchmesser ein wichtiger Parameter.

In jüngster Zeit wird verstärkt der Einfluß der Blasen auf das Turbulenzfeld der flüssigen Phase in Blasenströmungen diskutiert. In Arbeiten von Serizawa [ 58 ] und Kataoka [ 23 ], [ 24 ] wird der Impulsaustausch der großen Wirbelelemente der flüssigen Phase mit der Blasenoberfläche für die - im Vergleich zu einphasigen Strömungen - beobachteten geringeren Schwankungsgeschwindigkeiten in Blasenströmungen verantwortlich gemacht. Die numerischen Analysen der Autoren haben gezeigt, daß die Blasen in der Lage sind turbulente kinetische Energie zu produzieren und zu absorbieren.

## **1.2 Ziele dieser Arbeit und Vorgehensweise**

Die bisher durchgeführten theoretischen und experimentellen Untersuchungen von vertikalen, turbulenten Blasenströmungen haben gezeigt, daß eine Reihe von lokalen Einflußgrößen für die in der Strömung auftretenden physikalischen Phänomene verantwortlich sind. Einflußgrößen sind z. B. der Blasendurchmesser, die Blasen-geschwindigkeit, die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit der flüssigen Phase sowie deren turbulente Schwankungen. Bei den Untersuchungen wurde deutlich, daß für die Analyse der in Blasenströmungen auftretenden Phänomene sowie für die Verifizierung und Entwicklung von

numerischen Berechnungsverfahren umfangreiche Experimente notwendig sind. Dabei wurden bisher keine systematischen Untersuchungen der Einflußgrößen in Abhängigkeit von der lokalen Gaszufuhr sowie der Entwicklung der Strömung durchgeführt, um die Wirkung dieser Parameter auf den Blasen-transport zu analysieren.

Das Ziel dieser Arbeit ist, mit Hilfe von Experimenten den Blasen-transport und die Entwicklung der Phasenverteilung über dem Rohrquerschnitt, entlang einer vertikalen Rohrstrecke, in turbulenter Gas-Wasser-Blasenströmung zu untersuchen und die auftretenden Phänomene anhand der verschiedenen Meßgrößen zu interpretieren. Durch die Veränderung der Strömungsprofile am Eintritt der Blasenströmung in die Teststrecke soll der Einfluß der Begasung auf die Entwicklung der Strömung untersucht werden. Dazu wird die lokale Gaszufuhr im Blasen-generator am Eintritt der Strömung in die Teststrecke verändert. Neben dem volumetrischen Gasgehalt ( $\beta=5\%$ ,  $10\%$ ) wird außerdem die Wasserleerrohr-geschwindigkeit variiert ( $j_l/Re_l=0.36 \text{ m/s} / 0.25 \cdot 10^5$ ,  $1.08 \text{ m/s} / 0.75 \cdot 10^5$ ,  $1.44 \text{ m/s} / 1.0 \cdot 10^5$ ). Die Messungen werden mit verschiedenen Meßsystemen durchgeführt, um die unterschiedlichen Meßgrößen in der Gasphase und der flüssigen Phase zu bestimmen. Gemessen wird mit einem Röntgen-Tomographen, einer Zwei-Sensor-Widerstandssonde und mit einer Heißfilmsonde.

Die Interpretation der Meßdaten soll Aufschluß über die Verteilungsmechanismen der Gasphase entlang der Teststrecke bei symmetrischer und unsymmetrischer Gaszufuhr sowie über den quasi ausgebildeten Zustand der Gasprofile am Ende der Teststrecke geben. Außerdem werden Aufschlüsse über den Einfluß des Gasgehaltes und der Strömungsgeschwindigkeit auf den Vorgang der Umverteilung erwartet.

Mit Meßergebnissen radialer Profile der Blasenfrequenz und des mittleren Blasen-durchmessers sollen bei symmetrischer Begasung Auswertungen zur Blasen-koaleszenz sowie Aussagen über die Notwendigkeit der Berücksichtigung von Blasen-größenklassen in numerischen Rechencodes erfolgen.

Die Messungen turbulenter Größen in der flüssigen Phase und deren Änderung entlang der Teststrecke sollen Hinweise auf den Transport turbulenter kinetischer Energie von der Wand in die Mitte der Strömung geben und den Einfluß der Blasen auf die Ausbildung der Turbulenz aufzeigen. Dazu sollen mit Hilfe der statistischen Turbulenzanalyse Zeitsignale der Geschwindigkeit ausgewertet und die Frequenzverteilung der axialen Turbulenzenergie diskutiert werden. Die Bestimmung charakteristischer turbulenter Wirbelabmessungen soll Anhaltspunkte über die Größenordnung der großen Wirbelelemente in der Strömung geben. Durch die numerische Lösung einer Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie soll der Anteil der Blasen an der Produktion und Dissipation turbulenter Energie diskutiert werden.

---

## 2 Bilanzgleichungen in Zweiphasenströmungen

Während in einphasigen Strömungen nur zwei charakteristische Strömungszustände - laminar und turbulent - existieren, können in Gas-Flüssigkeits-Zweiphasenströmungen zusätzlich verschiedenartige Strömungsmuster auftreten. Bei der Auslegung von Zweiphasen-Anlagen müssen deshalb jeweils die unterschiedlichen Strömungsformen berücksichtigt werden, denn die räumlichen Verteilungen der lokalen Strömungsgrößen in der Gas- und der Flüssigkeitsphase können in derartigen Systemen sehr unterschiedlich sein. Bei der numerischen Berechnung von Zweiphasenströmungen wird im allgemeinen zwischen Ein-Fluid und Zwei-Fluid-Modellen unterschieden. Im Ein-Fluid-Modell "homogenes Modell" wird angenommen, daß die beiden Phasen vollständig miteinander vermischt sind und somit als quasi einphasige Strömung betrachtet werden können. Eine Schlupfgeschwindigkeit zwischen den Phasen wird nicht zugelassen, das heißt die Gemischgeschwindigkeit ist jeweils mit der Phasengeschwindigkeit identisch. Außerdem bleiben wechselseitige Austauschvorgänge an den Phasengrenzen unberücksichtigt. Damit können die aus den Berechnungen von einphasigen Strömungen bekannten Standardverfahren angewendet werden. Bei der Berechnung der Strömung mit einem Ein-Fluid-Modell kann in einfachen Fällen eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit der realen Strömung erzielt werden. Bei komplexen Strömungsvorgängen mit z. B. lokal unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten versagt das Modell.

Eine Erweiterung des Ein-Fluid-Modells stellt das Drift-Flux-Modell dar. Mit ihm können Zweiphasenströmungen berechnet werden bei denen beide Phasen homogen vermischt sind und unterschiedliche Geschwindigkeiten und Temperaturen aufweisen, so daß kein mechanisches und im allgemeinen auch kein thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt. Die Bilanzgleichungen werden beim Drift-Flux-Modell für das Gemisch formuliert und durch eine Massenbilanz für die Gasphase ergänzt. In der Impulsbilanz wird dabei die Schwerpunktgeschwindigkeit des Gemischs berücksichtigt.

Die allgemeinste Form der theoretischen Beschreibung von Zweiphasenströmungen bietet das Zwei-Fluid-Modell. In diesem Modell werden nach Ishii [ 26 ] die differentiellen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie für beide Phasen separat formuliert. Bei der Mittelwertbildung wird über hohe Frequenzen zeitlich und über Maschen, Oberflächen bzw. Volumina räumlich gemittelt. Für die Integration wird eine raum- und zeitabhängige Phasendichtefunktion  $\chi(\tilde{x}, t)$  definiert. Die Phasendichtefunktion nimmt in der betrachteten Phase  $k$  den Wert eins und außerhalb den Wert Null an:

$$\chi_k(\tilde{x}, t) = \begin{cases} 1 & , \text{ in der Phase } k \\ 0 & , \text{ außerhalb von } k \end{cases} \quad (2-1)$$

Bei der zeitlichen Mittelung der Strömungsgrößen wird z. B. der lokale Phasenanteil  $\alpha_k$  im Zweiphasengemisch bestimmt. Dazu wird die Phasendichtefunktion in der Phase  $k$  über die

$$\overline{\alpha_k(\tilde{\mathbf{x}}, t)} = \frac{1}{T} \int_0^T \chi(\tilde{\mathbf{x}}, t) dt = \frac{j_k}{T} := \alpha_k \quad (2-2)$$

Zeit integriert und auf die gesamte Meßzeit bezogen.

$$\overline{f(\tilde{\mathbf{x}}, t)}^{j_k} = \frac{1}{j_k} \int_0^T \chi(\tilde{\mathbf{x}}, t) \cdot f(\tilde{\mathbf{x}}, t) dt \quad (2-3)$$

Die Mittelung weiterer Kenngrößen  $f(\tilde{\mathbf{x}}, t)$  kann entweder innerhalb der Phase, Gleichung (2-3), oder durch Multiplikation mit dem lokalen Phasenanteil über das Gemisch erfolgen, Gleichung (2-4). Entsprechende Mittelungsoperationen werden bei räumlicher Mittelung durchgeführt. Nach Ishii ergeben sich für eine adiabate Strömung die folgenden gemittelten Bilanzgleichungen. Die Ableitungen nach der Zeit beziehen sich auf transiente Vorgänge, die durch die hochfrequente Mittelung der Variablen nicht beeinflusst werden.

$$\overline{\alpha_k(\tilde{\mathbf{x}}, t)} \cdot \overline{f(\tilde{\mathbf{x}}, t)}^{j_k} = \frac{1}{T} \int_0^T \chi(\tilde{\mathbf{x}}, t) \cdot f(\tilde{\mathbf{x}}, t) dt := \alpha_k \hat{f}_k \quad (2-4)$$

chung (2-3), oder durch Multiplikation mit dem lokalen Phasenanteil über das Gemisch erfolgen, Gleichung (2-4). Entsprechende Mittelungsoperationen werden bei räumlicher Mittelung durchgeführt. Nach Ishii ergeben sich für eine adiabate Strömung die folgenden gemittelten Bilanzgleichungen. Die Ableitungen nach der Zeit beziehen sich auf transiente Vorgänge, die durch die hochfrequente Mittelung der Variablen nicht beeinflusst werden.

### Massenbilanz:

$$\frac{\partial(\alpha_k \hat{\rho}_k)}{\partial t} + \nabla(\alpha_k \hat{\rho}_k \bar{U}_k) = \Gamma_k \quad (2-5)$$

Der Index  $k$  steht stellvertretend für die Gas- bzw. für die Flüssigkeitsphase. Je nach Betrachtungsweise berücksichtigt  $\Gamma_k$  den Massenaustausch über die Phasengrenze in Form einer Massenquelle oder -senke für die Phase  $k$ . Die Mittelwerte  $\hat{f}$  und  $\bar{g}$  für die beliebigen Variablen  $f$  und  $g$  sind folgendermaßen definiert:

$$\hat{f}_k(\tilde{\mathbf{x}}) = \frac{\overline{\chi(\tilde{\mathbf{x}}, t) \cdot f(\tilde{\mathbf{x}}, t)}}{\alpha_k(\tilde{\mathbf{x}})} \quad \text{und} \quad \bar{g}_k(\tilde{\mathbf{x}}) = \frac{\overline{\chi(\tilde{\mathbf{x}}, t) \cdot \rho(\tilde{\mathbf{x}}, t) \cdot g(\tilde{\mathbf{x}}, t)}}{\alpha_k(\tilde{\mathbf{x}}) \cdot \hat{\rho}(\tilde{\mathbf{x}})} \quad (2-6)$$

**Impulsbilanz:**

$$\frac{\partial(\alpha_k \hat{\rho}_k \bar{U}_k)}{\partial t} + \nabla(\alpha_k \hat{\rho}_k \bar{U}_k \bar{U}_k) =$$

$$-\alpha_k \nabla \hat{p}_k + \nabla \alpha_k (\hat{\tau}_k + \tau_k^i) + (\hat{p}_{ki} - \hat{p}_k) \nabla \alpha_k + \alpha_k \hat{\rho}_k \mathbf{g} + M_k \quad (2-7)$$

Die Kopplung der beiden Phasen erfolgt in der Impulsbilanz über den Impulsaustauschterm  $M_k$  und über die Druckdifferenz an der Phasengrenzfläche. In der Regel wird bei der Berechnung von Blasenströmungen der Druckunterschied zwischen dem mittleren Druck der Phase und dem Druck an der Phasengrenze vernachlässigt, so daß  $p_k = p_{ki}$  gilt. Der Impulsaustauschterm faßt die auf die Blasenoberfläche wirkenden tangentialen und normalen Kräfte zu einer Gesamtwiderstandskraft zusammen.  $M_k$  umfaßt unter anderem Widerstandskräfte aufgrund der stationären oder beschleunigten Bewegung (virtuelle Massenkraft) der Blasen, Querkräfte durch Rotation der Blasen (Magnuskraft) bzw. infolge der Relativbewegung der Blasen in der Scherströmung der umgebenden Flüssigkeit (Kutta-Joukowski-Kraft) und Kräfte die durch die unregelmäßige Bewegung des Turbulenzfeldes der flüssigen Phase einen Blasentransport bewirken (turbulente Diffusionskraft).

Für eine Zweiphasenströmung ergeben sich in zylindrischen Koordinaten aus Gleichung (2-5) und Gleichung (2-7) unter den Voraussetzungen,

- vertikale Rohrströmung,
- drehungsfreie Strömung,
- rotationssymmetrische Strömung,
- $p_{ki} = p_k$ ,
- $\Gamma_k = 0$

die folgenden Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls.

**Massenbilanz:**

$$\frac{\partial(\alpha_k \hat{\rho}_k)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \alpha_k \hat{\rho}_k \bar{U}_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\alpha_k \hat{\rho}_k \bar{U}_{zk})}{\partial z} = 0 \quad (2-8)$$

**Impulsbilanz radial:**

$$\alpha_k \hat{p}_k \left[ \frac{\partial \bar{U}_{rk}}{\partial t} + \bar{U}_{rk} \frac{\partial \bar{U}_{rk}}{\partial r} + \bar{U}_{zk} \frac{\partial \bar{U}_{rk}}{\partial z} \right] =$$

$$-\alpha_k \frac{\partial \hat{p}_k}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \alpha_k (\bar{\tau}_{rk} + \tau_{rk}^t) \right] - \frac{1}{r} \alpha_k (\hat{\tau}_{\varphi\varphi k} + \tau_{\varphi\varphi k}^t) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \alpha_k (\hat{\tau}_{rk} + \tau_{rk}^t) \right]$$

$$+ M_{rk} \quad (2-9)$$

**Impulsbilanz axial:**

$$\alpha_k \hat{p}_k \left[ \frac{\partial \bar{U}_{zk}}{\partial t} + \bar{U}_{rk} \frac{\partial \bar{U}_{zk}}{\partial r} + \bar{U}_{zk} \frac{\partial \bar{U}_{zk}}{\partial z} \right] =$$

$$-\alpha_k \frac{\partial \hat{p}_k}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \alpha_k (\bar{\tau}_{zrk} + \tau_{zrk}^t) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \alpha_k (\hat{\tau}_{zzk} + \tau_{zzk}^t) \right] + M_{zk} \quad (2-10)$$

Durch die Beschränkung auf drehungsfreie Strömungen entfallen bei der Herleitung des turbulenten Schubspannungstensor  $\tau_k^t$  die Korrelationen der turbulenten Schwangungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung  $w'$ , so daß es bei einer experimentellen Bestimmung

$$\tau_k^t = -\hat{p}_k \begin{bmatrix} \overline{u'_k u'_k} & \overline{u'_k v'_k} & 0 \\ \overline{v'_k u'_k} & \overline{v'_k v'_k} & 0 \\ 0 & 0 & \overline{w'_k w'_k} \end{bmatrix} \quad (2-11)$$

des Tensors ausreicht nur die Normalkomponenten der turbulenten Spannungen und die Korrelation  $\overline{u'_k v'_k}$  zu messen.

Ähnlich wie bei der Beschreibung einphasiger Strömungen ergibt sich somit bei der numerischen Bestimmung der einzelnen Strömungsgrößen aus den Bilanzgleichungen ein Schließungsproblem, d. h. es sind zusätzliche Gleichungen notwendig, um das Gleichungssystem lösen zu können. Bei der Berechnung einphasiger Strömungen werden deshalb die turbulenten Schwankungen mit Hilfe von Turbulenzansätzen modelliert und z. B. unter Verwendung zusätzlicher Transportgleichungen gelöst. Um ähnliche Ansätze für Blasenströmungen formulieren und verifizieren zu können, müssen dazu die Komponenten des turbulenten Spannungstensors, z. B. aus Messungen, bekannt sein.



## 2.1 Zwischenphasenkräfte in der Impulsbilanz

Wie aus den Bilanzgleichungen zu erkennen ist, ist die Gas- und die Flüssigkeitsphase über sogenannte Zwischenphasenkräfte miteinander gekoppelt. Da derzeit eine analytische Bestimmung dieser Kräfte ohne zusätzliche Annahmen nicht möglich ist, müssen sie aus Untersuchungen mit einzelnen Blasen abgeleitet und auf Blasenströmungen übertragen werden. Einige den Blasen transport beeinflussende Kräfte werden im folgenden diskutiert. Die in diesem Zusammenhang aufgezählten Kräfte sind bei weitem nicht die einzigen Zwischenphasenkräfte, die in Blasenströmungen auftreten können, sie gelten aber im allgemeinen als die einflußreichsten.

Ein entscheidender Faktor für die Entstehung verschiedener Zwischenphasenkräfte ist der Dichteunterschied zwischen der Gasphase und der flüssigen Phase. Aufgrund dieses Dichteunterschieds haben die Blasen in Luft-Wasser-Strömungen eine andere Strömungsgeschwindigkeit als die flüssige Phase. Dadurch entstehen z. B. Reibungskräfte, Magnus-, Kutta-Joukowski-Kräfte oder turbulente Diffusionskräfte, die für die auftretenden Transportphänomene in der Strömung verantwortlich gemacht werden können.

Reibungskräfte entstehen durch die stationäre Relativbewegung der Blasen in einem viskosen Fluid. Dadurch erfahren die Blasen einen Widerstand ähnlich dem einer parallel angeströmten Kugel. Wenn eine Blase relativ zur Umgebung beschleunigt wird, muß das die Blase umgebende Fluid verdrängt und beschleunigt werden. Die dem entgegenwirkende zusätzliche Widerstandskraft (virtuelle Massenkraft) entspricht für eine einzelne kugelförmige Blase der Hälfte der verdrängten Masse der flüssigen Phase mal der Beschleunigung der Blase. Die Berücksichtigung der virtuellen Massenkraft ist bei Blasenströmungen wegen der normalerweise sehr viel größeren Dichte des umgebenden Fluides und der damit viel größeren Trägheit des Fluides besonders wichtig.

Die Kutta-Joukowski-Kraft erzeugt in einer Scherströmung in Verbindung mit der Schlupfgeschwindigkeit zwischen Blase und Fluid eine auf die Blasen senkrecht zur Hauptströmung wirkende Kraft, Beyerlein et al. [ 5 ]. Durch den Geschwindigkeitsgradienten in der flüssigen Phase wird die Blase unterschiedlich umströmt, Abb. 2-1. Das hat zur Folge, daß auf der Blasenoberfläche der Druck variiert. Es entsteht eine Saugseite mit hoher Strömungsgeschwindigkeit und eine Druckseite mit niedriger Strömungsgeschwindigkeit. Das hat zur Folge, daß eine Querkraft in Richtung der Saugseite auf die Blasenoberfläche wirkt. Bei den durchgeführten Experimenten konnte nicht beobachtet werden, ob die Blasen noch zusätzlich um ihren Schwerpunkt rotieren. Eine zusätzliche Rotation der Blasen würde nach Beyerlein et al. die oben genannten Kutta-Joukowski-Kräfte noch verstärken.

Theoretisch ist es vorstellbar, daß bei einer ungleichmäßigen Gasverteilung über dem Rohrquerschnitt eine turbulente Diffusionskraft auf die Blasen wirkt. Diese Diffusionskraft würde versuchen, durch Wirbel in der flüssigen Phase, starke Unterschiede in der Gasverteilung abzubauen. Sie wäre damit vom Gradienten des lokalen Gasgehaltes abhängig. Der Diffusionskoeffizient  $\kappa$  könnte dabei z. B. eine Funktion der Schlupfgeschwindigkeit zwischen den Phasen sowie des lokalen Turbulenzfeldes sein.

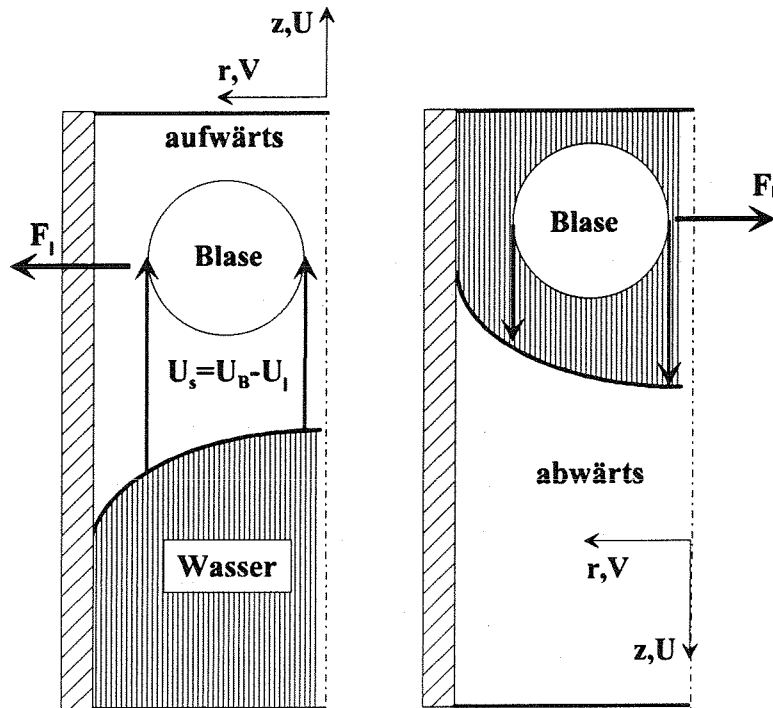


Abb. 2-1: Durch radiale Geschwindigkeitsgradienten in der flüssigen Phase erfahren die Blasen radiale Querkräfte, die in aufwärtsgerichteter Strömung zur Rohrwand und in abwärtsgerichteter Strömung zum Rohrzentrum gerichtet sind

In Gleichung (2-12) sind die wichtigsten Zwischenphasenkräfte zusammengefaßt.

$$\begin{aligned}
 M_\ell = -M_g = C_d \frac{\alpha_g}{r_B} \rho_\ell (\overline{U}_g - \overline{U}_\ell) |\overline{U}_g - \overline{U}_\ell| & \quad \text{Zwischenphasenreibung} \\
 + C_\ell \alpha_g \rho_\ell (\overline{U}_g - \overline{U}_\ell) \times \text{rot } \overline{U}_\ell & \quad \text{Kutta-Joukowski-Kraft} \\
 + C_{vm} \alpha_g \rho_\ell (\overline{U}_g \nabla \overline{U}_g - \overline{U}_\ell \nabla \overline{U}_\ell) & \quad \text{Virtuelle Massenkraft} \\
 + C_{TD} \cdot \kappa \{ (\overline{U}_g - \overline{U}_\ell), \overline{u}'_i, \dots \} \cdot \nabla \alpha_g & \quad \text{Turbulente Diffusionskraft}
 \end{aligned}
 \tag{2-12}$$

Dabei ist die Existenz der Zwischenphasenreibung, der Kutta-Joukowski-Kraft und der virtuellen Massenkraft durch experimentelle Untersuchungen hinreichend fundiert. Die Existenz der turbulenten Diffusionskraft ist hingegen bisher nicht nachgewiesen. Angaben über die Anwendung der verschiedenen Koeffizienten sind z. B. aus den Arbeiten von

Lahey 1988 [ 29 ], Antal et al. 1991 [ 1 ], Bertodano et. al. [ 4 ] und Wallis 1969 [ 65 ] zu entnehmen.

Aus Gleichung (2-12) ist zu erkennen, daß für die Beschreibung und Interpretation der verschiedenen Kräfte neben Kenntnissen über die lokale Verteilung der mittleren Geschwindigkeiten der jeweiligen Phasen und des lokalen Gasgehalts, Kenntnisse über die Größe der Blasen wichtig sind.

## 2.2 Schließung der Bilanzgleichungen

Wie schon erwähnt wurde, ist das Gleichungssystem (2-8) bis (2-10) in dieser Form nur lösbar, wenn die Komponenten des turbulenten Spannungstensors  $\tau_i^j$  bekannt sind. Dazu muß  $\tau_i^j$  aus Messungen bestimmt oder mittels Modellen, die auf bekannte Größen im Strömungsfeld zurückgreifen, berechnet werden. Aus der Berechnung einphasiger Strömungen sind verschiedene Ansätze bekannt, mit deren Hilfe eine Lösung des Gleichungssystems möglich ist. Dabei werden physikalische Hypothesen über die Turbulenz in der Strömung, d. h. Turbulenzmodelle, eingeführt. In Analogie zum viskosen Spannungsterm werden hier die Reynolds-Spannungen proportional zur Deformationsgeschwindigkeit der Hauptströmung gesetzt:

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} \quad (2-13)$$

Als Proportionalitätsfaktor wird eine turbulente Viskosität, die sogenannte Wirbelviskosität  $\mu_t$ , definiert. Die Wirbelviskosität  $\mu_t$  ist im Gegensatz zur dynamischen Viskosität  $\mu$  keine Stoffgröße, sondern eine Eigenschaft des Strömungsfeldes selbst. Durch die Definition von Gleichung (2-13) wird das Hauptproblem bei der Lösung der Bilanzgleichungen auf die Bestimmung der Verteilung von  $\mu_t$  reduziert.

Eines der erfolgreichsten Turbulenzmodelle für einphasige Strömungen ist das k- $\epsilon$  Modell (s. Rodi [ 44 ], Hinze [ 18 ]). Im k- $\epsilon$  Modell wird die Turbulenz durch die kinetische Energie k und die Dissipationsrate  $\epsilon$  charakterisiert, so daß die Wirbelviskosität aus zusätzlichen Transportgleichungen für k und  $\epsilon$  bestimmt werden kann:

$$\mu_t = C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2-14)$$

Selbst wenn diese Transportgleichungen nicht lösbar sind, so geben sie dennoch Aufschluß über den Impulstransport der turbulenten Schwankungsbewegungen in der Strömung und darüber wie sie von der Hauptströmung erzeugt und durch viskose Kräfte vernichtet werden. In Gleichung (2-15) und in Tabelle 2-1 ist beispielhaft die Transport-

gleichung für die turbulente kinetische Energie sowie die Bedeutung der einzelnen Terme dargestellt.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j k}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u_j' \left( \frac{u_i' u_i'}{2} + p' \right)} - \overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \rho \nu \overline{\frac{\partial u_m' \partial u_m'}{\partial x_j \partial x_j}} \quad (2-15)$$

Tabelle 2-1: Erläuterung der einzelnen Terme von Gleichung (2-15)

$-\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u_j' \left( \frac{u_i' u_i'}{2} \right)}$	Diffusiver Transport von k durch Geschwindigkeitsschwankungen
$-\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u_j' p'}$	Diffusiver Transport von k durch Druckschwankungen. Experimentelle Bestimmung bisher nicht gelungen. Aus Abschätzungen: In vielen Strömungen vernachlässigbar.
$\mu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j}$	Diffusiver Transport von k durch Molekularbewegung: Ist bei hohen Reynolds-Zahlen vernachlässigbar gegenüber dem turbulenten Transport
$\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$	Produktion von k durch Wechselwirkung der turbulenten Spannungen mit den Gradienten der Hauptströmung. Der Hauptströmung wird Energie entzogen und der Turbulenzbewegung zugeführt. Nur so kann wegen der Vernichtung von Energie die Schwankungsbewegung aufrecht erhalten werden.
$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_m' \partial u_m'}{\partial x_j \partial x_j}}$	Dissipationsrate. Energie wird in Innere Energie des Fluids überführt.

Eine Anwendung des k-ε Modells auf Blasenströmungen wurde z. B. nach Hetsroni [ 17 ] von Lee et. al. [ 34 ] durchgeführt. Dabei wurden die Bilanzgleichungen für k und ε für eine ausgebildete, zweiphasige Rohrströmung formuliert.

$$\frac{d}{dt} \alpha_\ell k = \frac{1}{\rho_\ell} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha_\ell \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \alpha_\ell \frac{\mu_t}{\rho_\ell} \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \alpha_\ell \varepsilon + \frac{\Phi_k}{\rho_\ell} \quad (2-16)$$

$$\frac{d}{dt} \alpha_\ell \varepsilon = \frac{1}{\rho_\ell} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha_\ell \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \alpha_\ell c_1 \frac{\varepsilon}{\rho_\ell k} \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \alpha_\ell c_2 \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\Phi_\varepsilon}{\rho_\ell} \quad (2-17)$$

$C_\mu$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  sind empirische Konstanten.  $\Phi_k$  und  $\Phi_\varepsilon$  sind zusätzliche Quellterme in den Transportgleichungen aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Phasen.

Die in  $k$ - $\varepsilon$  Modellen verwendeten Größen  $k$  und  $\varepsilon$  beschreiben die Geschwindigkeitsschwankungen ( $k$ ) und die räumlichen Abmessungen ( $\varepsilon$ ) des Turbulenzfeldes einer Strömung. Der tatsächliche physikalische turbulente Transportprozeß ist weitaus komplexer, denn die realen Wirbelabmessungen existieren über einen weiten Bereich. Die größten Abmessungen werden von der Geometrie des Systems beschränkt und die kleinsten Abmessungen ergeben sich durch viskose Dissipation. Zwischen diesen Wirbelstrukturen besteht ein kontinuierlicher Austausch von kinetischer Energie. Bei Lee gelingt die Anwendung des  $k$ - $\varepsilon$  Modells auf einphasige Strömung recht gut, da hier ein Großteil der turbulenten kinetischen Energie in den großen Wirbelelementen enthalten ist. In Blasenströmungen dagegen zeigen die Meßergebnisse von Wang [ 66 ], daß ein größerer Teil des Energieinhaltes in kleineren Wirbelelementen vorhanden ist, wodurch es nach Lee zu Differenzen zwischen Rechen- und Meßergebnissen kommt.

Die in diesem Kapitel durchgeführten Betrachtungen zeigen, daß für die Interpretation des Blasentransports in vertikalen Rohrströmungen, Kenntnisse über lokale Strömungsgrößen in den beiden Phasen unabdingbar sind. Notwendig sind hierzu z. B. Kenntnisse über die radiale Verteilung der Blasengröße, der Blasengeschwindigkeit sowie der Schlupfgeschwindigkeit zwischen den Phasen. Außerdem müssen für die Verifikation von Turbulenzmodellen die Komponenten des turbulenten Spannungstensors bekannt sein. Aus Messungen dieser konsistenten Daten kann in Verbindung mit numerischen Rechenverfahren eine Überprüfung der Rechenverfahren und der physikalischen Modelle sowie eine Neuentwicklung von Modellen durchgeführt werden.

### 3 Die Versuchsanlage

#### 3.1 Kreislauf und Instrumentierung

Der Zweiphasenversuchsstand dient zur experimentellen Untersuchung von Luft-Wasser-Blasenströmungen. Er besteht aus einem Meß- und aus einem Kalibrierkreislauf (Abb. 3-1). Im Experimentierkreislauf wird das Wasser aus dem Speicherbehälter mit einer

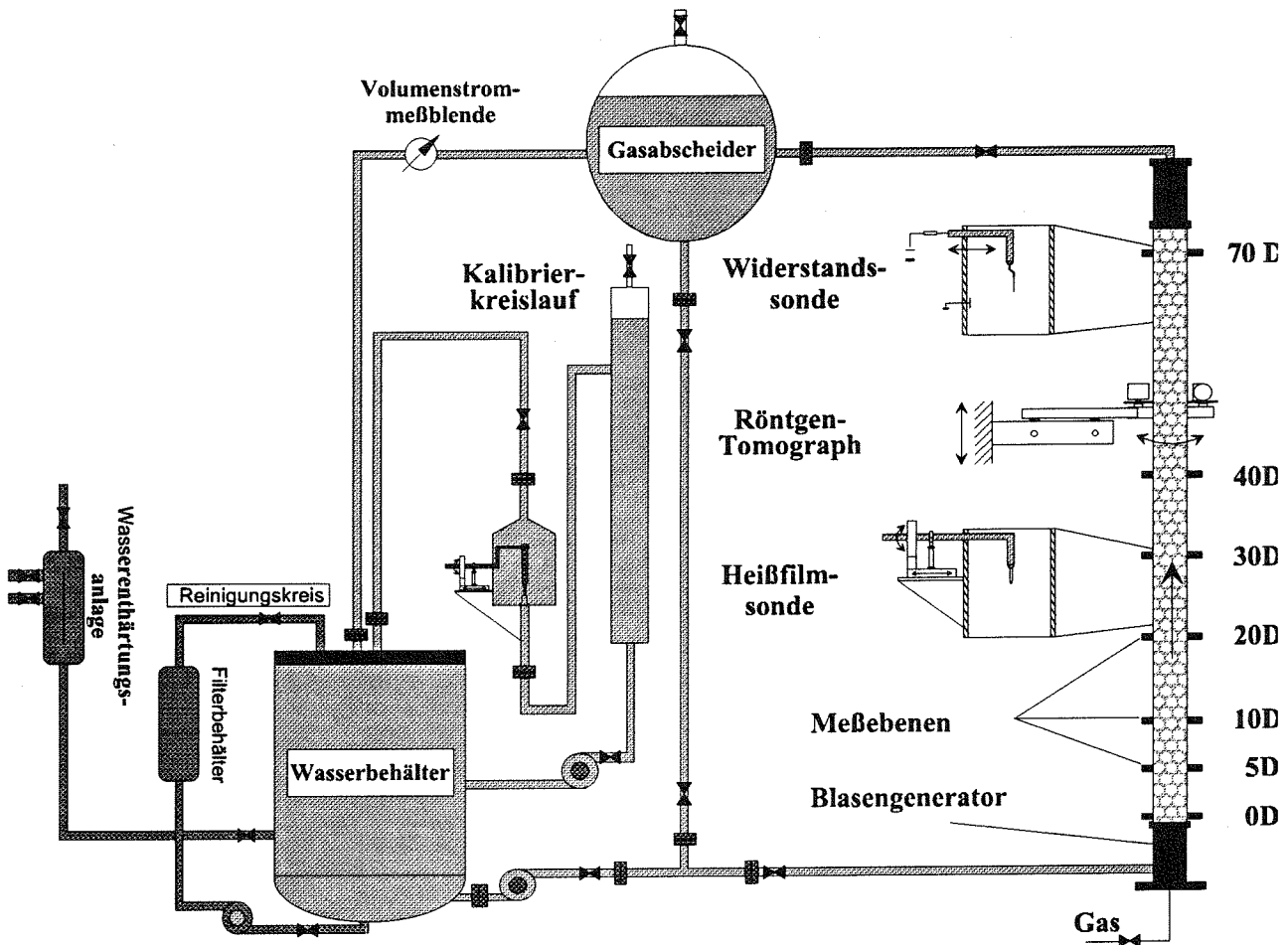


Abb. 3-1: Prinzipskizze der Zweiphasenversuchsanlage

Kreiselpumpe angesaugt und durch den Blasengenerator in die vertikale Teststrecke gepumpt. Die Pumpe ist zwischen 9.8 kW und 36 kW stufenlos regelbar. Die maximale Förderhöhe beträgt 105 m bei 82 m<sup>3</sup>/h Fördervolumen.

Die Teststrecke hat einen Innendurchmesser von  $D=70.34$  mm mit gehonten Oberflächen und eine Länge von ca.  $H=5$  m. An verschiedenen vertikalen Positionen (0D, 5D, 10D, 15D, 20D, 30D, 40D und 70D) sind Meßstellen vorgesehen, um mit unterschiedlichen Meßsonden, z. B. Heißfilmsonden oder Widerstandssonden, radiale Profilmessungen durchführen zu können. Die bei den Experimenten eingestellten Werte des Gasvolumenstromes

beziehen sich auf die Referenzebene 40D und die dort vorgenommenen Druckmessungen. Daneben wird jeweils in den aktuellen Meßebenen ein Pt-Widerstandsthermometer zur integralen Messung der Temperatur des Zweiphasengemisches montiert.

Am Ende der Teststrecke wird das Zweiphasengemisch in einem Gasabscheider separiert. In diesem Behälter wird die Luft an die Umgebung abgeblasen und das Wasser in den Speicherbehälter zurückgeführt. Für die Messung des Wasservolumenstromes ist in der Rohrleitung zwischen Gasabscheider und Speicherbehälter eine Meßblende integriert. Diese Meßblende ist für einen maximalen Volumendurchsatz von  $\dot{V} = 25 \text{ m}^3 / \text{h}$  ausgelegt und besitzt eine Meßgenauigkeit von  $\pm 3\%$ . Damit kann in der Teststrecke eine maximale Wasserleerrohrgeschwindigkeit von  $j_1 = 1.8 \text{ m/s}$  erreicht werden. Der maximal mögliche Wasserdurchsatz durch die Teststrecke liegt, aufgrund der Pumpenleistung und der Kreislaufeigenschaften, bei  $\dot{V} = 50 \text{ m}^3 / \text{h}$ .

Die Gaszufuhr erfolgt über das firmeneigene Druckluftnetz. Die Volumenstrommessung erfolgt über unterschiedliche Meßblenden und mit Hilfe Druckaufnehmern. Durch einen Luftfilter wird die Luft von größeren Staubpartikeln gereinigt, bevor sie in den Blasengenerator geleitet wird.

Die für die Überwachung der Anlage notwendigen Meßdaten werden über A/D-Karten von einem PC aufgezeichnet. Außerdem werden mit Hilfe des Computers verschiedene Stell- und Regelventile der Anlage sowie die Positioniereinheiten für die Meßsonden gesteuert. Damit kann neben der Aufzeichnung der Meßdaten auch die Temperatur der Strömung konstant geregelt werden. Die Abtastfrequenzen für die Betriebsparameter (Temperatur, Volumenstrom, Druck) betragen typischerweise 0.8 kHz. Die Abtastung der lokalen Meßdaten erfolgt, je nach Meßverfahren (Widerstandssonde, Heißfilmsonde) und Gasgehalt, mit bis zu 10 kHz pro Meßaufnahme.

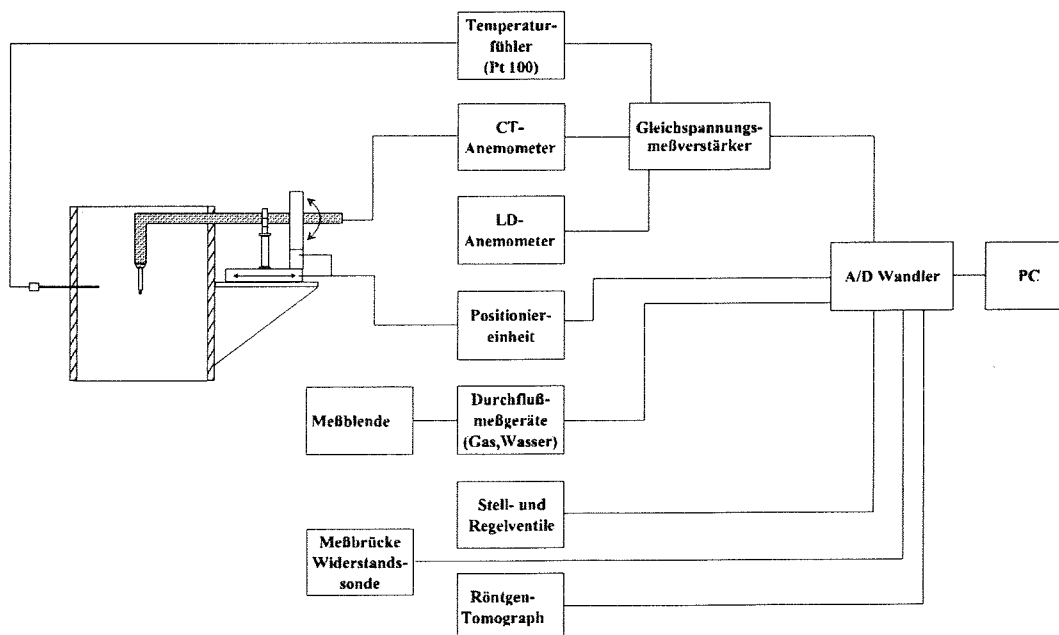


Abb. 3-2: Überblick über die Instrumentierung der Anlage

Die Genauigkeitsklassen der verschiedenen zur Überwachung des Anlagenbetriebes eingesetzten Meßgeräte sind in Tabelle A-1 aufgeführt.

### 3.2 Der Blasengenerator

Im Eintrittsbereich der Teststrecke befindet sich der Blasengenerator, der in Abb. 3-3 in einer Draufsicht und in einer Seitenansicht dargestellt ist. Im Innern des Generators be-

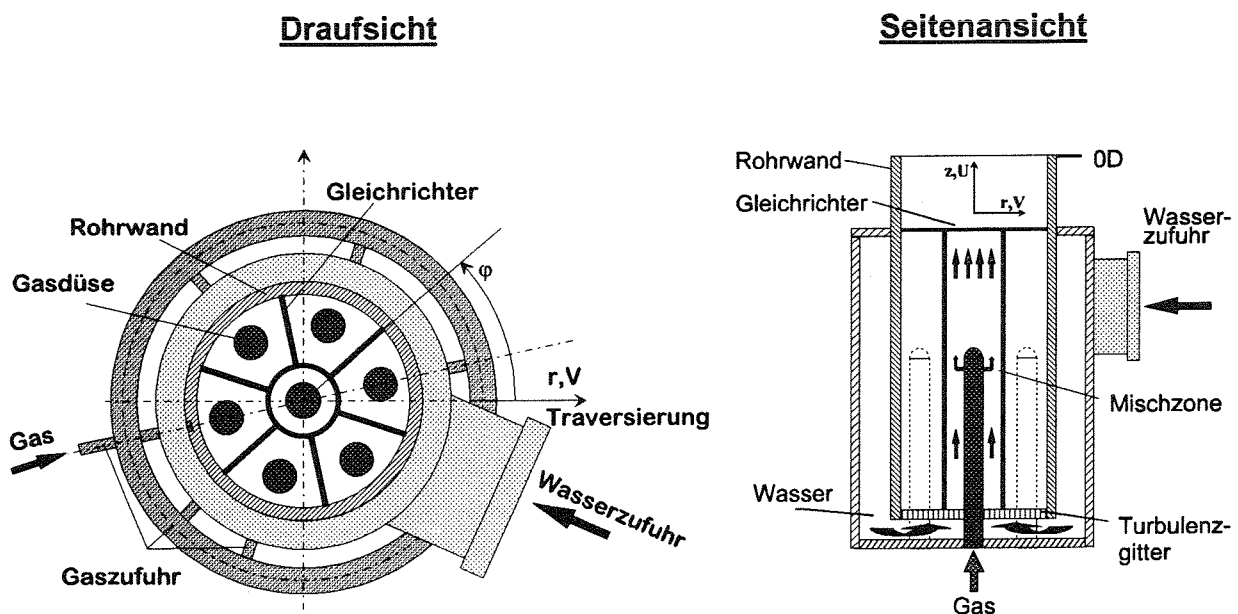


Abb. 3-3: Der Aufbau des Blasengenerators. Zur individuellen Steuerung der Gaszufuhr können alle Gasdüsen separat geöffnet werden, so daß symmetrische und unsymmetrische Begasungen möglich sind

finden sich sieben Gasdüsen. Davon sind sechs Stück am Umfang verteilt und eine befindet sich in der Mitte des Kanals. Die Gaszufuhr erfolgt über einen Edelstahlring (Torus), der mit jeder Düse einzeln verbunden ist. Durch Magnetventile in den Verbindungsleitungen kann die Anzahl der gaszuführenden Düsen variiert werden. Durch diese individuelle Steuerung der Gaszufuhr können sowohl symmetrische als auch unsymmetrische Gasverteilungsprofile im Blasengenerator erzeugt werden. Ein Strömungsgleichrichter bewirkt einen drallfreien Strömungseintritt des Zweiphasengemisches in die Teststrecke.

In der Seitenansicht ist zu erkennen, daß die seitlich in den Blasengenerator eintretende Wasserphase in den unteren Bereich des Generators strömt, dort umgelenkt wird und über ein Turbulenzgitter in die einzelnen Kammern des Strömungsgleichrichters fließt. Über seitliche Bohrungen ( $\varnothing=0.35$  mm) an den Gasdüsen gelangt die Gasphase in den Gleichrichter und vermischt sich mit der Wasserphase, so daß am Ende des Strömungs-



gleichrichters das Gas-/Wassergemisch in Form einer Blasenströmung in die Teststrecke einströmen kann.

### **3.3 Hilfseinrichtungen**

Im Kalibrierkreislauf werden die für Turbulenzmessungen in der flüssigen Phase verwendeten Heißfilmsonden (HfS) kalibriert. Dazu wird das Wasser aus dem Speicherbehälter angesaugt und durch einen Dämpfungsbehälter, der zur Reduzierung von Druckschwankungen dient, gepumpt. In einem Filter (50 $\mu$ m) vor der Kalibrierzelle werden größere Partikel aus dem Wasser abgesondert, um ein Verschmutzen der Sonden zu verhindern. Nach dem Filter strömt die Wasserphase vertikal durch die Kalibrierzelle. In dieser kann ein Heißfilmsensor mit Hilfe eines Linear- und eines Rotationstisches über einer Düse, die in die Zelle hineinragt, positioniert werden. Bei der Kalibrierung der Sonde werden mit Hilfe eines Laser-Doppler Anemometers (LDA) über der Düse die im Laufe des Kalibriervorgangs eingestellten Geschwindigkeiten gemessen.

Nach der Kalibrierzelle strömt das Wasser zurück in den Speicherbehälter. Dem Wasserspeicher ist ein Ionenaustauscher vorgeschaltet, der durch einen Austausch der im Wasser gelösten Kalzium- und Magnesiumionen gegen Natriumionen für eine Verminderung der Wasserhärte sorgt. Dadurch werden Kalkausfällungen im Kreislauf und an den Heißfilmsonden und damit Meßungenauigkeiten durch die Verschmutzung der Sensoren verhindert. Der pH-Wert des Wassers befindet sich im neutralen Bereich (pH 6 bis 7) und der verringerte Härtegrad beträgt maximal bis zu Ein Grad deutscher Gesamthärte.

---

## **4 Verwendete Meßsysteme und deren Qualifizierung**

Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen wurde ein Röntgen-Tomograph zur Bestimmung des lokalen Gasgehaltes über dem Rohrquerschnitt, eine Zwei-Sensor-Widerstandssonde zur Ermittlung der radialen Verteilung der mittleren Gasgeschwindigkeit, des mittleren Blasendurchmessers und der Blasenfrequenz sowie ein Konstant-Temperatur Anemometer zur Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit und der turbulenten Schwankungen in der flüssigen Phase mit Heißfilmsonden eingesetzt.

### **4.1 Der Röntgen-Tomograph**

Tomographische Meßverfahren ermöglichen die berührungsfreie Erfassung von Temperaturen, Konzentrationen oder Strömungsfeldern. Es können dabei gleichzeitig, je nach Meßanordnung, ebene oder räumliche Felder der Meßgröße außerhalb des betrachteten Objektes gemessen werden. Es sind also keine Sonden notwendig, die in das Strömungsfeld hineinragen. Erforderlich sind dagegen Akustische-, Elektromagnetische- oder Teilchenstrahlungen, die mit dem Meßobjekt wechselwirken. Der eingesetzte Röntgen-Tomograph erlaubt, durch die hohe Strahlungsintensität der Röntgenröhre, die Ermittlung der Strahlabschwächung beim Durchgang durch die Rohrwand sowie durch die Gas- und die Wasserphase. Er ermöglicht die Messung der lokalen Dichteverteilung der Zweiphasenströmung und somit durch die Auswertung der Meßdaten die Berechnung der Verteilung des lokalen Gasgehaltes über den gesamten Rohrquerschnitt. Mit diesem Verfahren können neben symmetrischen auch unsymmetrische Verteilungen untersucht werden.

#### **4.1.1 Aufbau und Meßprinzip**

Der verwendete Tomograph, Abb. 4-1, besteht aus einer Röntgenröhre als Strahlungsquelle, die mit einem Röntgenstrom von 0.1 bis 4 mA bei einer Spannung von 55 kV betrieben wird. Die Röntgenröhre besitzt einen Brennfleck von 0.4 x 0.4 mm und kann näherungsweise als Punktstrahler angesehen werden. Als Meßaufnehmer dienen 63 Miniatur-Geiger-Müller Zählrohre (GMZ, Phillips Typ ZP1310). Zwischen dem Meßobjekt und den Meßaufnehmern ist ein Kollimator zur Ausblendung der Streustrahlungen eingebaut.

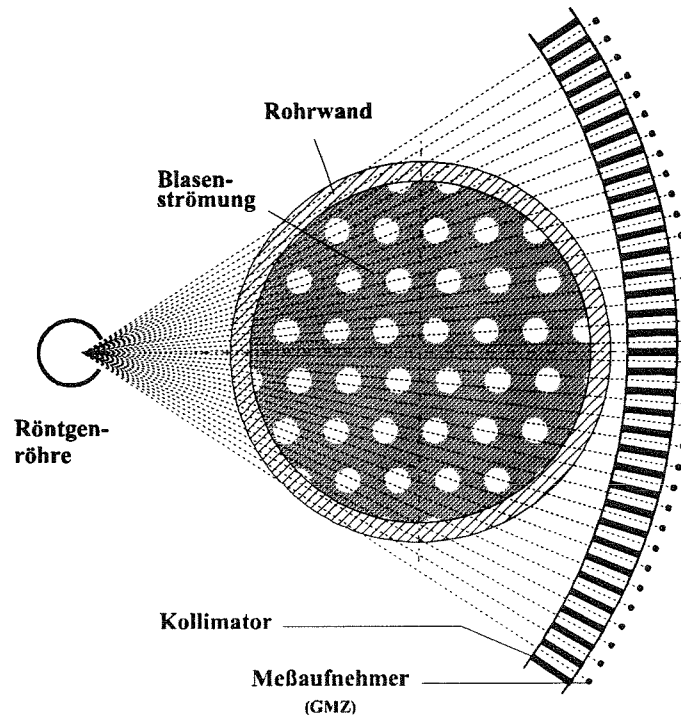


Abb. 4-1: Schematischer Aufbau des Röntgen-Tomographen, bestehend aus einer Röntgenröhre und 63 GMZ

Gemessen wird die nach der Durchstrahlung des Meßobjektes verbleibende Strahlungsintensität  $I_s$ . Sie entsteht, nach der in Gleichung (4-1) dargestellten Gesetzmäßigkeit, aufgrund der Abschwächung des Röntgenstrahls mit der Anfangsintensität  $I_0$

$$I_s = I_0 \cdot e^{-\int \mu(x,y) ds} \quad (4-1)$$

durch das Plexiglasrohr und durch das Strömungsmedium. Dabei ist  $\mu(x,y)$  der lineare Absorptionskoeffizient für monoenergetische Röntgenstrahlung, der im weiteren nicht von einem mittleren Absorptionskoeffizient bzw. der gesuchten Dichte  $f(x,y)$  unterschieden wird.

Die Messung erfolgt in mehreren Schritten durch das Drehen des Meßsystems, bestehend aus Röntgenröhre und Geiger-Müller Zählrohren, um das Meßobjekt. Dabei entsteht bei der Messung, durch die Anordnung der einzelnen Komponenten, eine Zentralprojektion der Dichteverteilung  $f(x,y)$  (s. Abb. 4-1) mit einer ebenen Auflösung von 1-2 mm.

Für die Bildrekonstruktion werden Parallelprojektionen des durchstrahlten Objektes benötigt. Sie lassen sich durch Umsortieren der einzelnen erfaßten Meßstrahlen gewinnen, zusammen mit einer geeigneten Interpolation der Meßstrahlen und unter Berücksichtigung der Richtung und des Abstandes  $\Delta r$  vom Drehpunkt der Meßeinrichtung (Abb. 4-2).

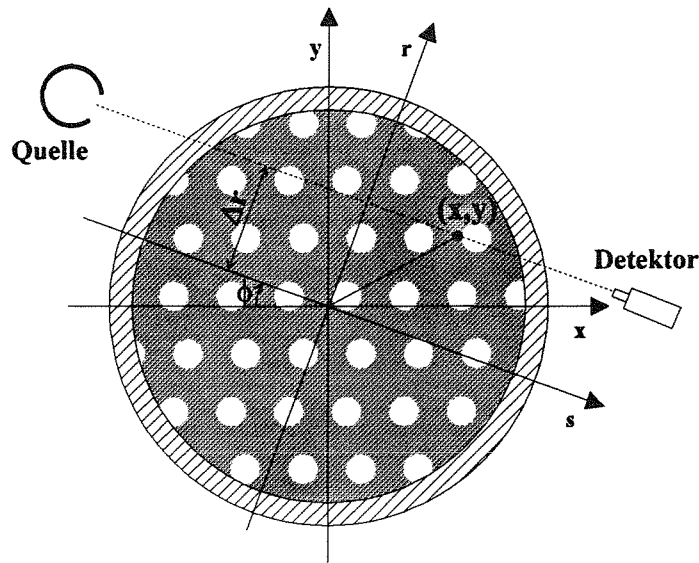


Abb. 4-2: Polares und kartesisches Koordinatensystem bei der Auswertung der Tomographiemessungen

Nach Abb. 4-2 gilt

$$r = x \cos \phi + y \sin \phi$$

und (4-2)

$$x = r \cos \phi \quad y = r \sin \phi$$

Mit der Annahme, daß der lokale lineare Absorptionskoeffizient ungefähr gleich der gesuchten Dichteverteilung  $f(x,y)$  ist, ergibt sich durch logarithmieren von Gleichung (4-1) der Bildpunkt  $p_s = -\ln(I_s/I_0)$ . Dies ist der Wert der integralen Dichte entlang des Strahlenwegs  $s$ , Gleichung (4-3). Durch die Verschiebung des aus Quelle und Aufnehmer bestehenden Meßsystems um das Inkrement  $\Delta r$  ergeben sich eine Anzahl paralleler Bildpunkte  $p_s$ , die das gesamte Meßobjekt überstreichen und eine Projektion des Meßobjektes bei  $\phi = \text{konst.}$  darstellen. Die Messung wird wiederholt, in dem der Drehwinkel  $\phi$  schrittweise geändert wird. Als Ergebnis wird eine Anzahl von Projektionen erzeugt  $p(r,\phi)$ , aus denen das zweidimensionale Bild der gesuchten Dichte bzw. der relativen Gasverteilung  $f(x,y)$  rekonstruiert wird.

$$p(r, \phi) = -\ln(I_s/I_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) ds \approx \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) ds \tag{4-3}$$

Die Rekonstruktion der gesuchten Dichteverteilung kann jetzt über die Summationseigenschaften entlang des Strahlenweges  $s$  und durch Aufstellung eines linearen

Gleichungssysteme bestimmt werden. Um Rechenzeit zu sparen, wird ein analytisches Auswerteverfahren auf der Basis der Fourier-Transformation bei der Auswertung der Meßdaten verwendet, s. Class [ 9 ]. Dabei wird die Dichtefunktion als zweidimensionale Fourier-Transformation ausgedrückt und die Fourierkoeffizienten durch Bildung der inversen Fourier-Transformation, nach Gleichung (4-4), bestimmt. Darin sind  $k_x$  und  $k_y$  die Wellenzahlen in x- und y-Richtung.

$$F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-2\pi i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (4-4)$$

Mit  $x \cdot k_x + y \cdot k_y = k \cdot r$  und  $dx \cdot dy = dr \cdot ds$  folgt:

$$F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-2\pi i k r} dr ds = \int_{-\infty}^{\infty} p(r, \phi) e^{-2\pi i k r} dr = P(k, \phi) \quad (4-5)$$

Damit kann aus den gemessenen Projektionen  $p(r, \phi)$  die Transformation  $P(k, \phi)$  berechnet und durch Interpolation  $F(k_x, k_y)$  in kartesischen Koordinaten abgebildet werden. Aus  $F(k_x, k_y)$  kann dann schließlich mittels inverser Transformation die gesuchte Funktion  $f(x, y)$  bzw. der lokale Gasgehalt  $\alpha(x, y)$  bestimmt werden.

#### **4.1.2 Kalibrierung und Auswertung**

Bevor eine Dichtemessung mit dem Röntgen-Tomographen durchgeführt werden kann, muß eine Kalibrierung des Meßsystems erfolgen. Dazu werden jeweils Referenzmessungen bei leerer bzw. vollständig mit Wasser gefüllter Teststrecke durchgeführt. Die Meßdauer beträgt bei einer Drehung von  $220^\circ$  ca. 10 min. Dabei werden 120 Zentralprojektionen erzeugt.

Wird in einer Blasenströmung eine Messung durchgeführt, so erfolgt bei der Bildreduktion eine Überlagerung der Meßdaten mit den Referenzbildern. Durch diese Überlagerung kann dann die Verteilung des Gasgehaltes über dem Rohrquerschnitt ermittelt werden. Die Meßfehler wurden von Class [ 9 ] abgeschätzt und betragen ca. 0.3% des Gasgehaltes bzw.  $\pm 0.3\%$  der Wasserdichte.

Das Ergebnis einer Messung in einer Blasenströmung ist in Abb. 4-3 dargestellt. Die gezeigten Meßergebnisse wurden bei einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von  $j_l = 1.44$  m/s und bei einem volumetrischen Gasgehalt von 10% ermittelt. Die Gaszufuhr erfolgte über alle sieben Düsen im Blasengenerator. Im Höhenlinienplot ist deutlich die Position der Gasdüsen sichtbar. Es ist zu erkennen, daß in den einzelnen Kanälen des Strömungsgleichrichters eine Vorsortierung der Gasblasen stattfindet, d. h. in den Kanälen werden die Blasen zu den Kanalwänden transportiert. Dies führt zu relativ hohen Gaskonzentrationen

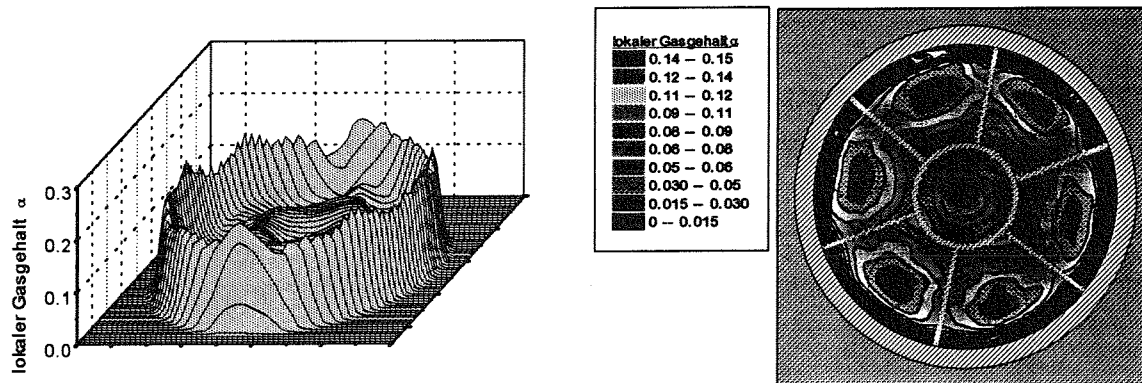


Abb. 4-3: Gemessene Verteilung des lokalen Gasgehaltes über dem Rohrquerschnitt in der Meßebeine 3D (D=70 mm)

an der Rohrwand und in den Bereichen, in denen sich im Blasengenerator die Wände des Strömungsgleichrichters befinden.

## 4.2 Die Zwei-Sensor-Widerstandssonde

Für die Klassifizierung von Zweiphasenströmungen sowie zur Interpretation der auftretenden Phänomene sind detaillierte Kenntnisse über den Zustand der Gasphase notwendig. Hierfür reicht die Messung des lokalen Gasgehaltes nicht aus, da z. B. derselbe Gasgehalt durch viele kleine oder durch wenige große Blasen erzeugt werden kann. Außerdem sind bei der Interpretation der auf die Blasen wirkenden Kräfte Kenntnisse über die Blasengeschwindigkeit notwendig (s. Gleichung (2-12)), so daß zusätzlich Informationen über den Blasendurchmesser und die Blasengeschwindigkeit unerlässlich sind. Für die Messungen dieser Größen wurde eine Zwei-Sensor-Widerstandssonde eingesetzt. Sie zeichnet sich durch eine relativ einfache Handhabung des Meßsystems aus und ist gleichzeitig robust im Einsatz. Nachteile ergeben sich dadurch, daß der Sensor nur eine lokale, punktförmige Auflösung der Meßgröße in der Gasphase ermöglicht. Zur Ermittlung räumlicher Größen, wie z. B. des Durchmessers der Blasen, müssen daher eine Reihe von Annahmen getroffen werden.

### 4.2.1 Aufbau und Meßprinzip

Die verwendete Zwei-Sensor-Widerstandssonde ermöglicht neben der Ermittlung des lokalen Gasgehaltes Aussagen über den Blasendurchmesser, die Blasengeschwindigkeit, die Blasenfrequenz und den lokalen Gasgehalt. Die Sonde besteht aus zwei 0.2 mm starken Edelstahldrähten, die bis auf die Enden mit einer elektrisch isolierenden Lackschicht überzogen sind. Die nicht isolierten Enden stellen die eigentlichen

Meßsensoren dar, Abb. 4-4. Die beiden Sensoren haben einen axialen Abstand von  $\Delta s \approx 2.8 \text{ mm}$  und sind um  $2.5 \text{ mm}$  von der Mittellinie des Sondenschaftes versetzt. Um

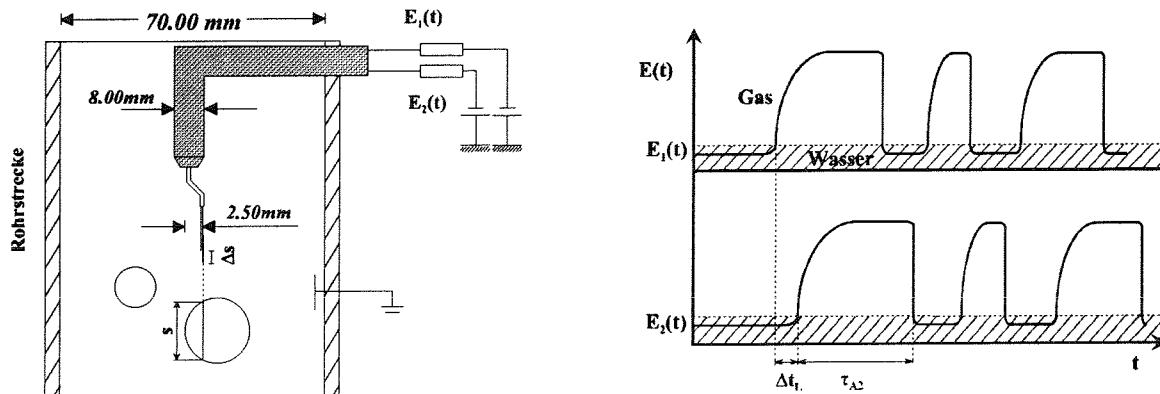


Abb. 4-4: Schematischer Aufbau der Widerstandssonde und idealisierter Signalverlauf der beiden Sensoren bei der Detektion von Blasen

elektrochemische Vorgänge an den Meßpunkten zu unterdrücken, wird die Sonde mit hochfrequenter Wechselspannung (50kHz) betrieben. Werden die Sonden von elektrisch leitendem Wasser umgeben, so fließt ein Strom und die Spannung gegen den geerdeten Sondenschaft ist entsprechend niedrig. Ist der Sensor dagegen von der Gasphase umgeben, welche einen hohen elektrischen Widerstand besitzt, so fließt kein Strom und die Spannung gegen Erde nimmt einen hohen Wert an. Integriert in eine Wheatston'sche Brückenschaltung variiert der Widerstand je nach Wasserzustand, detektierter Phase und Verschmutzungsgrad an den Sensoren zwischen  $100 \text{ k}\Omega$  und  $20 \text{ M}\Omega$ .

#### 4.2.2 Auswertung des Sensorsignales

Die Zeit, in der die Blase am Sensor 1 oder 2 verweilt, wird als Anstehzeit  $t_{A1/2}$ , und die Zeit, die die Blase benötigt, um von einem zum anderen Sensor zu gelangen, wird als Laufzeit  $t_L$  registriert. Die Ansteh- bzw. Laufzeiten sind die eigentlichen Meßwerte. Um aus dieser Primärinformation die gesuchten Größen wie lokaler relativer Gasgehalt, Blasendurchmesser, Blaugeschwindigkeit und Blasenfrequenz zu erhalten, sind eine Reihe weiterer Auswerteschritte notwendig. Der lokale relative Gasgehalt  $\bar{\alpha}$  ergibt sich aus der

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum t_{A1/2}}{T} = \alpha \quad (4-6)$$

Summe der Zeiten, in denen Gas detektiert wurde, bezogen auf die gesamte Meßzeit  $T$ .

In einem ersten Auswerteschritt werden die Ansteh- und Laufzeiten in eine  $100 \times 100$  Häufigkeitsmatrix eingeordnet. Der Spaltenindex enthält die Anstehzeit und der Zeilenindex die Laufzeit. Wird eine Blase zum Zeitpunkt  $t_1$  am Sensor 1 und zum Zeitpunkt  $t_2$  am Sensor 2 erfaßt, so kann aufgrund des Laufzeitunterschiedes  $\Delta t_L = t_2 - t_1$  und infolge des Sensorabstandes  $\Delta s$  die Blasengeschwindigkeit nach

$$U_B = \frac{\Delta s}{\Delta t_L} \quad (4-7)$$

bestimmt werden. Bei der Entwicklung der Sonde hat sich ein Sensorabstand  $\Delta s \approx 3 \text{ mm}$  als günstig erwiesen (s. Abb. 4-4). Mit dieser Geschwindigkeit können dann nach Gleichung (4-8) die Anstehzeiten  $t_{A1}$  und  $t_{A2}$  in Sehnenlängen  $s$  umgerechnet werden.

$$s = U_B \cdot t_{A1/2} \quad (4-8)$$

In der Praxis, Abb. 4-4, wird nur die Anstehzeit am Sensor 1 verwendet. Dabei werden bei der Ermittlung der Sehnenlängen nur die Anstehzeiten von Blasen ausgewertet, die sowohl am Sensor 1 als auch am Sensor 2 ein Signal erzeugt haben, so daß jeder ausgewerteten Anstehzeit eine Blasengeschwindigkeit zugeordnet werden kann, Abb. 4-5.

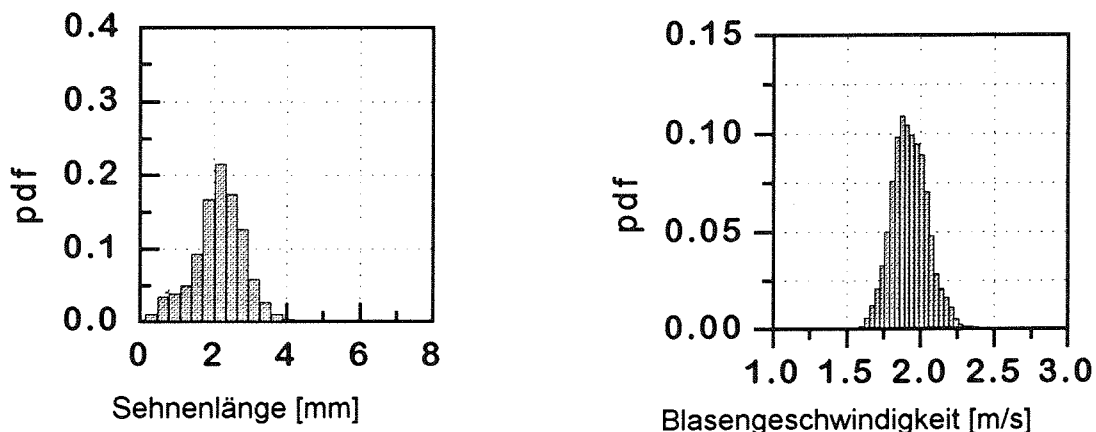


Abb. 4-5: Sehnenlängen- und Blasengeschwindigkeitsverteilung in einer Blasenströmung

Im letzten Schritt werden die Sehnenlängen in Blasendurchmesser transformiert, Abb. 4-6. Dabei gilt nach Clark [ 7 ] für eine einzelne kugelförmige Blase vom Radius  $R$ ,



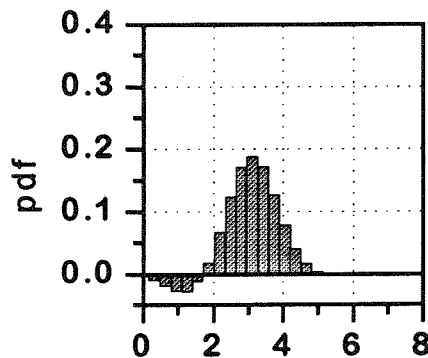


Abb. 4-6: Aus Sehnenlängen- und Blasengeschwindigkeitsverteilung ermittelte Blasendurchmesserverteilung

daß die Häufigkeit  $P(s|d_B)$  der Sehnenlänge  $s$  proportional zur Sehnenlänge zunimmt,

$$P(s|d_B) = k \cdot s, \quad (4-9)$$

wobei  $k$  eine Normierungskonstante darstellt, so daß das Integral über der Häufigkeitsverteilung gleich Eins ist. Um die Häufigkeitsverteilung der Blasendurchmesser aus einer

$$\int_0^{d_B} P(s|d_B) ds = 1 \quad (4-10)$$

statistischen Sehnenlängenverteilung mit unterschiedlichen Blasendurchmessern zu bestimmen, wird beim Maximalwert der Laufvariablen der Matrix die Häufigkeit abgefragt. Ist diese von Null verschieden, wird diese Sehnenlänge gleich dem Durchmesser einer sphärischen Blase gesetzt. Dieser Durchmesser besitzt die gleiche relative Häufigkeit, wie die Sehnenlänge der aktuellen Laufvariablen der Matrix. Die zugehörige lineare Verteilung wird von der gesamten Sehnenlängenverteilung subtrahiert. Dieses Verfahren wird bis zur Laufvariablen 1, d. h. der kleinsten Sehnenlänge durchgeführt.

Abb. 4-6 zeigt beispielhaft eine aus den Sehnenlängen- und Geschwindigkeitsverteilungen (s. Abb. 4-5) ermittelte Häufigkeitsverteilung der Blasendurchmesser. Die auftretenden negativen Häufigkeiten entstehen bei dem oben beschriebenen Auswerteverfahren dadurch, daß bei kleinen Durchmessern zu wenige Ereignisse vorhanden sind. Die Ursachen dafür sind in der Erfassung der Sehnenlängen zu suchen. Wie beschrieben, werden an Sensor 1 nur solche Blasen zur Auswertung herangezogen, die auch an Sensor 2 ein Signal liefern. Dies bewirkt ein Häufigkeitsdefizit vor allem für kleine Sehnen, für die die Wahrscheinlichkeit, ein Signal an beiden Sensoren zu erzeugen, in der Realität relativ niedrig ist als im Auswerteprogramm angenommen.

Die maximale Abtastfrequenz für jeden Sensor ist abhängig von den eingestellten Versuchsparametern und beträgt zwischen 2 und 10 kHz. Vor Beginn der Messungen wird die Meßbrücke der verwendeten Meßelektronik derart abgeglichen, daß die Amplitude der Gassignale möglichst groß ist. Über einen Oszilloskopbildschirm wird die Spannung der Wasserphase ermittelt und zu diesem Spannungswert werden ca. 0.25 V dazu addiert, um dem Untergrundrauschen des Spannungssignals der Wasserphase auszuweichen und um Fehldetektionen durch geringe Spannungsdrifts zu vermeiden, Abb. 4-4. Dieser Wert ergibt dann einen Schwellwert, mit Hilfe dessen während der Messung die Phasenseparation durchgeführt wird. Über eine A/D-Schnittstelle werden die Meßdaten mit einem PC erfaßt und mit Hilfe eines Auswerteprogramms verarbeitet. Dabei erfolgt gleichzeitig die Berechnung des lokalen Gasgehalts und der Blasenfrequenz.

### **4.3 Heißfilmsonde**

Die Aufgabe der Heißfilmsonde besteht in der Messung der lokalen momentanen Geschwindigkeit der flüssigen Phase. Durch Mittelung über der Meßzeit werden daraus die zeitlichen Mittelwerte der Geschwindigkeit und die Mittelwerte der turbulenten Schwankungen bestimmt. Speziell in Blasenströmungen muß bei der Auswertung der momentanen Geschwindigkeiten der flüssigen Phase entschieden werden können, ob die kontinuierliche oder die disperse Phase den Meßort durchläuft.

Die in die Strömung hineinragende Sonde muß dabei in ihren Abmessungen so klein sein, daß das Strömungsfeld nicht beeinflußt wird. Gleichzeitig dürfen auf den Sensor und dessen Halterung keine Schwingungen bzw. Vibrationen von der Strömung übertragen oder ausgelöst werden. Dies wird durch eine ausreichende mechanische Stabilität der Sonde und der Traversiereinheit erreicht. Gerade bei der Anwendung von Heißfilmsensoren in Wasser muß gewährleistet sein, daß sich am Sensor keine Partikel ablagern, denn durch die lokal höhere Sensortemperatur gegenüber dem Wasser besteht die Möglichkeit, daß im Wasser gelöste Kalziumionen am Sensor, z. B. als Kalziumsulfat oder -karbonat, ausfallen und dort haften bleiben. Um dies zu vermeiden, werden mit Hilfe eines Ionenaustauschers die im Wasser gelösten Kalziumionen durch Natriumionen ausgetauscht. Außerdem werden von Partikelfiltern größere, nicht gelöste Stoffe aus dem Wasser gefiltert. Durch Temperaturänderungen in der Umgebung entstehen in den Meßleitungen Widerstandsänderungen, die sich auf die gemessenen Ausgangsspannungen auswirken. Bei der Verwendung langer Meßkabel muß daher darauf geachtet werden, daß die Umgebungstemperaturen während der Versuchsdauer nur gering schwanken oder daß die Meßdaten durch geeignete Korrelationen korrigiert werden. Um Temperatureinflüsse zu vermeiden, wurde die Kabellänge auf ein an der Anlage nötiges Minimum von 5 m begrenzt.

### 4.3.1 Aufbau und Meßprinzip

Bei der Hitzdraht- bzw. Heißfilmanemometrie werden metallische Hitzdrähte zwischen zwei Haltestifte gespannt, an die sie mit ihren Enden angelötet sind. Die Sensoren werden in der zu untersuchenden Strömung angeordnet und mittels eines elektrischen Stromes beheizt, so daß ein Temperaturgefälle zwischen Sensor und umströmendem Medium entsteht. Hohe Übertemperaturen ergeben entsprechend hohe Meßempfindlichkeiten bezüglich der Geschwindigkeitsänderungen und kleine Störempfindlichkeiten gegenüber Temperaturschwankungen des Mediums. Gleichzeitig ist die maximal einstellbare Übertemperatur besonders in Flüssigkeiten durch das Entgasen der Flüssigkeit an der aktiven Oberfläche des Sensors begrenzt.

Für die Durchführung der Experimente wurde ein sogenannter X-Draht-Sensor verwendet (DANTEC 9055 R 0611). Dieser Sensor besteht aus zwei 80 µm dicken, zylindrischen Keramikträgern, auf denen die Sensoren aus Nickel aufgedampft sind. Die Sensoren stehen im Winkel von 90° zueinander, Abb. 4-7. Um einen Kurzschluß über das

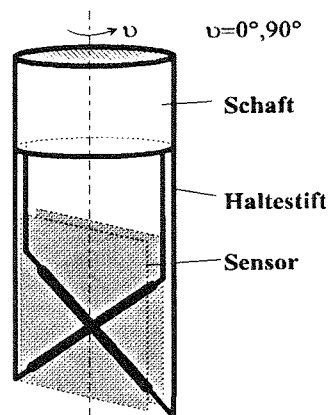


Abb. 4-7: Aufbau eines X-Draht-Sensors

die Sonde umgebende Wasser zu verhindern, sind die Sensoren mit einer 2 µm starken Quarzschicht überzogen. Der verwendete Sensor ermöglicht die Messung Geschwindigkeitsmessungen in zwei Dimensionen, axial und radial zur Hauptströmungsrichtung. Durch Drehen der Sonde um 90° ist es möglich die dritte Geschwindigkeitskomponente zu messen.

Bei der Durchführung der Geschwindigkeitsmessungen wurde das Prinzip der Konstant-Temperatur-Anemometrie (CTA) angewandt. Dabei wird beim Abgleichen der Sensoren jeder Sensor über eine Wheatstone'sche Brückenschaltung auf eine konstante Temperatur (z. B. von 40°C) aufgeheizt. Durch Geschwindigkeitsänderungen des den Sensor umgebenden Fluides wird eine Änderung des Wärmeüberganges verursacht, der den Wärmestrom vom Sensor ins Fluid und damit die Sensortemperatur ändert. Dies führt

dazu, daß der Heizstrom vom Anemometer nachgeregelt werden muß, um die Sensortemperatur konstant zu halten. Über die gemessene Anemometerspannung kann dann die Anströmgeschwindigkeit bestimmt werden. Aus einer Energiebilanz am Sensor

$$E^2 = A + B \cdot U^n, \quad n \approx \frac{1}{2} \quad (4-11)$$

kann dieser Zusammenhang näherungsweise hergestellt werden. Nach King [ 25 ] ergibt sich z. B. folgender, nichtlinearer Ausdruck, indem das Quadrat der Anemometerspannung  $E$  über die Konstanten  $A$ ,  $B$  und  $n$  mit der Anströmgeschwindigkeit verknüpft ist. Die Konstanten sind bei bekannter Geschwindigkeit  $U$  aus der Kalibrierung zu bestimmen. Es gibt verschiedene Varianten des King'schen Gesetzes, die eine Erweiterungen für unterschiedliche Temperatur- und Geschwindigkeitsbereiche darstellen. Dabei müssen weitere Konstanten bei der Kalibrierung der Sonden bestimmt und Annahmen bezüglich des Wärmeübergangs am Hitzdraht getroffen werden.

Durch die Ermittlung sogenannter "Look up tables", Lueptow et al. [ 39 ], können die Schwachpunkte bei der Bestimmung der Kalibrierkonstanten umgangen werden. Diese Methode wurde im weiteren angewendet und wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

### 4.3.2 Kalibrierung und Auswertung

Die Kalibrierung der Sonde findet im separaten Kalibrierkreislauf, bei konstanter Wassertemperatur  $T_m$  ( $\Delta T \approx \pm 0.05^\circ\text{C}$ ) statt. Dazu wird zunächst die mittlere Axialgeschwindigkeit des Fluids über der Düse in der Kalibrierposition der Heißfilmsonde mit Hilfe eines Laser-Doppler Anemometers (LDA) gemessen. Im Anschluß daran wird die Heißfilmsonde mittig über der Kalibrierdüse positioniert und bei konstanter Anströmgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Anströmwinkel kalibriert, s. Abb. 4-8. Die Änderung

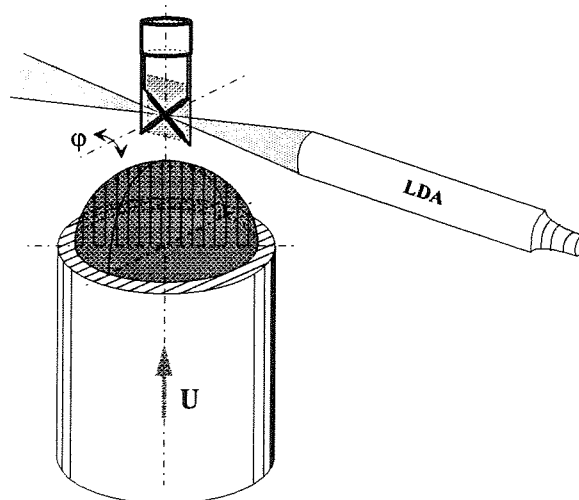


Abb. 4-8: Kalibrierung der Heißfilmsonde über der Kalibrierdüse

des Anström winkels wird dabei durch Drehung der Sonde ( $-25^\circ < \varphi < +25^\circ$ ) erreicht. Dieser Kalibriervorgang wird bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten wiederholt, so daß ein für die Heißfilmsonde charakteristisches Kennfeld erzeugt wird, s. Abb. 4-9. Mit Hilfe des

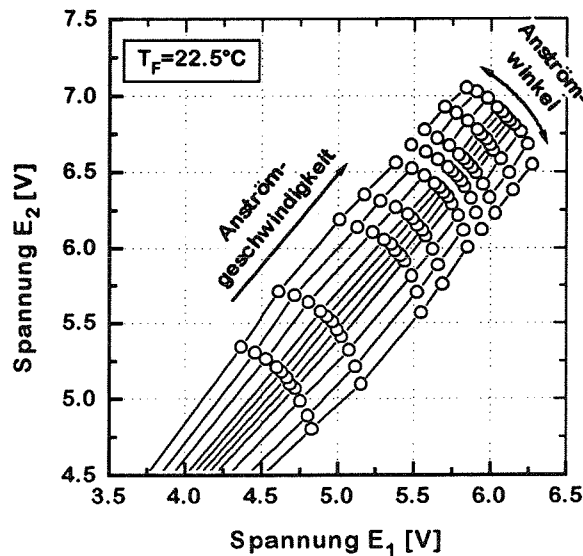


Abb. 4-9: Zwischen den Anemometerspannungen ( $E_1, E_2$ ) der Heißfilmsonde sowie der Anströmgeschwindigkeit und dem Anströmwinkel besteht ein eindeutiger Zusammenhang

Kennfeldes kann somit den zeitlich gemittelten Anemometerspannungen die Anströmgeschwindigkeit und der Anströmwinkel zugeordnet werden.

Die gemessenen Kalibrierdaten werden von einem PC mit Hilfe eines 12-Bit A/D Wandlers (DT2818) aufgezeichnet und weiterverarbeitet. Dabei werden die Spannungsdaten in die vierte Potenz erhoben, wodurch nach Gleichung (4-11) ein näherungsweise linearer Zusammenhang zur Geschwindigkeit hergestellt wird. Wird bei der Messung mit der Heißfilmsonde ein Spannungspaar ermittelt, so werden die Stützpunkte des Meßpunktes berechnet und eine lineare Interpolation zum nächstliegenden Kalibrierpunkt durchgeführt. Aus dem Ergebnis kann dann der Betrag der Geschwindigkeit und der Anströmwinkel bestimmt werden und daraus die Geschwindigkeitskomponenten in Hauptströmungsrichtung und senkrecht dazu. Da der Wärmeübergang zwischen Sensor und Fluid neben der Strömungsgeschwindigkeit auch von der Fluidtemperatur abhängt ( $\approx 0.2 \text{ V}/^\circ\text{C}$ ), ist es notwendig bei diesem Verfahren die Kalibrierung bei mindestens zwei Temperaturen durchzuführen. Der Temperaturunterschied von Kennfeld zu Kennfeld betrug typischerweise  $T_1 - T_2 = 0.5^\circ\text{C}$ . Damit können Temperaturschwankungen während der Messung über eine einfache lineare Korrektur zwischen den Kennfeldern kompensiert werden.

Für die Anwendbarkeit dieser Kalibriermethode muß neben der konstanten Fluidtemperatur die Erzeugung einer turbulenzarmen Strömung über der Kalibrierdüse

gewährleistet sein. Ist dies nicht der Fall, so entsteht durch die Mittelung der separat gemessenen Geschwindigkeits- und Spannungspaare eine Verschiebung gegenüber einer bei laminarer Strömung ermittelten Kalibrierkurve, s. Abb. 4-10. Dies führt dazu, daß die aus

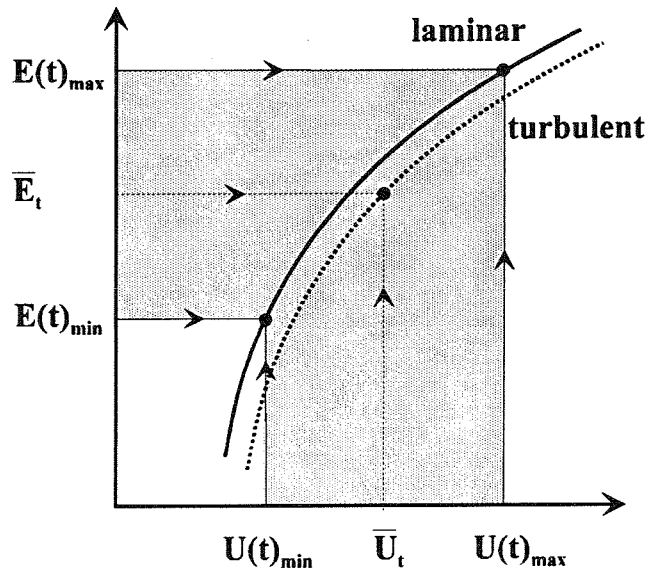


Abb. 4-10: Der Vergleich der Kalibrierkurven bei laminarer und bei turbulenter Anströmung zeigt, daß bei zu hohem Turbulenzgrad der Momentanwert der Strömungsgeschwindigkeit überschätzt wird

den Kalibrierdaten gebildeten Mittelwerte der Spannung und der Geschwindigkeit nicht mit den momentanen Werten übereinstimmen. Die Auswertung der momentanen Spannungsdaten mit den turbulenten Kalibrierdaten würde somit eine Überschätzung der gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten zur Folge haben.

Der Verlauf der Turbulenzprofile in Abb. 4-11 zeigt, daß die turbulenten

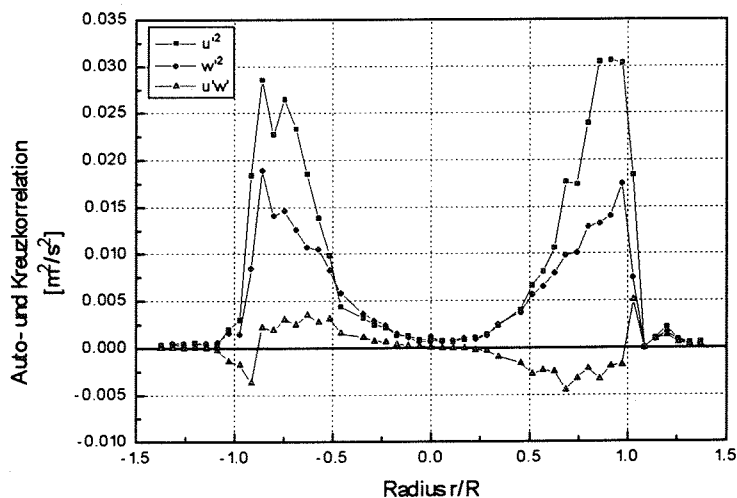


Abb. 4-11: Radiale Verteilung der Auto- und Kreuzkorrelationen der turbulenten Schwankungen über der Kalibrierdüse

Schwankungen an der Kalibrierposition ( $r/R=0$ ) vernachlässigbar gering sind. Der Turbulenzgrad der Strömung betrug bei der Kalibrierung über der Düse ca.  $Tu=1.5\%$ . Mit zunehmendem radialen Versatz von der zentralen Kalibrierposition, nehmen die mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten aufgrund der von der Strömung erzeugten Turbulenz zu und erreichen im Bereich der Düsenwände ( $r/R=1$ ) die maximalen Werte.

### 4.3.3 Signalfilter in Blasenströmung

Abb. 4-12 zeigt schematisch einen mit einer X-Draht-Sonde gemessenen

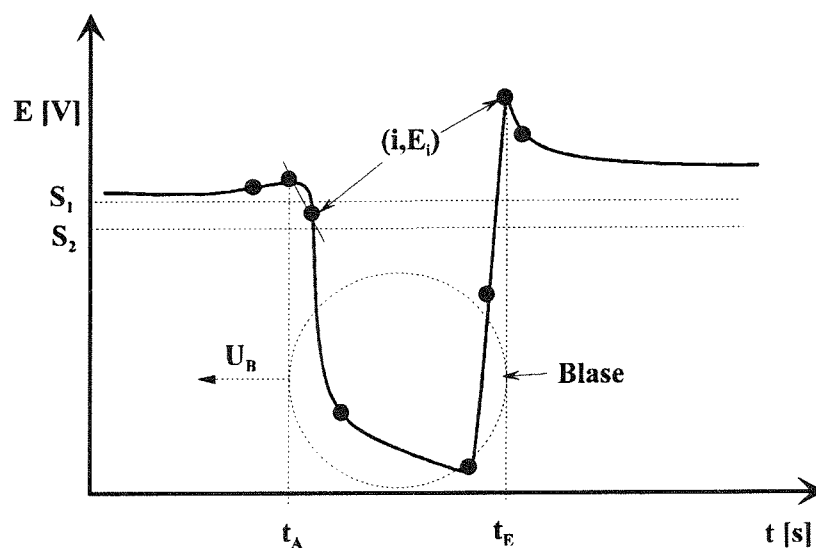


Abb. 4-12: Verlauf des Spannungssignals bei der Detektion einer Blase

Signalverlauf in einer Blasenströmung. Bewegt sich eine Blase auf den ortsfesten Sensor zu, so wird das vor ihr befindliche Wasser verdrängt und beschleunigt. Dadurch erhöht sich der Wärmeübergang zwischen Sensor und Fluid und damit die Anemometerspannung. Beim Kontakt einer Gasblase mit dem beheizten Fühler vermindert sich der Wärmeübergang drastisch. Es wird weniger Heizenergie benötigt, um die Sensortemperatur konstant zu halten, und die Anemometerspannung fällt ab. Verläßt die Blase den Sensor, so verbessert sich wieder der Wärmeübergang und die Spannung erreicht ihr vorheriges Niveau. Problematisch ist bei einer solchen Signalauswertung die exakte Beschreibung der Vorgänge an der Phasengrenze. Von verschiedenen Autoren (z. B. Franz [ 16 ], Farrar et al. [ 15 ]) werden die auftretenden starken Spannungsüberhöhungen, besonders im Nachlauf, auf Deformationen der Phasengrenze durch den Kontakt der Blase mit dem Sensor zurückgeführt. Nach Farrar kommt es hier zu Meniskus- und Benetzungseffekten, die besonders im Nachlauf der Blasen hohe Spannungen erzeugen und kein reales

Geschwindigkeitssignal darstellen, Abb. 4-13. Aus diesem Grund muß in einer Blasen-

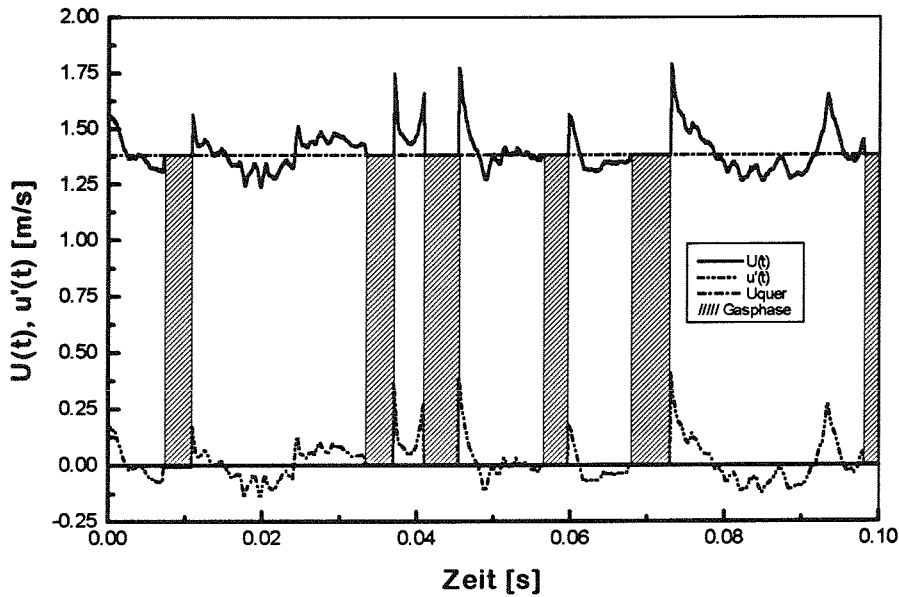


Abb. 4-13: Separation der Gasphase aus dem Zeitsignal der Geschwindigkeit. Es treten besonders im Nachlauf der Blasen hohe Geschwindigkeiten und turbulente Schwankungen auf

strömung das Zeitsignal der Anemometerspannung nach definierten Kriterien in einen Gasanteil und in einen Wasseranteil getrennt werden.

Dies erfolgt, in dem das Zeitsignal zunächst abgetastet und ein Schätzwert  $\tilde{E}_{i,l}$  für den Signalmittelwert bei anliegender Flüssigkeitsphase bestimmt wird. Damit werden dann in einem ersten Durchgang zwei Schranken  $S_1$  und  $S_2$  für den Signalpegel und eine Schranke  $DS$  für den Signalgradienten  $\Delta E / \Delta t \approx (E_i - E_{i-1})$  definiert (s. Abb. 4-12). Sind diese Pegel bestimmt, so wird das gemessene Signal nach verschiedenen Kriterien abgesucht, um den Beginn und das Ende der Gas- bzw. der Wasserphase zu bestimmen, Tabelle 4-1. Ein

Tabelle 4-1: Kriterien bei der Filterung des Blasensignales

Blaseneintritt		Blasenausritt	
Kriterium I+II	Eintrittszeitpunkt	Kriterium III+IV	Austrittszeitpunkt
$\frac{(E_i - E_{i-1})}{\Delta t} < DS$ und $E_{i-1} > S_1$ und $E_{i-1} < S_1$	$t_A = (i-1) \cdot \Delta t$	$\frac{(E_i - E_{i-1})}{\Delta t} < -DS$ und $E_i > S_1$	$t_E = (i-1) \cdot \Delta t$
	$t_A = (i-2) \cdot \Delta t$		
$E_i < S_2$	$t_A = (i-2) \cdot \Delta t$	$E_i > S_1$ und $E_{i+1} > S_1$	$t_E = (i-1) \cdot \Delta t$



Blaseneintritt liegt dann vor, wenn die zeitliche Änderung des Signals kleiner ist als die definierte Schranke DS für den Signalgradienten (Kriterium I) oder wenn das Signal kleiner ist als ein aus der Messung bestimmter Signalpegel (Kriterium II). Blasenaustritt liegt vor, wenn die zeitliche Spannungsänderung größer ist als ein bestimmter Signalgradient und die Spannung größer ist als der Austrittsgrenzwert (Kriterium III) oder wenn zwei aufeinanderfolgende Signale größer sind als der aus der Messung bestimmte Schwellwert (Kriterium IV).

Der Blasenaustritt wird nur bei einem vorangegangenen Blaseneintritt überprüft. Ist ein Blasensignal identifiziert, so wird es aus dem Gesamtsignal ausgeschnitten. Das restliche Signal der flüssigen Phase wird dann zu einem Stück zusammengefügt, um daraus die zeitlichen Mittelwerte der Geschwindigkeit sowie deren turbulente Schwankungen zu bestimmen.

Die Wertebereiche der Schranken  $S_1$ ,  $S_2$  und DS wurden im Rahmen umfangreicher Voruntersuchungen durch Vergleiche von Originalsignal und gefiltertem Signal ermittelt, Sengpiel et al. [ 52 ]. Es haben sich dabei die folgenden Ansätze bewährt:

$$S_1 = \bar{E}_{i,\ell} - p_1 \sqrt{(E_{i,\ell} - \bar{E}_{i,\ell})^2} \quad p_1=3.0$$

$$S_2 = \bar{E}_{i,\ell} - p_2 \sqrt{(E_{i,\ell} - \bar{E}_{i,\ell})^2} \quad p_2=4.5 \quad (4-12)$$

$$DS = - p_3 \sqrt{(E_{i,\ell} - \bar{E}_{i,\ell})^2} \quad p_3=0.1$$

Beim Vergleichen der mit der Heißfilmsonde, der Widerstandssonde und dem Röntgen-Tomographen gemessenen Profile des lokalen Gasgehaltes (s. Kapitel 4.4) hat sich gezeigt, daß die Phasengrenzen durch die beschriebenen Filterkriterien mit zufriedenstellender Genauigkeit ermittelt werden.

Um den Einflußbereich der Meniskus- und Benetzungseffekte beim Durchgang der Blase durch den Sensor abschätzen zu können, wurden Untersuchungen in unmittelbarer Blasenumgebung durchgeführt. Bei diesen Untersuchungen wurden schrittweise, zusätzlich zum eigentlichen Blasenfilter, Daten der flüssigen Phase verworfen. Mit diesen reduzierten Datensätzen wurden die zeitlich gemittelten turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen ( $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ) und deren Kreuzkorrelation ( $\overline{u'v'}$ ) ermittelt. Die relativen Abweichungen der Schwankungsgrößen sind in Abb. 4-14 aufgetragen. Bei den Untersuchungen ist deutlich zu erkennen, daß der Nachlauf der Blasen einen erheblichen Einfluß auf die Mittelwerte der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen hat. Besonders die axialen Schwankungen und die turbulenten Schubspannungen weichen bis zu 40% vom ursprünglichen Wert ab. Dabei ist der Einfluß der Störung erst nach ca. 3÷4 ms im Nachlauf der Blase abgeklungen.

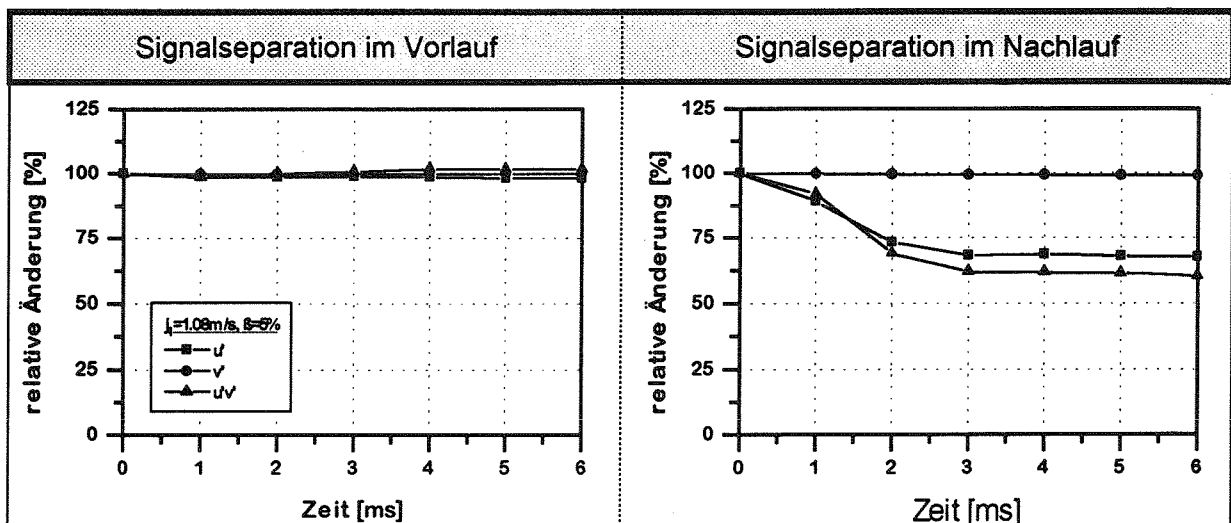


Abb. 4-14: Relative Änderungen der turbulenten Schwankungen durch erweiterte Separation der flüssigen Phase aus dem Originalsignal

Das entspricht bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von 1.3 m/s einem Abstand von 4÷5 mm. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde für die im Rahmen der Versuchsmatrix durchgeführten Turbulenzmessungen der Signalfilter im Meßprogramm erweitert. Es wurden im Vorlauf der Blasen Daten bis zu 3 ms und im Nachlauf der Blasen Daten bis zu 6 ms abgeschnitten, um sicher zu stellen, daß bei der Heißfilmsondenmessung nur Daten der flüssigen Phase ausgewertet werden.

#### 4.3.4 Grenzfrequenz der Heißfilmsonde

Um Messungen in turbulenten Strömungen, insbesondere Messungen von Zeitsignalen, durchführen zu können, muß das Anemometer schnell den Geschwindigkeitsschwankungen folgen können. Die Trägheit des Systems wird dabei durch die Zeitkonstante des Meßelementes, die Meßschaltung des Anemometers, den Brückenkapazitäten einschließlich Kabel und der Schleifenverstärkung der Meßbrücke beeinflußt. Zusätzlich wird die Temperaturverteilung im Sensor durch Änderungen des lokalen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes am Sensor verursacht. Derartige Einflüsse wurden von Hoffmeister [ 19 ] untersucht. Danach ist die Zeitkonstante  $\tau_z$  (bezogen auf den -3dB-Abfall) aus einer Energiebilanz am zylindrischen Meßelement ableitbar. Unter Vernachlässigung des Wärmeabflusses über die Halterung, ergibt sich die folgende

Beziehung:

$$\tau_z = \frac{(D_s^2 \cdot \rho_s \cdot c_s \cdot R_s) / (R_F \cdot 4 \cdot \overline{Nu \cdot \lambda_F})}{1 + 2 \cdot g_T \cdot R_s \cdot (R_s - R_F) / (\alpha \cdot R_F^2)} \quad (4-13)$$

Darin ist :

$D_s, \rho_s, c_s$	Durchmesser, Dichte und Wärmekapazität des Meßelementes
$R_s, R_F$	Widerstand des Meßelementes bei der Sensor-Arbeitstemperatur $T_s$ und bei der Fluidtemperatur $T_F$
$Nu$	Nusselt-Zahl
$\lambda_F$	Wärmeleitfähigkeit des Fluides
$g_T$	Übertragungsfaktor im Regelkreis des CTA
$\alpha$	Temperaturkoeffizient des Widerstandes

Die vorkommenden Sondendaten und Fluideigenschaften setzen sich aus den folgenden Daten zusammen:

$D_s$	80 $\mu\text{m}$
$\rho_s$	$2.3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$
$c_s$	782,8 $\text{Ws}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$R_s$	6.5923 $\Omega$
$R_F$	6.184 $\Omega$
$Nu \cdot \lambda_F$	5.4 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
$\lambda_F$	0.565 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
$g_T$	0.33 $1/\text{K}$
$\alpha$	$4.3 \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$

Für die verwendete X-Draht-Sonde errechnet sich unter Verwendung von Gleichung (4-13) eine Zeitkonstante von  $\tau_z = 4.82 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ . Der Frequenzbereich, in dem der Amplitudengang nahezu frequenzunabhängig ist (-3 dB), wird nach Gleichung (4-14) durch

$$f_{g,3dB} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau_z} \quad (4-14)$$

die Grenzfrequenz  $f_{g,3dB} = 3.303 \text{ kHz}$  beschränkt. Das heißt, bei dieser Grenzfrequenz tritt ein Amplitudenabfall auf  $1/\sqrt{2} = 0.707$  auf.

Ausgehend von einer Turbulenzintensität von  $\sqrt{u'^2}/\bar{U} = 0.1$  sowie mit Abmessungen der großen Turbulenzelemente von  $l_e = 0.01 \text{ m}$  lassen sich theoretisch nach Hoffmeister [ 19 ] für isotrope turbulente Strömungen die lokale Energiedissipationsrate  $\varepsilon$ ,

$$\varepsilon = \frac{\overline{u'^2}^{3/2}}{l_e} \quad (4-15)$$

die Kolmogoroff'schen Mikromaße der Turbulenz ( $\eta$ ,  $\nu$ ,  $\tau^*$ ) und der Taylor'sche

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}}, \nu = (\varepsilon\nu)^{\frac{1}{4}}, \tau^* = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4-16)$$

Mikromaßstab  $\lambda_g$ , bestimmen, s. Tabelle 4-2.

$$\lambda_g = \left(15 \frac{\nu U'^2}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4-17)$$

Tabelle 4-2: Hypothetische Bestimmung der Turbulenzgrößen in einer Wasserströmung nach Hofmeister [ 19 ]

	U	$\sqrt{U'^2}$	$l_0/A$	$\nu$	$\eta$	$\nu$	$\tau^*$	$\lambda_g$	$\varepsilon$
	[m/s]	[m/s]	[m]	[m <sup>2</sup> /s]	[m]	[m/s]	[s]	[m]	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
Wasser	1	0.1	0.01	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$	0.0178	0.00318	0.00123	0.1

Eine Abschätzung der Zeit  $\tau_1$ , die ein Wirbelelement benötigt um den Sensor zu passieren, ergibt unter Berücksichtigung der Sondendaten sowie einer Grenzschichtdicke  $\delta=0.2D_s$  am Sensor den folgenden Wert:

$$\tau_1 \sim \frac{D_s + 2\delta}{U} = 112 \cdot 10^{-4} \text{ s} . \quad (4-18)$$

Aus dieser Betrachtung folgt, daß von dem Sensor nur Vorgänge aufgelöst werden können, die deutlich langsamer ablaufen. Für die kleinsten Turbulenzelemente  $\tau_2$  und für den Bereich des Taylor'schen Mikromaßstabes  $\tau_3$  ergeben sich nach Hofmeister die folgenden charakteristischen Zeiten:

$$\tau_2 \sim \frac{\eta}{U} = 5.7 \cdot 10^{-5} \text{ s} \quad (4-19)$$

$$\tau_3 \sim \frac{\lambda_g}{U} = 12 \cdot 10^{-3} \text{ s} \quad (4-20)$$

D. h. die kleinsten Turbulenzelemente gehen in der Zeitspanne  $\tau_2$  an einem Punkt des Meßelementes vorbei. Der Vergleich mit den Zeitkonstanten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  mit  $\tau_2$  und  $\tau_3$  zeigt, daß die Auswertung von Turbulenzsignalen mit der vorhandenen Sonde nur bis in den Bereich des Taylor'schen Mikromaßstabes ausreichend ist. Das muß bei der Interpretation von Energiespektren berücksichtigt werden.

#### 4.3.5 Statistische Turbulenzanalyse

Turbulente Strömungen setzen sich aus einem Spektrum von Wirbelelementen mit unterschiedlicher Frequenz zusammen. Dabei wird die Größe der Wirbel durch die Randbedingungen der Strömung festgelegt, so daß die größten Wirbel von der Größenordnung des Strömungsfeldes sind, s. z. B. Hinze [ 18 ].

Die Streckung großer Wirbel durch die Deformationsgeschwindigkeit der Hauptströmung, entzieht der Hauptströmung kinetische Energie und führt diese der Turbulenzbewegung der niederfrequenten Wirbel zu. Das führt dazu, daß die großen Wirbelelemente den höchsten Energieanteil im Energiespektrum (vgl. Abb. 4-15) besitzen.

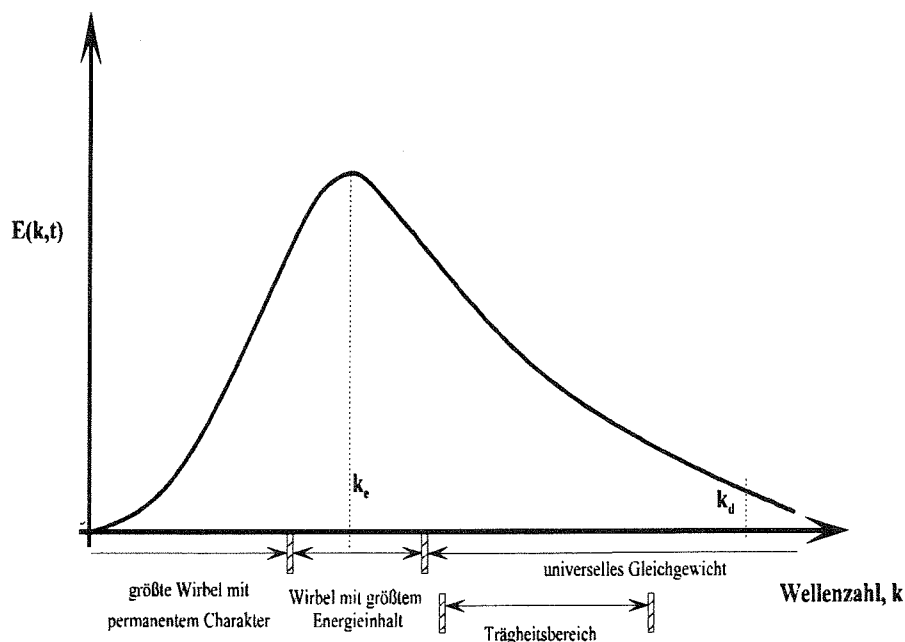


Abb. 4-15: Verteilung der Energie auf die Wirbelgrößen in einem räumlichen Energiespektrum

Die Wellenzahl  $k_e$  kennzeichnet in der Energieverteilung den Zustand maximaler kinetischer Energie. Der Energietransport findet durch Trägheitskräfte statt, bei dem die großräumigen Wirbel mehr oder weniger rasch in immer kleinere Wirbel mit wachsender Frequenz zerfallen. Gleichzeitig wird ein Teil der Energie durch viskose Kräfte dissipiert, so daß mit zunehmender Wellenzahl aufgrund wachsender lokaler und instantaner Geschwindigkeits-

gradienten die Dissipation zunimmt, bis die gesamte kinetische Energie in Wärme umgewandelt ist. Durch diesen Vorgang entsteht ein kontinuierlicher Energiefluß von den großen auf die kleinen Wirbel, bei gleichzeitiger Dissipation der Energie. Letztere erhöht sich mit zunehmender Wellenzahl. Die von den großen Wirbelelementen aufgenommene Energie bestimmt dabei die Menge an Energie, die auf die kleinen Elemente übertragen und durch viskose Kräfte dissipiert werden kann. Die Wellenzahl  $k_d$  kennzeichnet den Bereich höchster Energiedissipation. Ab einer bestimmten Wirbelgröße  $k$  ist die Energieübertragung von Wirbel zu Wirbel im Gleichgewicht mit der Dissipation von Energie. Nach Kolmogoroff ist dieser Gleichgewichtszustand universell, da dieser Bereich unabhängig von externen Einflüssen ist. Bei hohen Wellenzahlen bewirken viskose Effekte die Dissipation der kinetischen Energie in Wärme. Dieser universelle Bereich verschiebt sich mit zunehmender Reynolds-Zahl zu kleineren Wirbeln.

#### 4.3.5.1 Die zeitliche Autokorrelationsfunktion

Die statistische Analyse der Strömung erfolgt durch die Beschreibung der Strömungsgeschwindigkeit oder anderer Feldgrößen in Abhängigkeit vom Ortspunkt und/oder in Abhängigkeit von der Beobachtungszeit mit sogenannten Korrelationsfunktionen. Aus den vielfältigen Betrachtungsmöglichkeiten ergeben sich unterschiedliche Arten von Korrelationsfunktionen (z. B. Raumkorrelation, Zeitkorrelation, Raum-Zeit Korrelationen). Für die meßtechnische Anwendung ist in der Regel die Messung von Zeitsignalen an einem Ort am einfachsten. Die daraus folgenden Analysen führen über die Bildung von Zeitkorrelationen, s. Gleichung (4-21), zu charakteristischen turbulenten

$$R_{uu}(\Delta\tau) = \frac{\overline{u'(t) \cdot u'(t+\Delta\tau)}}{\overline{u'^2(t)}} \quad (4-21)$$

Zeitskalen der Strömung, aus denen in homogenen Strömungen nach G. I. Taylor, siehe z. B. Hinze [ 18 ], Längenmaße abgeleitet werden ( $\Delta\tau = -\Delta x / \bar{U}$ ) können. Nach Taylor werden die turbulenten Schwankungen durch ein stationäres Turbulenzfeld erzeugt, das den Meßpunkt passiert. Dabei gilt die Taylor-Hypothese in Scherturbulenzen nur näherungsweise.

Aus der Korrelationsfunktion können zwei charakteristische turbulente Zeitmaße bestimmt werden. Ein integrales Maß für die größten Wirbelabmessungen, Makromaß  $T^*$ , siehe Gleichung (4-22), und ein Maß für die kleinsten Wirbelabmessungen, Mikro- oder

$$T^* = \int_0^{\infty} R(\Delta\tau) d(\Delta\tau) \quad , \Lambda = \bar{U} T^* \quad (4-22)$$

Dissipationsmaß  $t^*$ , siehe Gleichung (4-23). Durch Anwenden der Taylor-Hypothese können

$$t^* = \left[ -\frac{2}{(\partial^2 R / \partial \Delta\tau^2)_{\Delta\tau=0}} \right]^{1/2}, \quad \lambda = \bar{U} t^* \quad (4-23)$$

diese Zeitmaße in turbulente Längenmaße überführt werden ( $\Lambda, \lambda$ ).

Aufgrund der Auflösung der kleinen Wirbelelemente durch Reibung ist die Wirbelgröße nach unten begrenzt. Dies führt dazu, daß die Korrelationsfunktion  $R(\Delta\tau)$  für  $\Delta\tau=0$  eine waagrechte Tangente aufweist, siehe Abb. 4-16. Im Verlauf der Autokorrelations-

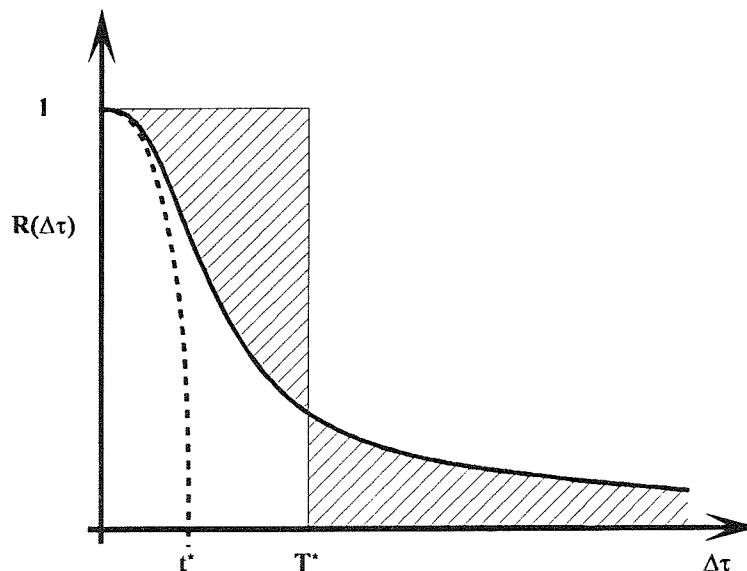


Abb. 4-16 : Aus dem Verlauf einer zeitlichen Autokorrelationsfunktion können charakteristische turbulente Zeitskalen ( $t^*, T^*$ ) bestimmt werden

funktion ist die Änderung der Steigung im Bereich kleiner  $\Delta\tau$ -Werte ein Maß für die Dissipation: Je stärker die turbulente Dissipation ist, desto rascher fällt die Korrelationsfunktion ab. D. h. aus der Krümmung der Korrelationsfunktion im Punkt  $\Delta\tau=0$  kann die Dissipation der turbulenten Energie abgeschätzt werden, siehe Gleichung (4-23). Abb. 4-17 zeigt jeweils einen für die radialen und axialen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten typischen Verlauf der Autokorrelationsfunktion. Darin ist zu erkennen, daß die Turbulenz in Strömungsrichtung langsamer abklingt als in radialer Richtung. Für den hier gezeigten Fall ergibt sich nach Gleichung (4-22) eine integrale Wirbelgröße von  $\Lambda=9.21$  mm.

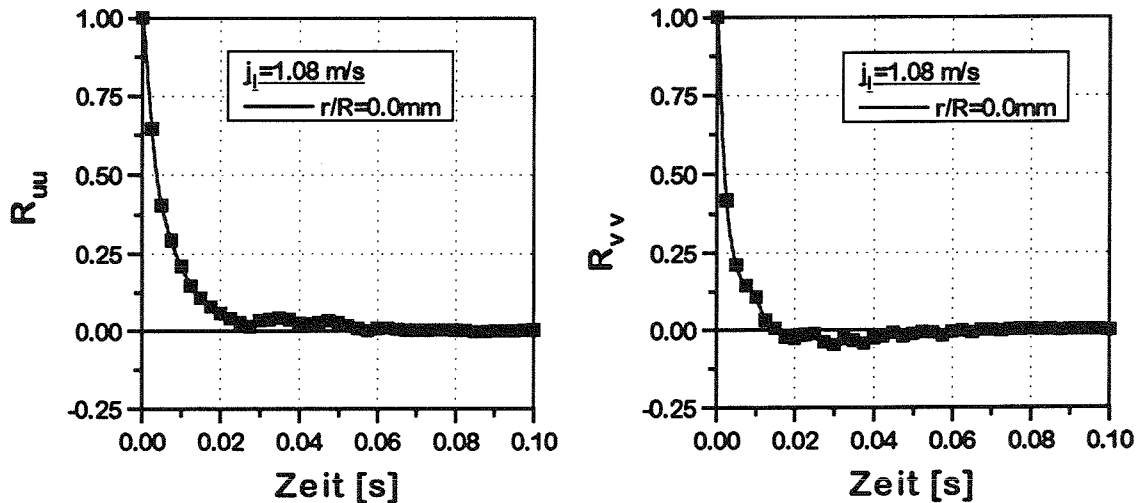


Abb. 4-17: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen der axialen und radialen Schwangungsgeschwindigkeiten

### 4.3.5.2 Das turbulente Energiespektrum

Die eindimensionalen Energieverteilungen turbulenter Strömungen lassen sich durch eine Fouriertransformation der Autokorrelationsfunktionen gemäß Gleichung (4-24) bestimmen. Durch Auflösen von Gleichung (4-24) nach  $R_{uu}(\Delta\tau)$  und Differenzieren nach der Frequenz  $f$ , kann ein Zusammenhang zur Dissipationslänge  $\lambda$  hergestellt werden. Mit Hilfe

$$E_{uu}(f) = 4\overline{u'^2} \int_0^{\infty} R_{uu}(\tau) e^{-i(2\pi f\tau)} d\tau \quad (4-24)$$

der Taylor-Hypothese können die in der spektralen Energieverteilung auftretenden

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{2\pi^2}{\overline{U'^2}} \int_0^{\infty} f^2 E_{uu}(f) df \quad (4-26)$$

Frequenzen  $f$  in Wellenlängen  $l$  bzw. charakteristische Wirbeldurchmesser, siehe Gleichung (4-25), umgewandelt werden, s. z. B. Hinze [ 18 ].

$$k = \frac{2\pi f}{U}, \text{ bzw. } l = \frac{1}{k} = \frac{\overline{U}}{2\pi f} \quad (4-25)$$

Nach den Erhaltungsgleichungen für die turbulente kinetische Energie, siehe Kapitel 2.1.2, sind für die Produktion turbulenter kinetischer Energie die turbulenten Spannungen und der Geschwindigkeitsgradient der Hauptströmung verantwortlich. Dabei wird in Scherströmungen ein Teil der der Hauptströmung entzogenen Energie zunächst der



axialen Turbulenzbewegung zugeführt und von da durch Druckschwankungen auf die anderen Geschwindigkeitsrichtungen übertragen, Abb. 4-18. Der Rest der kinetischen Energie wird direkt dissipiert. Dieser Vorgang führt bei niedrigen Frequenzen zu höheren  $E_{uu}$ - als  $E_{vv}$ -Werten. Bei hohen Frequenzen verschwindet die Richtungsabhängigkeit der Energieverteilung und es findet eine Umwandlung der Bewegungsenergie in thermische Energie statt. In Abb. 4-18 sind in der Energieverteilung der axialen Schwankungsbewegung die für einphasige Strömungen bekannten Gradienten aufgetragen. Es ist hier eine befriedigende Übereinstimmungen zwischen den Meßergebnissen und den theoretischen Daten zu erkennen.

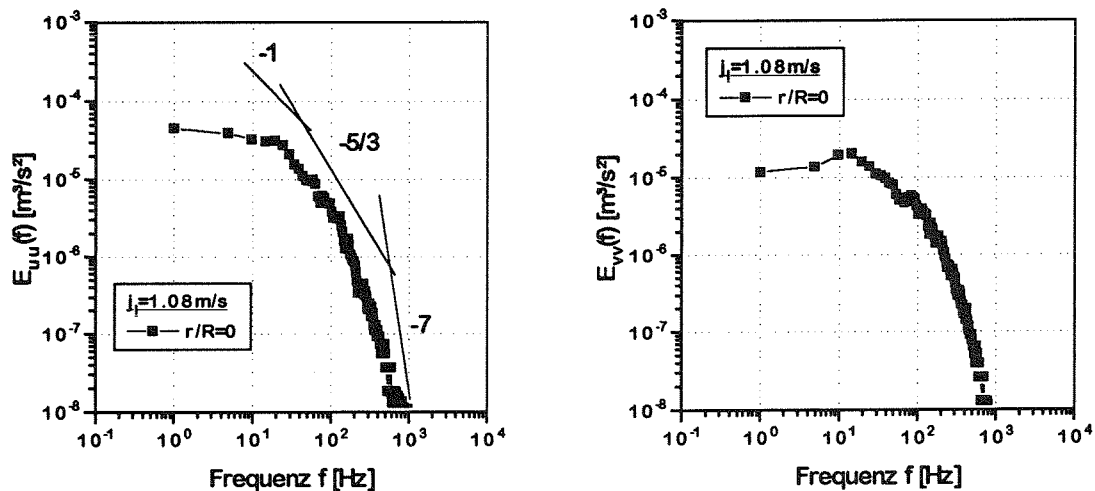


Abb. 4-18: Spektrale Energieverteilung in einphasiger Strömung

#### 4.4 Verifikation der verschiedenen Meßsysteme in ein- und zweiphasiger Strömung

##### 4.4.1 Verifikation durch direkten Vergleich und integrale Volumenbilanzen

Es können verschiedene Methoden angewendet werden, um die Meßgenauigkeit der unterschiedlichen Meßsysteme zu überprüfen. Da bei allen drei eingesetzten Meßsystemen jeweils der lokale Gasgehalt gemessen wird, liegt es nahe einen direkten Vergleich der unterschiedlichen Meßmethoden durchzuführen.

Betrachtet wurde eine Blasenströmung am Ende der Teststrecke ( $H=70D$ ) bei einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von  $j_t=1.44$  m/s und einem volumetrischen Gasgehalt von  $\beta=5\%$ . Der Vergleich der Meßergebnisse, Abb. 4-19, zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der unterschiedlich ermittelten radialen Gasprofile. Nur im Wandbereich treten größere Abweichungen in den mit der Widerstandssonde und dem Röntgen-Tomograph gemessenen radialen Profilverläufen auf. Dies ist bekannt und entsteht durch Glätten der

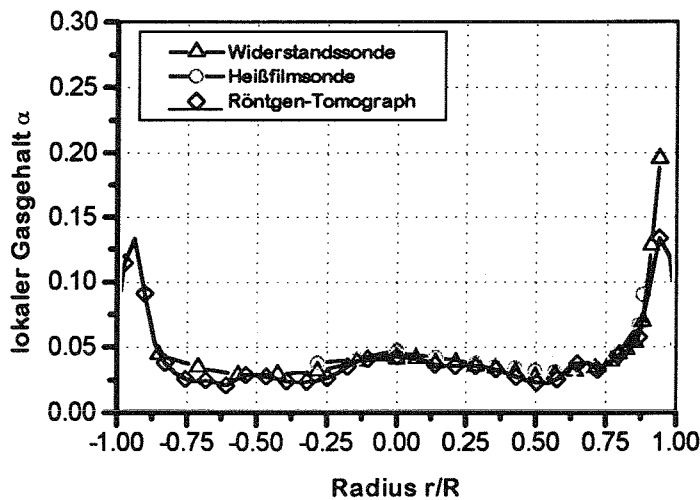


Abb. 4-19: Messung des lokalen Gasgehaltes mit unterschiedlichen Meßsystemen bei  $H=70D$ ,  $j_1=1.44$  m/s und  $\beta=5\%$  (eine Düse)

Meßergebnisse im Wandbereich bei der Auswertung der Tomographiedaten. Damit kann angenommen werden, daß die Widerstandssonde im Wandbereich den genaueren Meßwert liefert.

Durch integrale Betrachtungen der zeitlich gemittelten, axialen Geschwindigkeitsprofile der Gas- und der Wasserphase in quasi ausgebildeter Strömung können Vergleiche zwischen den gemessenen (Istwert) und den eingestellten Parametern (Sollwert) gezogen werden. Anhand der in der Meßebebene 70D durchgeführten Experimente, siehe Tabelle 5-3, wurden die in der Gasphase eingestellten und gemessenen Gasvolumenströme sowie die in der flüssigen Phase eingestellten und gemessenen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten miteinander verglichen. Der Gasvolumenstrom wurde aus den Meßdaten nach Gleichung (4-27) und die Wasserleerrohrgeschwindigkeit nach Gleichung (4-28) berechnet.

$$\dot{V}_{g,ist} = 2\pi \int_0^R \alpha(r) U_B(r) r dr \quad (4-27)$$

$$j_{l,ist} = \frac{\dot{V}_{l,ist}}{A_{ges}} = \frac{2}{R^2} \int_0^R (1 - \alpha(r)) \bar{U}_1(r) r dr \quad (4-28)$$

Die eingestellten Sollwerte und die bilanzierten Istwerte sind in Abb. 4-20 aufgetragen. Aus den so ermittelten Daten ist zu erkennen, daß die Abweichungen der Meßdaten von den eingestellten Volumenströmen in der Regel kleiner als 10% sind.

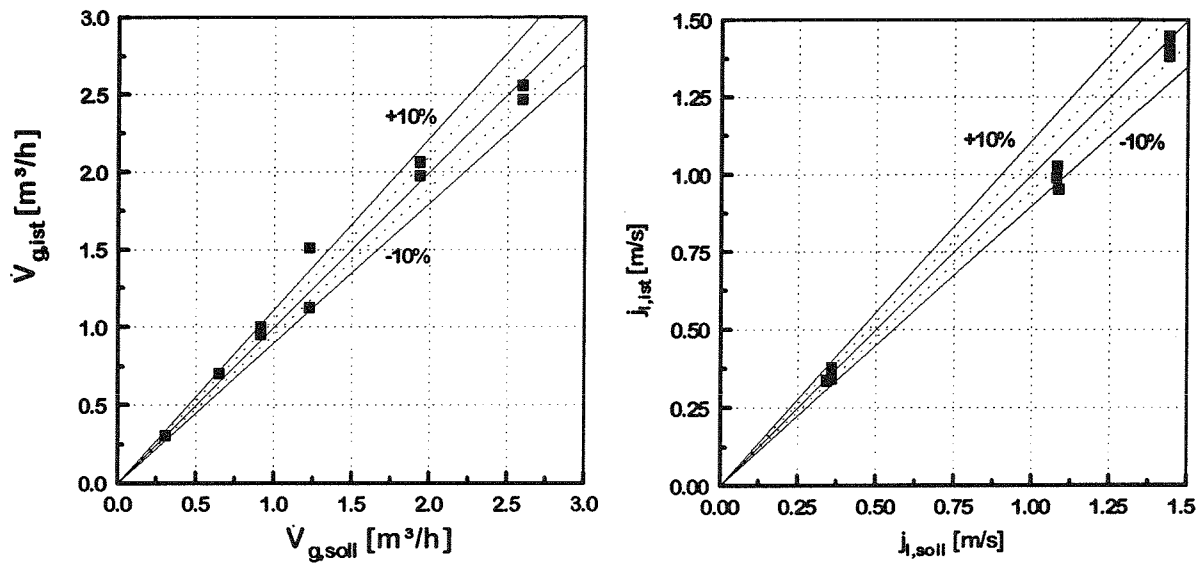


Abb. 4-20: Bilanzvergleich in der Gasphase und in der flüssigen Phase

#### 4.4.2 Verifikation der Turbulenzgrößen in der Rohrströmung

Zur Verifizierung der Turbulenzgrößen wurden Messungen in einphasiger turbulenter Rohrströmung bei einer Reynolds-Zahl von  $Re \approx 100\,000$  durchgeführt und mit Meßergebnissen von Laufer [31] verglichen. Für eine dimensionslose Darstellung der Meßergebnisse wurde aus der Wandschubspannung  $\tau_w$  mit Hilfe des aus der Blasius-Formel für glatte Rohre ermittelten Druckverlustkoeffizienten  $\zeta_{\text{turb}}$  die Wandschubspan-

$$\tau_w = \frac{\zeta_{\text{turb}}}{4} \cdot \frac{\rho}{2} j_t^2 \quad (4-29)$$

nungsgeschwindigkeit  $U_\tau$  bestimmt, s. z. B. Zierep [68]. In Abb. 4-21 sind Meßergebnisse

$$\zeta_{\text{turb}} = \frac{0.3164}{Re_p^{1/4}} = 0.0177 \quad (4-31)$$

der zeitlichen Mittelwerte der Schwankungsgrößen der Geschwindigkeit in axialer und

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = 0.0678 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (4-30)$$

radialer Richtung sowie der turbulenten Schubspannung über dem Rohrradius aufgetragen. Der Vergleich mit den Daten von Laufer zeigt eine recht gute Übereinstimmung.

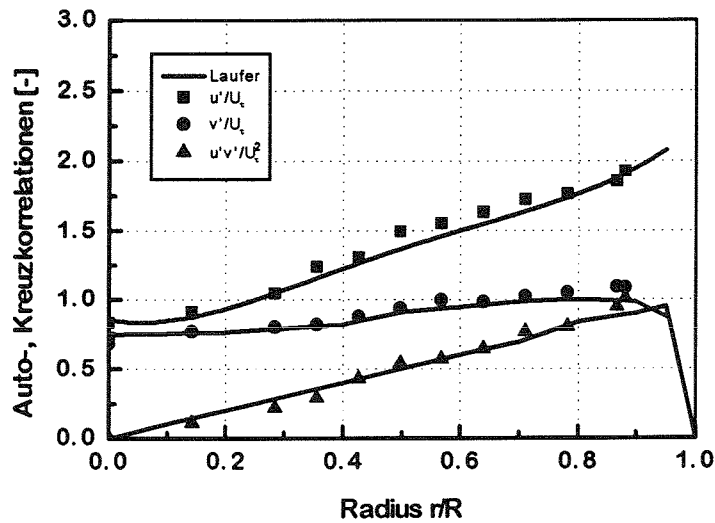


Abb. 4-21: Vergleich einphasiger Turbulenzmessungen mit Daten von Laufer [ 31 ]

Bei der radialen Traversierung der Heißfilmsonde in der Teststrecke wurde jeweils an 18 verschiedenen Positionen gemessen. Die gesamte Meßzeit betrug je nach Gasgehalt zwischen 100 min und 250 min. Es wurden jeweils am Anfang und am Ende der Meßkampagne Turbulenzmessungen in der Rohrmitte durchgeführt, so daß aus der Gegenüberstellung dieser Messungen Aussagen über die Abweichungen der Meßergebnisse während der Meßdauer möglich sind. In Abb. 4-22 ist die relative Abweichung der gemessenen Geschwindigkeiten und turbulenten Schwankungsgrößen, bezogen auf den Anfangswert, in Abhängigkeit von der Meßdauer dargestellt. Die Daten repräsentieren dabei Einflüsse durch Verschmutzungen des Sensors, Temperaturdrifts, Schwankungen in der Gaszufuhr oder bei der Förderpumpe. Die Auswertung zeigt, daß mit zunehmender Meßdauer die Abweichungen vom Anfangswert größer werden, aber immer unter 10% liegen. Bei den Messungen in einphasiger Strömung liegt die Abweichung deutlich unter 10%, da hier der Einfluß der Gasschwankung nicht vorhanden ist. Außerdem ist die Meßzeit erheblich kleiner im Vergleich zur Blasenströmung.

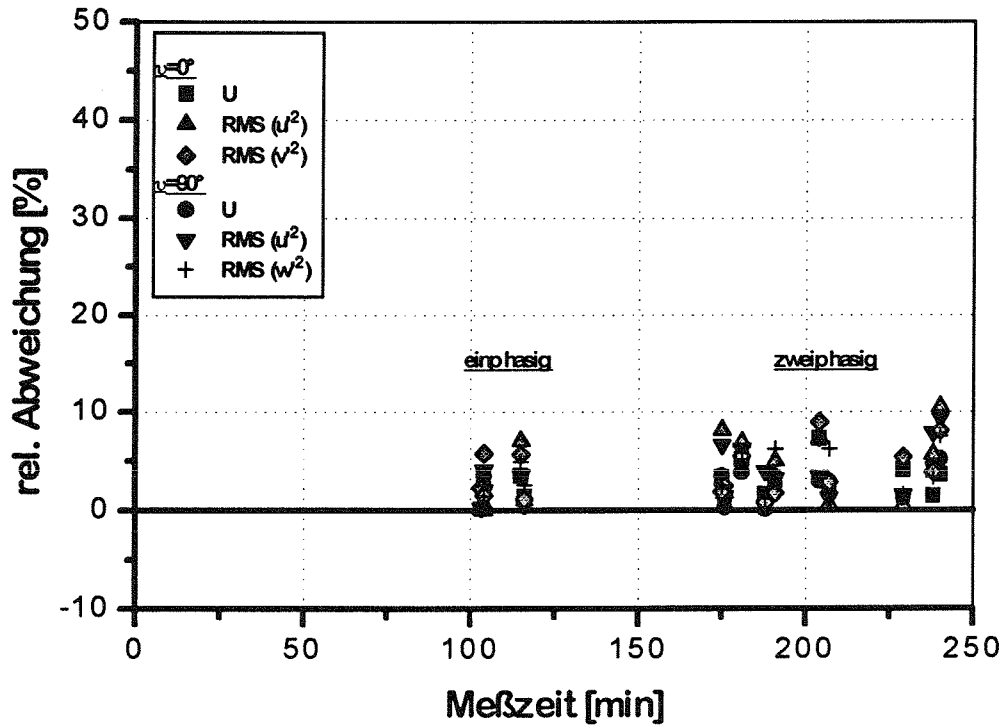


Abb. 4-22: Die relative Abweichung der Turbulenzmessungen ist in Blasenströmungen aufgrund längerer Meßzeiten und durch die individuellen Betriebsbedingungen größer

---

## 5 Meßergebnisse und deren Auswertung

### 5.1 Parametermatrix

Aus eigenen Voruntersuchungen und verschiedenen Arbeiten anderer Autoren, z. B. von Serizawa [ 53 ], Wang [ 66 ] oder Liu [ 36 ], ist bekannt, daß die in Blasenströmungen auftretenden Phänomene, wie z. B. Blasenwanderung oder die Turbulenz der flüssigen Phase, in erheblichem Maße von der mittleren Geschwindigkeit der flüssigen Phase und dem Gasanteil in der Strömung abhängen. Um diese Einflüsse bei den im weiteren vorgestellten Untersuchungen zu berücksichtigen, wurde die Wasserleerrohrgeschwindigkeit zwischen  $j_l = \dot{V}_l/A_{\text{Rohr}} = 0.36, 1.08$  und  $1.44$  m/s variiert. Die damit errechneten Reynolds-Zahlen betragen  $Re_l = 0.25 \cdot 10^5, 0.75 \cdot 10^5$  und  $1.0 \cdot 10^5$ .

Der Gasanteil in der Blasenströmung wurde über den relativen volumetrischen Gasgehalt  $\beta$  festgelegt. Der Gasgehalt  $\beta$  ist definiert, Gleichung (5-1), als der Gasvolumen-

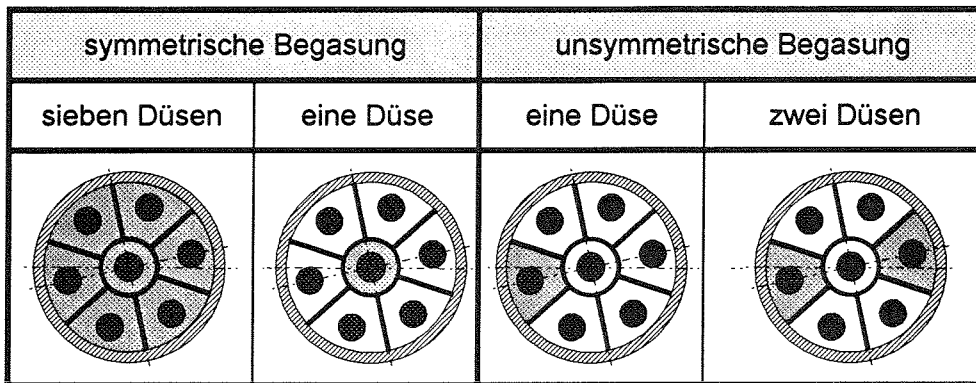
$$\beta = \frac{\dot{V}_g}{\dot{V}_g + \dot{V}_l} \quad (5-1)$$

strom  $\dot{V}_g$  bezogen auf den gesamten Volumenstrom. Mit der vorhandenen Anlage konnten bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten,  $j_l = 0.36$  m/s, nur Blasenströmungen bis zu einem volumetrischen Gasgehalt von  $\beta = 10\%$  simuliert werden, da bei größeren Werten für  $\beta$  zu beobachten war, daß sich ein instabiler Strömungszustand einstellte. Die Strömungsstruktur variierte dabei zwischen Blasen- und Pfropfenströmung. Um deshalb in allen Experimenten annähernd vergleichbare Strömungsbedingungen zu erzielen, wurde für alle Wassergeschwindigkeiten der maximale Gasgehalt auf 10% begrenzt.

Voruntersuchungen haben gezeigt, daß innerhalb einer kurzen Entfernung vom Eintritt der Strömung in die Teststrecke eine starke Umverteilung der Gasphase stattfindet. Deshalb wurden Messungen direkt nach dem Eintritt der Blasenströmung in die Teststrecke in unterschiedlichen Meßebenen (0D/3D, 5D und 10D) sowie am Ende der Teststrecke bei 63D oder 70D durchgeführt, so daß die Änderungen der Strömungsparameter entlang der Teststrecke beobachtet werden konnten.

Diese Messungen erfolgten bei unterschiedlicher lokaler Gaszufuhr im Blasengenerator. Begast wurde dabei jeweils symmetrisch mit sieben und mit einer zentralen Düse und unsymmetrisch mit einer und mit zwei Düsen. Die Bezeichnung symmetrisch bzw. unsymmetrisch bezieht sich dabei auf die Erzeugung rotationssymmetrischer und nicht rotationssymmetrischer Strömungen, entsprechend der in Tabelle 5-1 dargestellten Ansichten des Blasengenerators. Gemessen wurde mit den in Kapitel 4 beschriebenen Meßsystemen. Mit dem Röntgen-Tomographen wurde die Änderung der Gasverteilung über dem Rohrquerschnitt in sich entwickelnder Strömung bei

Tabelle 5-1: Symmetrische und unsymmetrische Begasungsarten im Blasen-generator



symmetrischer und unsymmetrischer Gaszufuhr gemessen. Weitere Größen wurden bei symmetrischer Begasung durch Messungen mit der Widerstandssonde in der Gasphase und mit der Heißfilmsonde in der flüssigen Phase bestimmt.





Die Variationen der Versuchsparameter sind in Tabelle 5-2 und Tabelle 5-3 aufgeführt. Für die Strömungsuntersuchungen mit symmetrischer Begasung wurden aus der großen Zahl der mit dem Röntgen-Tomographen ausgewerteten Betriebszustände signifikante Parameter ausgewählt, s. Tabelle 5-3.

Tabelle 5-2: Meßmatrix der Experimente für den Einsatz mit dem Röntgen-Tomograph

Röntgen-Tomograph														
symmetrische Begasung							unsymmetrische Begasung							
	Gasgehalt $\beta$			Gasgehalt $\beta$			H. [D]	Gasgehalt $\beta$			Gasgehalt $\beta$			H. [D]
	1 Düse			7 Düsen				1 Düse			2 Düsen			
$j_l$ [m/s]	5 [%]	10 [%]	15 [%]	5 [%]	10 [%]	15 [%]		5 [%]	10 [%]	15 [%]	5 [%]	10 [%]	15 [%]	
1.80	•			•	•	•	63	•			•	•		63
1.44	•	•		•	•		63	•	•		•	•		63
1.08	•	•		•	•	•	63	•	•		•	•	•	63
0.36	•	•	•	•	•	•	63	•	•	•	•	•	•	63
1.80							10							10
1.44	•	•		•	•		10	•	•		•	•		10
1.08	•	•		•	•		10	•	•		•	•		10
0.36	•	•		•	•		10	•	•		•	•		10
1.80							5							5
1.44	•	•		•	•		5	•	•		•	•		5
1.08	•	•		•	•		5	•	•		•	•		5
0.36	•	•		•	•		5	•	•		•	•		5
1.80	•			•	•	•	3	•			•	•		3
1.44	•	•		•	•	•	3	•	•		•	•		3
1.08	•	•		•	•	•	3	•	•		•	•	•	3
0.36	•	•	•	•	•	•	3	•	•	•	•	•	•	3

• =Messung \*D=70.34 mm

Tabelle 5-3: Meßmatrix der Experimente für den Einsatz mit der Heißfilmsonde und der Widerstandssonde

Heißfilmsonde								Widerstandssonde						
symmetrische Begasung								symmetrische Begasung						
	Gasgehalt $\beta$  1 Düse			Gasgehalt $\beta$  7 Düsen			H [D] <sup>*</sup>	Gasgehalt $\beta$  1 Düse			Gasgehalt $\beta$  7 Düsen			H [D] <sup>*</sup>
	$j_i$ [m/s]	0 [%]	5 [%]	10 [%]	0 [%]	5 [%]		10 [%]	0 [%]	5 [%]	10 [%]	0 [%]	5 [%]	
1.44	•	•	•	•	•	•	70	•	•		•	•		70
1.08	•	•	•	•	•	•	70	•	•		•	•		70
0.36	•	•	•	•	•	•	70	•	•		•	•		70
1.44	•	•	•	•	•	•	10	•	•		•	•		10
1.08	•	•	•	•	•	•	10	•	•		•	•		10
0.36	•	•		•	•		10	•	•		•	•		10
1.44	•	•	•	•	•	•	5	•	•		•	•		5
1.08	•	•	•	•	•	•	5	•	•		•	•		5
0.36	•	•		•	•		5	•	•		•	•		5
1.44	•	•	•	•	•	•	0	•	•		•	•		0
1.08	•	•	•	•	•	•	0	•	•		•	•		0
0.36	•	•	•	•	•		0	•	•		•	•		0

• =Messung \*D=70.34 mm

## 5.2 Gasverteilung über dem Kanalquerschnitt in sich entwickelnder Strömung

### 5.2.1 Gasverteilung bei symmetrischer Gaszufuhr

Bei symmetrischer Begasung im Blasengenerator wurde das Gas über alle sieben bzw. über eine Düse im Zentrum des Blasengenerators zugeführt, s. Tabelle 5-1. Die mit dem Röntgen-Tomographen bei unterschiedlicher Wasserleerrohrgeschwindigkeit und unterschiedlichem volumetrischen Gasgehalt entlang der Teststrecke gewonnenen Meßergebnisse sind in den Abb. 5-1 bis Abb. 5-4 dargestellt.

Generell ist aus den Meßergebnissen zu erkennen, daß sich in allen Fällen eine rotationssymmetrische Verteilung der Gasphase entlang der Teststrecke ausbildet. Dabei entsteht in der Meßebeine 3D bei einer Begasung mit sieben Düsen und niedrigen mittleren Strömungsgeschwindigkeiten,  $j_i=0.36$  m/s, eine über dem Rohrquerschnitt nahezu gleichmäßige Verteilung der Gasphase, s. Abb. 5-1. Mit zunehmender Höhe nimmt der hydrostatische Druck ab und die Blasen dehnen sich aus, so daß sich der lokale Gasgehalt mit zunehmender axialer Meßposition erhöht. Außerdem findet entlang der Teststrecke in



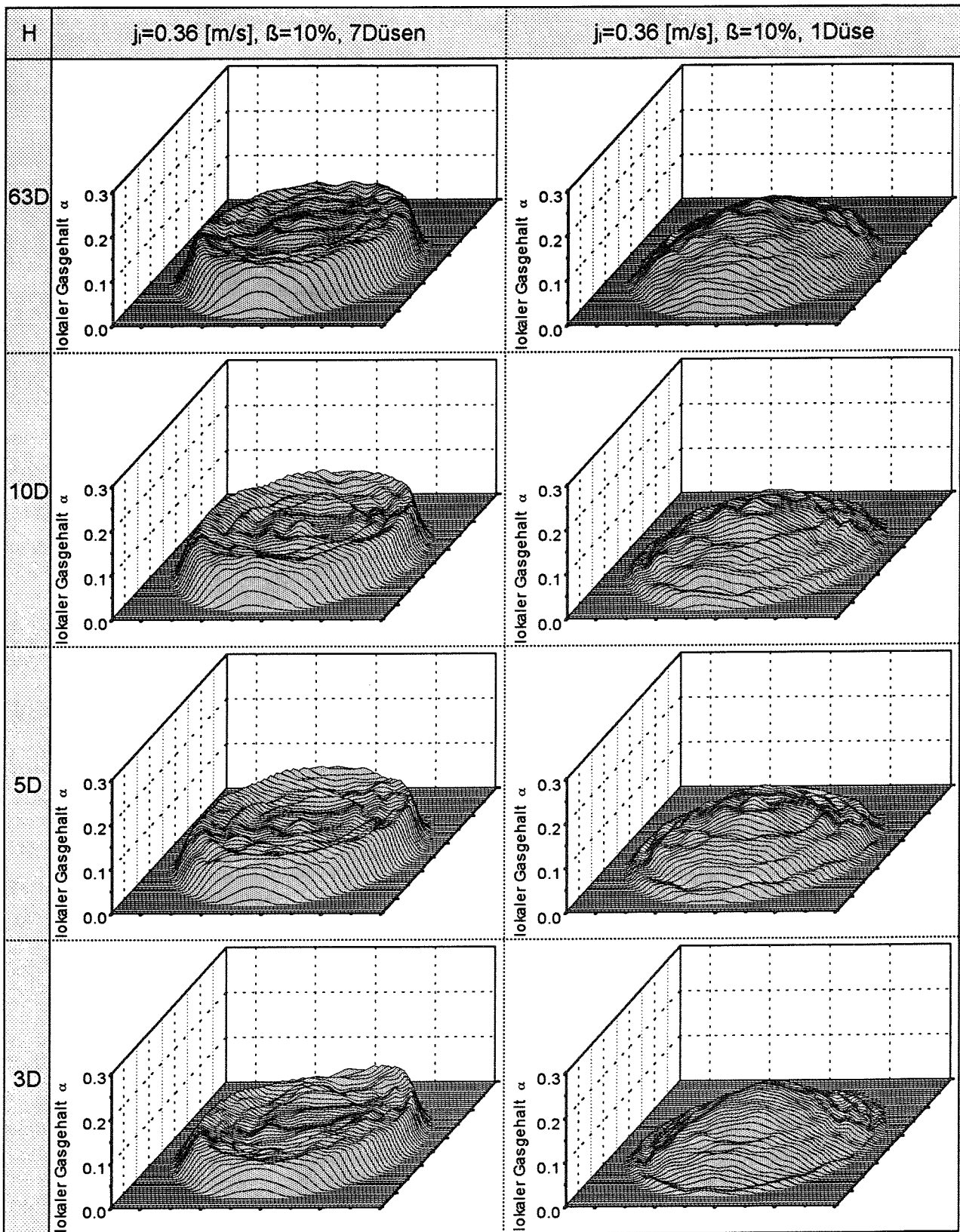


Abb. 5-1: Räumliche Verteilung der Gasphase bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben und mit einer Düse ( $j_i=0.36$  m/s,  $\beta=10\%$ )

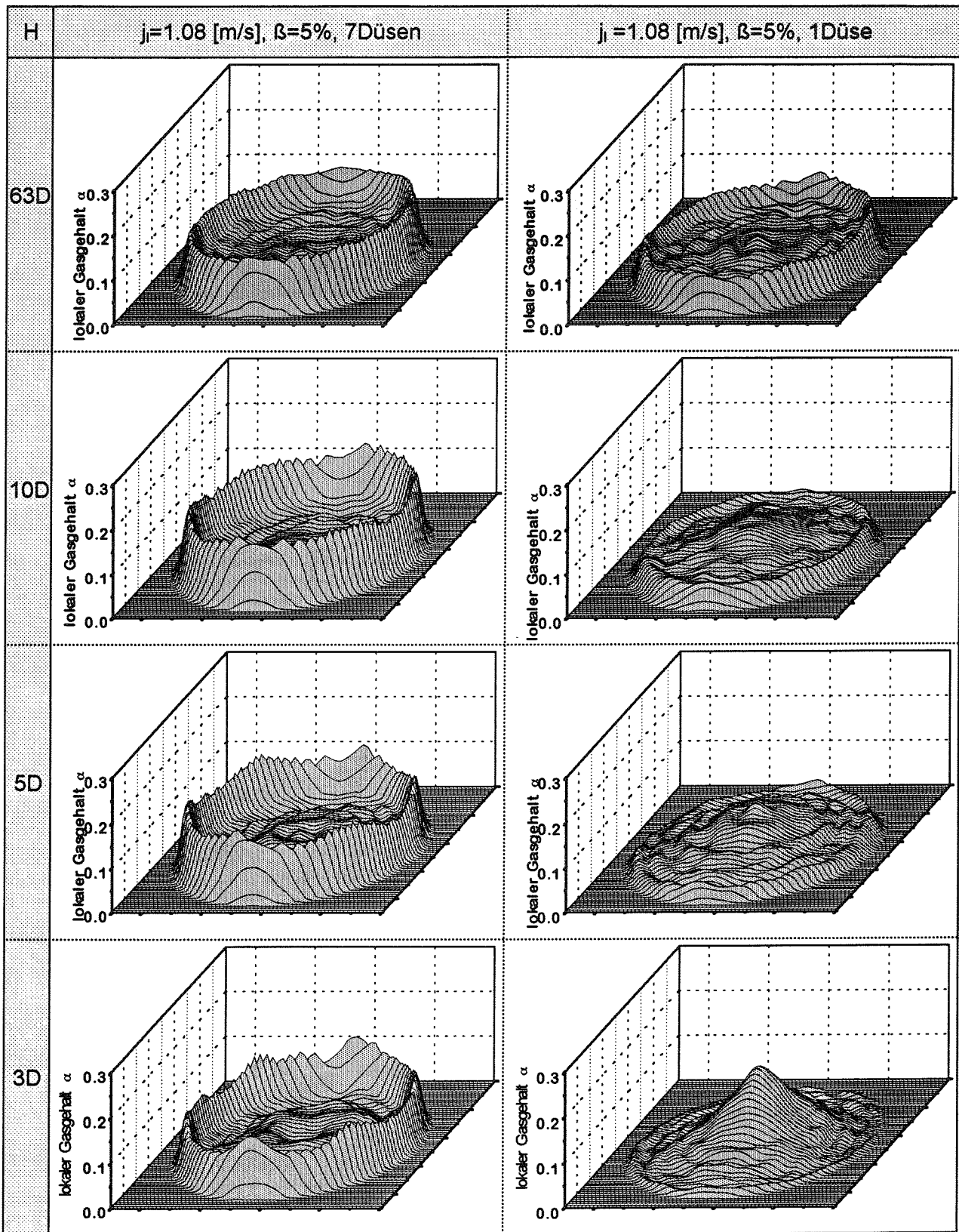


Abb. 5-2: Räumliche Verteilung der Gasphase bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben und mit einer Düse ( $j_i=1.08$  m/s,  $\beta=5\%$ )

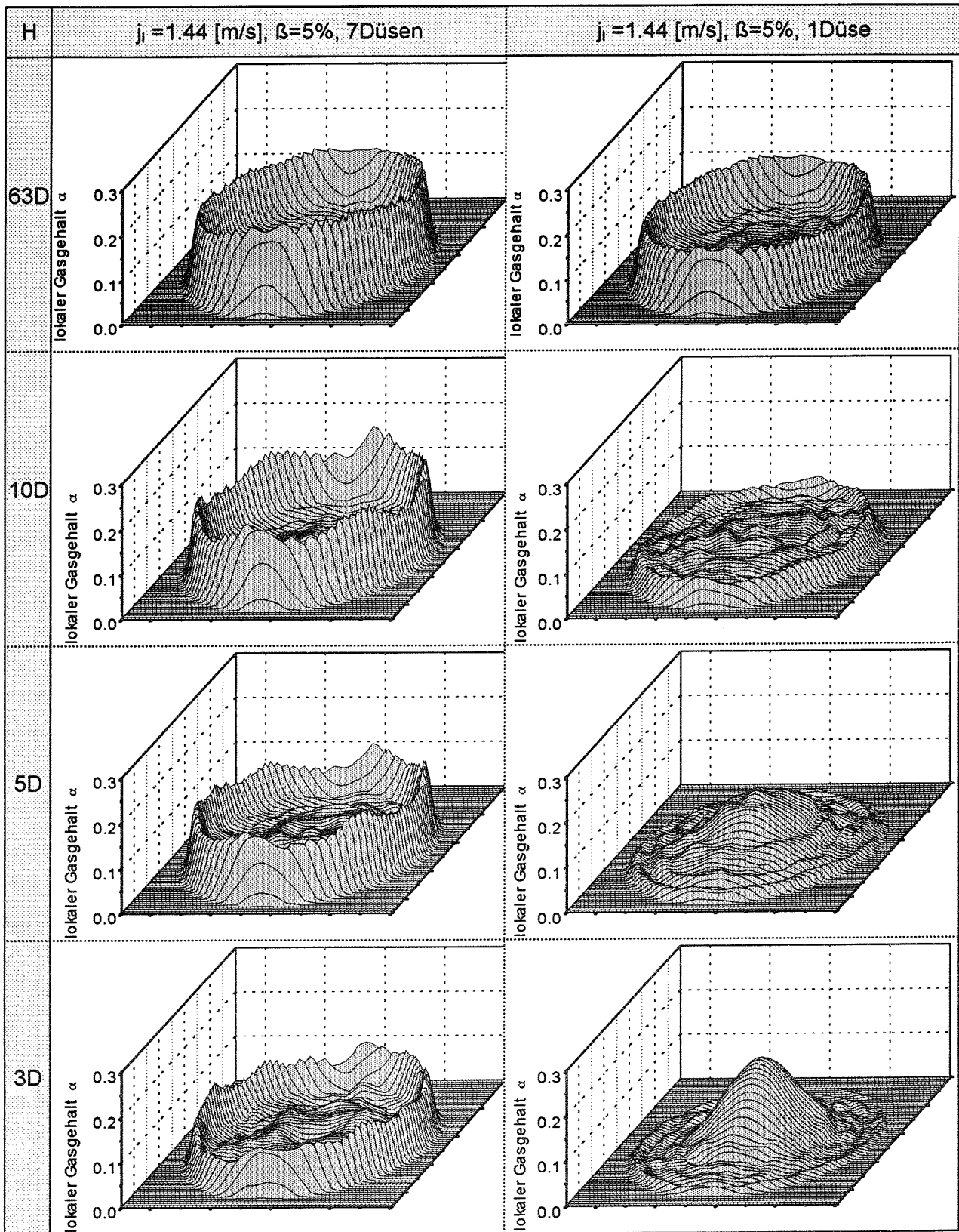


Abb. 5-3: Räumliche Verteilung der Gasphase bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben und mit einer Düse ( $j_i = 1.44 \text{ m/s}$ ,  $\beta = 5\%$ )

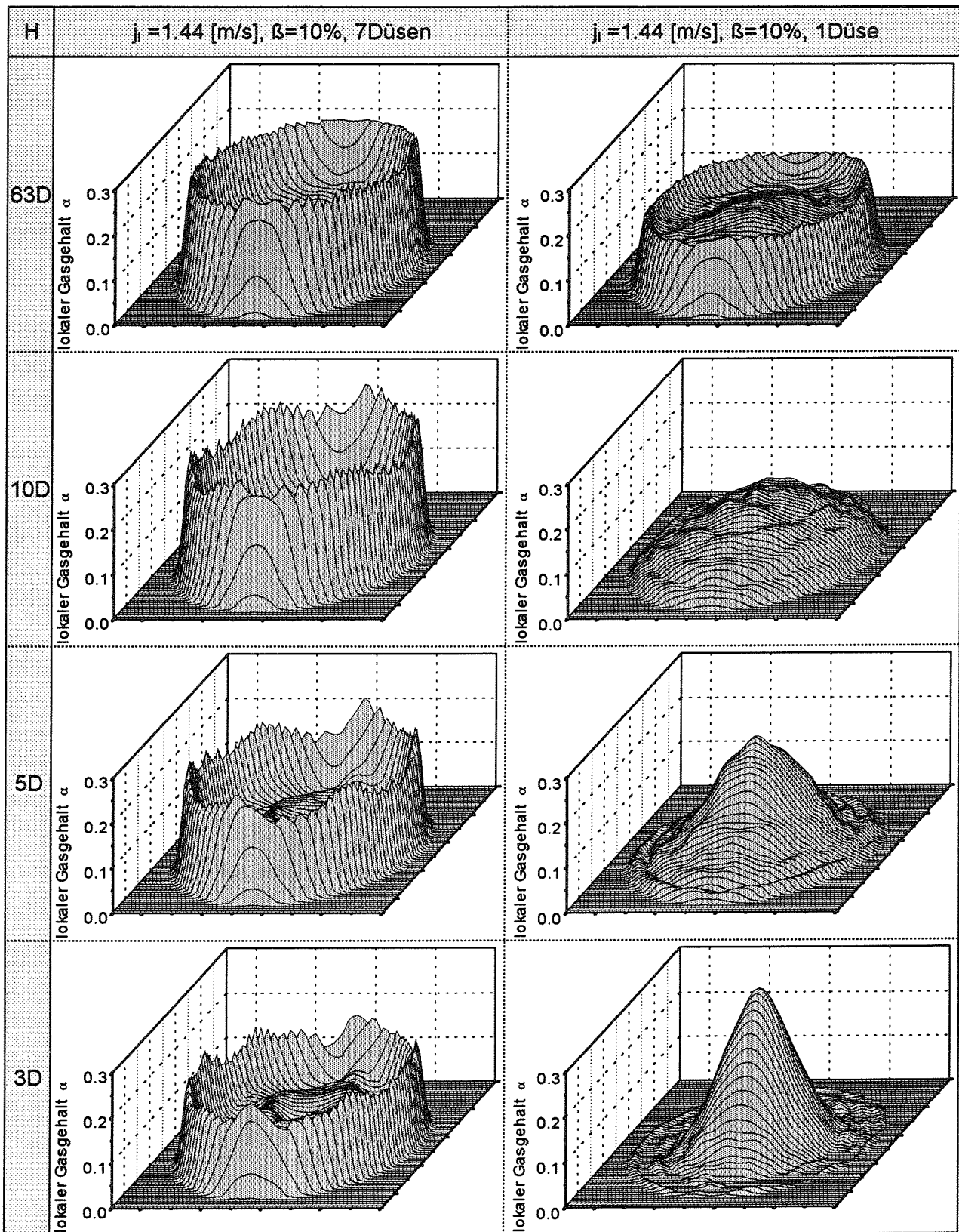


Abb. 5-4: Räumliche Verteilung der Gasphase bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben und mit einer Düse ( $j_i = 1.44 \text{ m/s}, \beta = 10\%$ )

radialer Richtung keine nennenswerte Umverteilung der Blasen statt, so daß sich entlang des Kanals eine nahezu homogene Blasenverteilung über dem Rohrquerschnitt einstellt. Offensichtlich wirken hier keine resultierenden Kräfte in der Strömung, die einen gerichteten Transport von Blasen bewirken.

Beim Erhöhen der Wasserleerrohrgeschwindigkeit (s. Abb. 5-2 bis Abb. 5-4) zeigen sich im Gegensatz zu der vorangegangenen Betrachtung in den ersten Meßebenen deutliche Unterschiede in der Gasverteilung. Bei diesen Experimenten wird durch die konstruktive Ausführung des Blasengenerators die lokale Gasverteilung und dadurch die Gasverteilung beim Eintritt der Strömung in die Teststrecke beeinflusst, siehe Kapitel 4.1.2. Durch diesen Einfluß des Blasengenerators auf die Strömung entsteht an der Rohrwand eine hohe Gaskonzentration, die sich in Umfangsrichtung periodisch ändert. Dabei stellen sich die höchsten Gaskonzentrationen an den Positionen der Kanalwände des Strömungsgleichrichters ein. Mit dem Eintritt der Strömung in die Teststrecke verschwindet im Innern des Rohres der Einfluß der Gleichrichterwände, so daß sich mit zunehmender Strömungsentwicklung im Kernbereich der Strömung die Unterschiede der Gaskonzentration über dem Rohrquerschnitt ausgleichen. Gleichzeitig findet an der Rohrwand in Umfangsrichtung ein Blasentransport statt, durch den die azimutalen Änderungen der Gaskonzentration ausgeglichen werden. An der Rohrwand bleibt die hohe Gaskonzentration entlang der Teststrecke erhalten, so daß anhand der Meßdaten kein signifikanter radialer Blasentransport zu beobachten ist. Ein Vergleich der Meßergebnisse bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen in Abb. 5-2 mit Abb. 5-3 und Abb. 5-4 zeigt, daß sich die Gaskonzentration mit zunehmender Wasserleerrohrgeschwindigkeit sowie mit zunehmendem volumetrischem Gasgehalt  $\beta$  an der Wand erhöht. Diese Zunahme der Gaskonzentration an der Wand, ist dabei schon beim Eintritt der Blasenströmung in die Teststrecke zu beobachten. Im weiteren Strömungsverlauf wandern weitere Blasen zur Rohrwand, wodurch sie eine zusätzliche Erhöhung der Gaskonzentration bewirken.

Aus diesen Beobachtungen läßt sich schließen, daß im Wandbereich der Strömung Kräfte auftreten, die ein Verbleiben der Blasen an der Wand bewirken. Diese radial wirkenden Kräfte verhindern dem Anschein nach einen Blasentransport von der Wand in das Zentrum der Strömung. Dabei scheint sich die radiale Wirkung dieser Kräfte mit zunehmender Wasserleerrohrgeschwindigkeit zu erhöhen. Bei niedrigeren Wasserleerrohrgeschwindigkeiten sind diese radial wirkenden Kräfte offenbar zu klein, um die Blasen an der Rohrwand zu binden, so daß eine über dem Rohrquerschnitt nahezu gleichmäßige Verteilung der Blasen entsteht.

Bei der Gaszufuhr mit einer Düse sind in der Meßebene 3D erwartungsgemäß, die größten Gaskonzentrationen in der Mitte der Strömung zu beobachten. Zur Rohrwand hin nimmt in diesen Fällen der lokale Gasgehalt stetig ab, so daß entlang der Teststrecke bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten,  $j_1=0.36$  m/s, nur geringe Änderungen der Gasverteilung zu erkennen sind, s. Abb. 5-1. Im Gegensatz zur Begasung mit sieben Düsen sind hier die Blasen nicht homogen über dem Rohrquerschnitt verteilt.

Mit zunehmender Wasserleerrohrgeschwindigkeit (s. Abb. 5-2 und Abb. 5-3) ist in der Meßebene 3D zu erkennen, daß sich die maximale Gaskonzentration in der Mitte der Strö-

mung erhöht. Es zeigt sich dabei, daß im Gegensatz zu den Messungen bei einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von  $j_1=0.36$  m/s die radiale Umverteilung der Gasphase noch nicht so weit fortgeschritten ist. Gleichzeitig findet in diesen Fällen ein deutlich erkennbarer radialer Blasen-transport entlang der Teststrecke statt. Dieser bewirkt, daß die Blasen mit zunehmender Kanallänge aus dem Kernbereich der Strömung in den Wandbereich transportiert werden. Dadurch erhöht sich die Gaskonzentration an der Wand, so daß sich am Ende der Teststrecke eine ähnliche Gasverteilung über dem Rohrquerschnitt einstellt wie bei der Begasung mit sieben Düsen.

Ein Vergleich der Gaskonzentrationen in der Meßebe 63D bei einer Begasung mit einer und mit sieben Düsen zeigt, daß bei der Begasung mit einer Düse der beobachtete lokale Gasgehalt an der Wand niedriger ist. Vermutlich ist bei der Begasung mit einer Düse die Umverteilung der Gasphase am Ende der Rohrstrecke noch nicht abgeschlossen, siehe Abb. 5-4, d. h. die Teststrecke ist nicht lang genug, um den vollständigen radialen Blasen-transport beobachten zu können.

In Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit und vom volumetrischen Gasgehalt  $\beta$  lassen sich weitere Phänomene beobachten. Aus dem Vergleich der Ergebnisse aus Abb. 5-2 und Abb. 5-3 ist zu erkennen, daß die radiale Umverteilung der Gasphase bei gleichem Gasgehalt mit zunehmender Wasserleerrohrgeschwindigkeit schneller erfolgt, während bei gleicher Wasserleerrohrgeschwindigkeit mit zunehmendem volumetrischem Gasgehalt ein langsamerer, vgl. Abb. 5-3 und Abb. 5-4, radialer Blasen-transport stattfindet.

Die Auswertung der Experimente bei einer Begasung mit einer Düse lassen darauf schließen, daß im Kernbereich der Strömung Kräfte auf die Blasen wirken, die für einen Konzentrationsabbau der Gasphase sorgen. Mit zunehmender Wasserleerrohrgeschwindigkeit bewirken diese Kräfte eine schnellere radiale Umverteilung der Gasphase. Erreichen die Blasen bei hoher Wasserleerrohrgeschwindigkeit die Rohrwand, so verhalten sie sich wie bei der Begasung mit sieben Düsen, d. h. es findet kein sichtbarer radialer Transport von der Wand in den Kernbereich der Strömung statt.

### 5.2.2 Gasverteilung bei unsymmetrischer Gaszufuhr

Bei den Strömungsuntersuchungen mit unsymmetrischer Gaszufuhr wurden zwei Fälle unterschieden. Im ersten Fall wurde der Wasserphase das Gas über eine exzentrisch im Blasengenerator angeordnete Düse zugeführt und im zweiten Fall wurde über zwei sich gegenüberliegende radiale Düsen begast, s. Tabelle 5-1.

Die in Abb. 5-5 dargestellten Diagramme zeigen jeweils die Verteilung des lokalen Gasgehaltes über dem Rohrquerschnitt, in den untersuchten Meßebenen (H=3D, 5D, 10D und 63D) bei einer Begasung mit einer exzentrisch angeordneten Gasdüse. Die Messungen wurden bei einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von  $j_1=1.08$  m/s und einem volumetrischen Gasgehalt von 5% bzw. 10% durchgeführt. Aus den Meßergebnissen wird deutlich, daß

sich in der Meßebebene 3D, beim Eintritt der Blasenströmung in die Teststrecke, über der begasten Düse die höchsten Gaskonzentrationen einstellen. Ausgehend von dieser Gasverteilung findet mit zunehmender Strömungsentwicklung eine Umverteilung der Gasphase statt. Dabei reduziert sich das Maximum des Gasgehaltes und die Blasen verteilen sich immer mehr über den gesamten Rohrquerschnitt. Die Untersuchungen bei einer Begasung von  $\beta=5\%$  zeigen dabei, daß am Ende der Teststrecke,  $H=63D$ , immer noch eine unsymmetrische Gasverteilung vorhanden ist. Im Gegensatz dazu stellt sich bei der Begasung mit  $\beta=10\%$  ein symmetrischer Profilverlauf der Gasphase am Ende der Teststrecke ein, so daß bei gleicher Wasserleerrohrgeschwindigkeit und zunehmendem  $\beta$  die Umverteilung der Gasphase schneller erfolgt ist. Es kann daraus geschlossen werden, daß die Gasphase bestrebt ist, sich symmetrisch auszubilden. Außerdem wird deutlich, daß die Teststrecke in einigen Fällen nicht lang genug ist, um das Ende der Umverteilung beobachten zu können.

In Abb. 5-6 sind die Meßergebnisse aus Abb. 5-5 in einer Höhenlinien-Verteilung dargestellt. Zum besseren Verständnis der in der Meßebebene 3D erzeugten Gasverteilung sind in dieser Meßebebene zusätzlich die wesentlichen Komponenten des Blasengenerators schematisch eingezeichnet. An dieser Darstellung wird deutlich, daß die Gaskonzentration über dem Kanalquerschnitt des Strömungsgleichrichters, durch den die Blasen in die Teststrecke einströmen, am größten ist. Gleichzeitig zeigen die Messungen, daß zwischen dem Austritt der Strömung aus dem Blasengenerator,  $H=0D$ , und der Meßebebene 3D ein Transport von Blasen in die benachbarte Strömungsregionen stattgefunden hat, so daß auch über den davon betroffenen Kanalquerschnitten eine Gaskonzentration gemessen wird. Im weiteren ist aus den Diagrammen in Abb. 5-6 zu entnehmen, daß sich, ausgehend von der Gasverteilung in der Meßebebene 3D mit zunehmender Lauflänge die Gasphase in radialer und in azimuthaler Richtung über den gesamten Rohrquerschnitt ausbreitet. Die Entwicklung der Gasprofile in Abb. 5-6 (links,  $\beta=5\%$ ) deuten beim Übergang von  $5D$  nach  $10D$  darauf hin, daß Blasen, die die Mitte der Strömung erreicht haben dort verharren, während in Umfangsrichtung der Abbau des Konzentrationsgefälles fortgesetzt wird. Dabei scheinen sich die wandnächsten Blasen ausschließlich in Umfangsrichtung zu bewegen.

In den Abb. 5-7 und Abb. 5-8 zeigen die Diagramme die Ergebnisse der Messungen bei unsymmetrischer Begasung mit zwei exzentrisch angeordneten Gasdüsen sowie einem volumetrischen Gasgehalt von  $\beta=5\%$  bzw.  $10\%$ . Aus den Ergebnissen der Untersuchungen in der Meßebebene 3D ist zu entnehmen, daß sich der höchste Gasgehalt wieder über den begasten Düsen einstellt. Ausgehend von dieser Gasverteilung findet im weiteren Strömungsverlauf eine Umverteilung der Gasphase in radialer und azimuthaler Richtung statt, so daß sich am Ende der Teststrecke eine symmetrische Gasverteilung ausbildet. Der Vergleich der Strömungsprofile in der Meßebebene  $10D$  zeigt, daß die Umverteilung der Gasphase mit zunehmendem  $\beta$  schneller erfolgt.

In der Höhenliniendarstellung der Gasverteilung, s. Abb. 5-8, wird in der Meßebebene 3D deutlich, daß die Gasverteilung an der Rohrwand am größten ist. Außerdem hat schon ein sichtbarer Blasen-transport über die Rohrwand stattgefunden, so daß sich auch im Kernbereich der Strömung Blasen befinden. Im weiteren Strömungsverlauf zeigt sich, daß

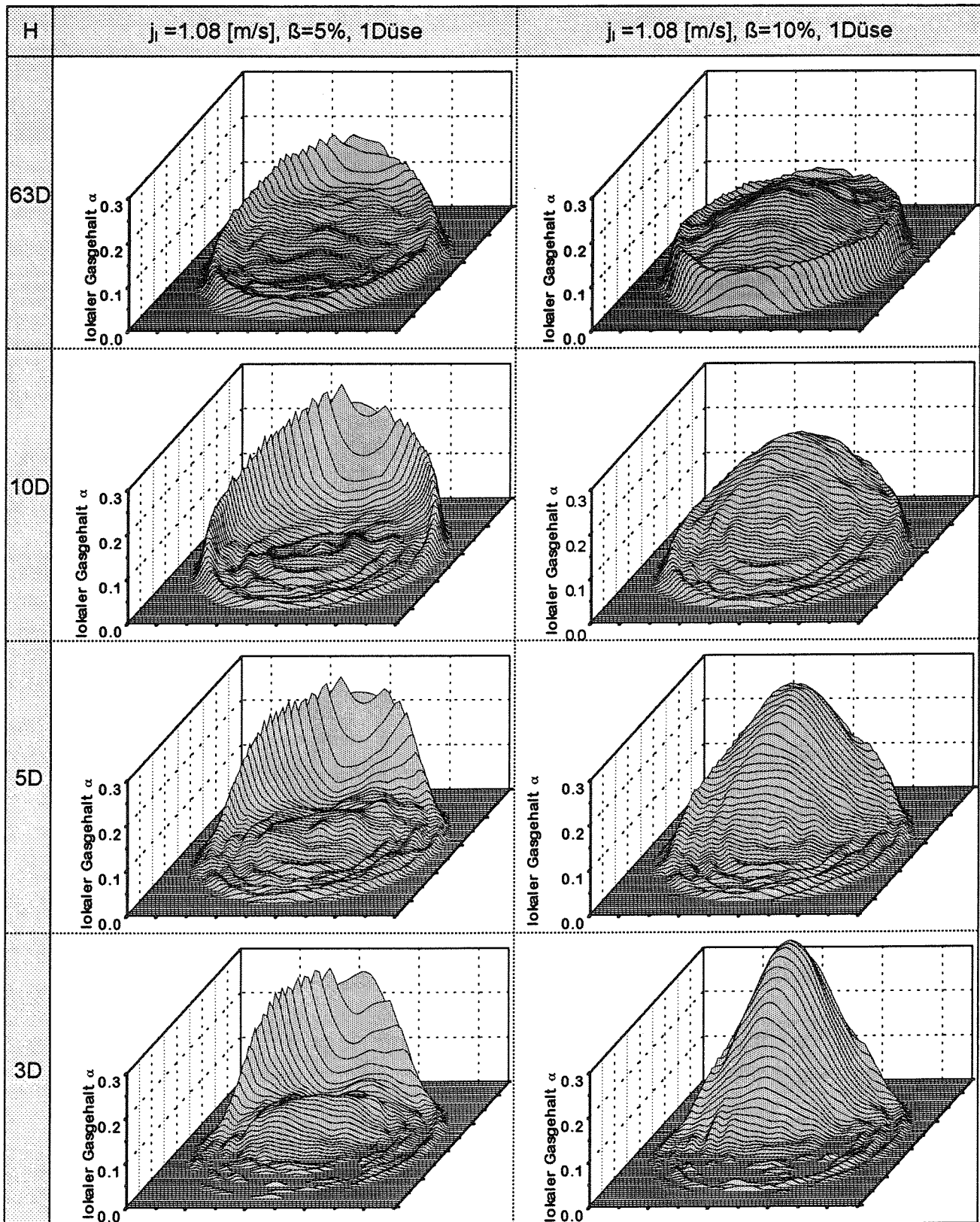


Abb. 5-5: Räumliche Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse ( $j_i = 1.08 \text{ m/s}$ ,  $\beta = 5\%$  bzw.  $\beta = 10\%$ )



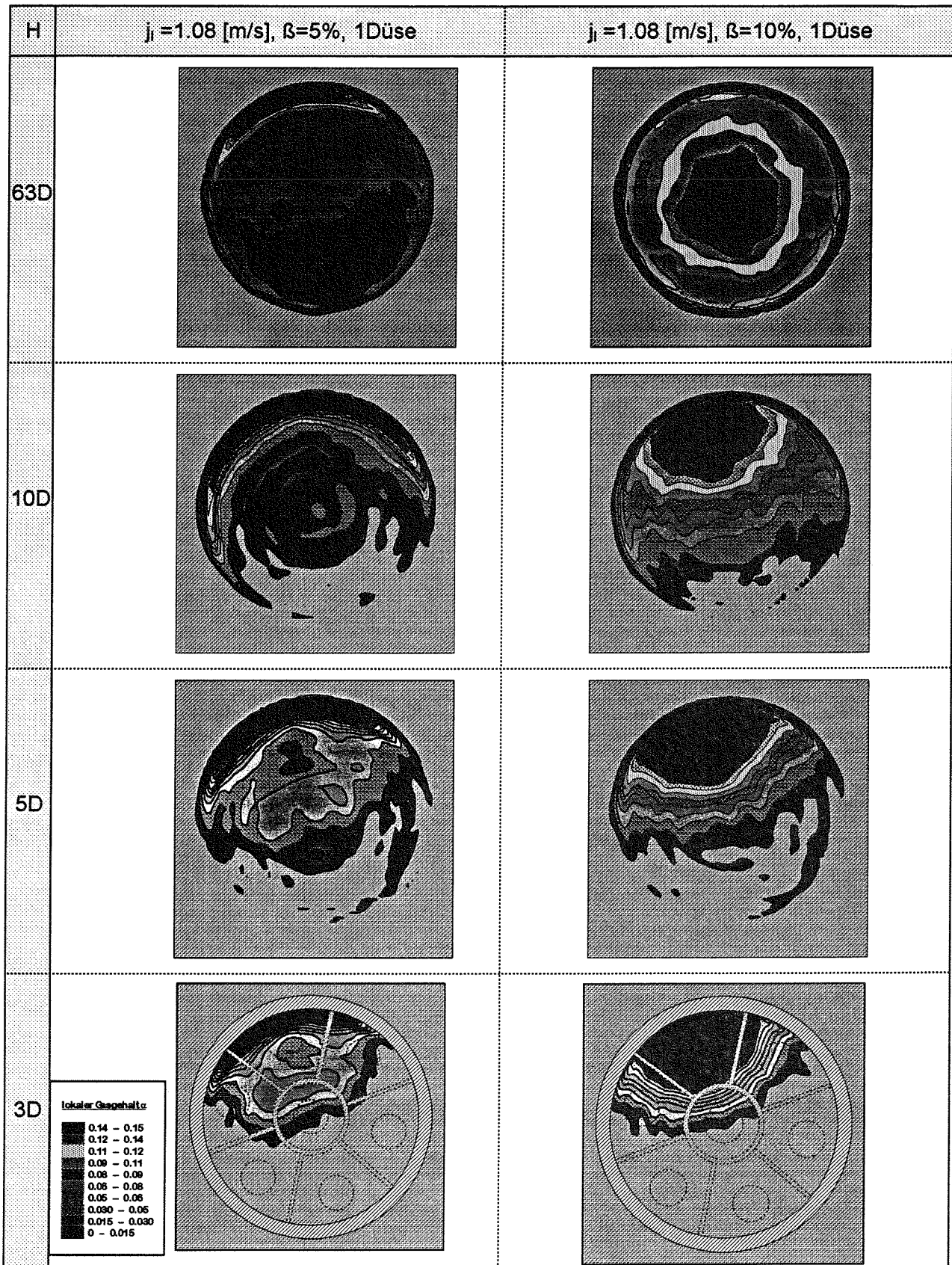


Abb. 5-6: Höhenlinien Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse ( $j_i = 1.08 \text{ m/s}$ ,  $\beta = 5\%$  bzw.  $\beta = 10\%$ )

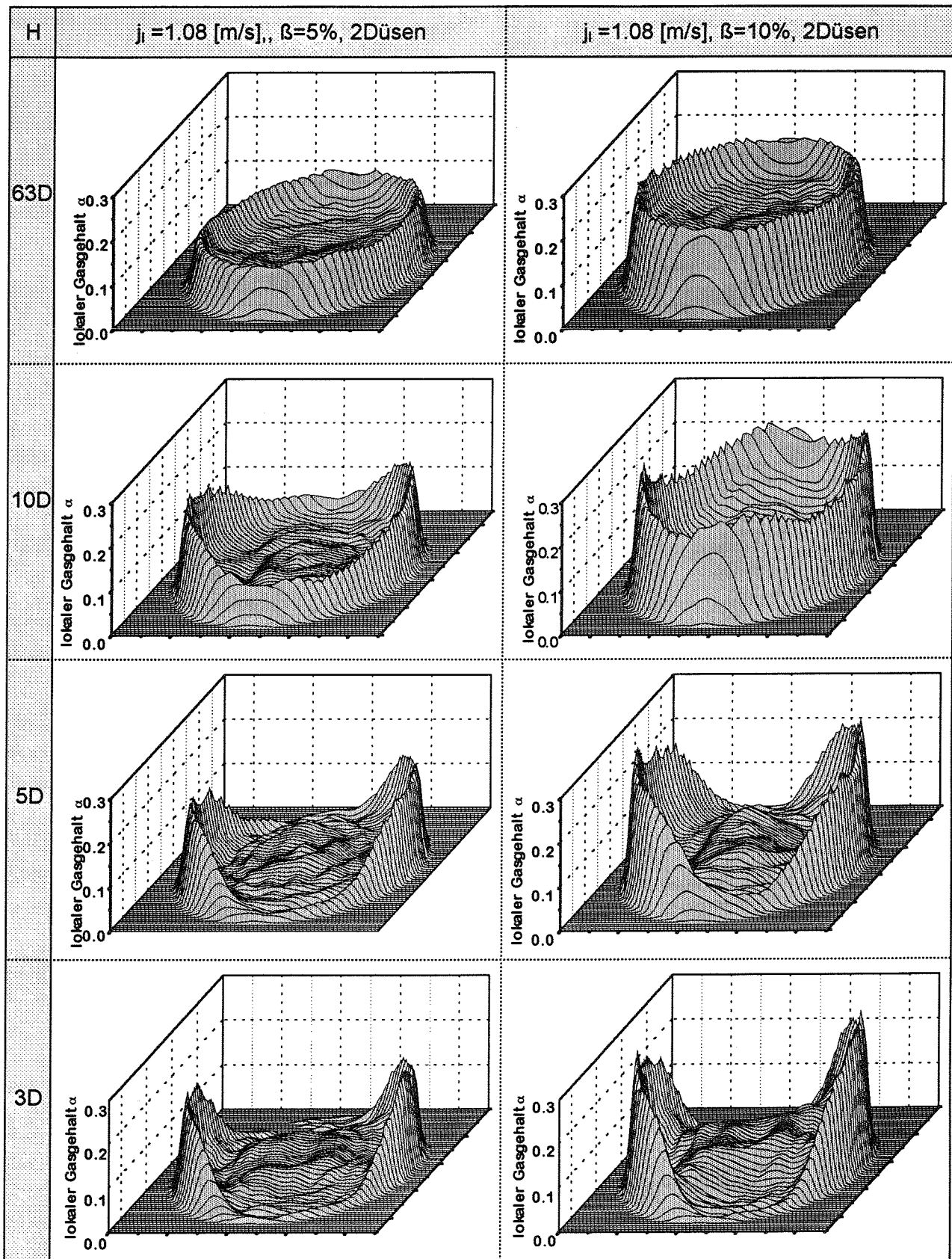


Abb. 5-7: Räumliche Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit zwei Düsen ( $j_i = 1.08 \text{ m/s}$ ,  $\beta = 5\%$  bzw.  $\beta = 10\%$ )

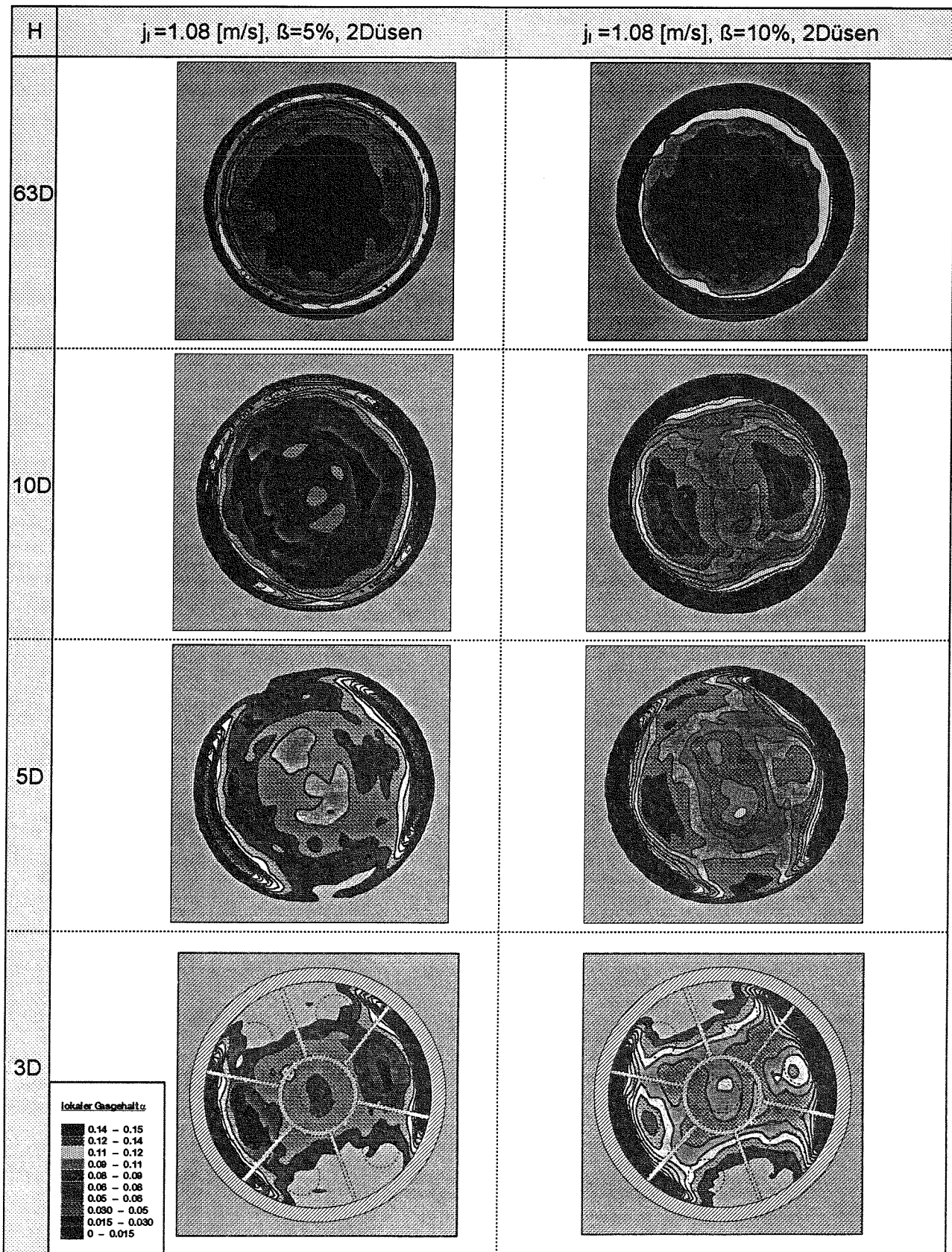


Abb. 5-8: Höhenlinien Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit zwei Düsen ( $j_i = 1.08 \text{ m/s}$ ,  $\beta = 5\%$  bzw.  $\beta = 10\%$ )

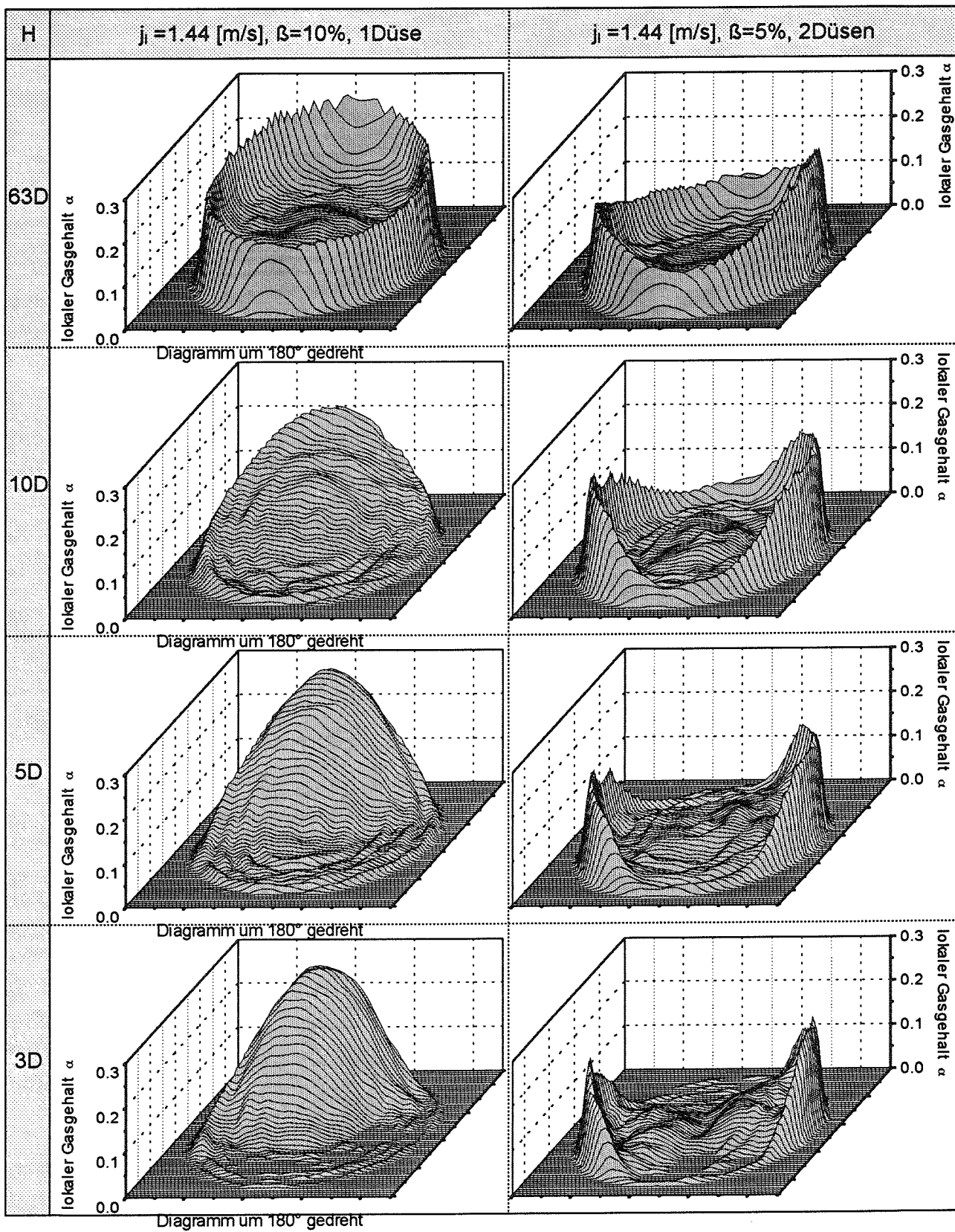


Abb. 5-9: Räumliche Verteilung der Gasphase bei unsymmetrischer Gaszufuhr mit einer und mit zwei Düsen ( $j_i = 1.44 \text{ m/s}$ ,  $\beta = 10\%$  bzw.  $\beta = 5\%$ )

offenbar die Blasen in Strömungsmitte radial transportiert werden, während gleichzeitig ein Abbau des Konzentrationsgefälles durch Wandblasen in azimuthaler Richtung stattfindet. Dieser Vorgang erfolgt so lange, bis sich ein gleichmäßiges Gasprofil in Umfangsrichtung einstellt.

Ein Vergleich der in den Abb. 5-5, Abb. 5-7 und Abb. 5-9 dargestellten Meßergebnisse zeigt, daß bei konstantem Gasgehalt mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit, wahrscheinlich aufgrund der kürzeren Verweilzeiten der Gasphase in der Teststrecke, die Ausbildung der symmetrischen Profile weniger weit fortgeschritten ist. Außerdem scheinen in Umfangsrichtung die Strömungswiderstände geringer als in radialer Richtung zu sein, so daß der azimuthale Blasen-transport schneller als der radiale Blasen-transport erfolgt.

Aus den beobachteten Phänomenen bei unsymmetrischer Begasung ist festzustellen, daß, im Gegensatz zur symmetrischen Begasung, neben radialen Kräften auch azimuthale Kräfte für einen Blasen-transport verantwortlich sein müssen. Die Wirkung der Kräfte sorgt dafür, daß bei gleichem volumetrischem Gasgehalt und mit zunehmender Wasserleerrohr-geschwindigkeit die Umverteilung der Gasphase am Ende der Teststrecke weniger weit fortgeschritten ist. Dabei ist die Strömung generell bestrebt sich symmetrisch auszubilden. Außerdem ist aus der Entwicklung der Gasverteilung zu erkennen, daß, solange der Blasen-transport noch nicht abgeschlossen ist, die höchsten Gaskonzentrationen immer an derselben azimuthalen Position auftreten. Dies kann als ein Indiz dafür gedeutet werden, daß die erzeugte Blasenströmung drehungsfrei ist.

Bemerkenswert ist bei den Untersuchungen mit dem Tomographen, daß der maximal in der Strömung beobachtete Gasgehalt zwischen 30% und 40% liegt. Diese beobach-tungen sind auch den Meßergebnisse von Serizawa [ 53 ], Wang [ 66 ] und Liu [ 36 ], [ 37 ], [ 38 ] zu entnehmen.

### **5.3 Radiale Profile zeitlich gemittelter Größen in der Gasphase**

Neben dem Gasgehalt sind für die Charakterisierung der Strömung auch Kenntnisse über den Blasendurchmesser und die Blasengeschwindigkeit notwendig. Wie in Kapitel 2.1 gezeigt wurde beeinflussen diese Größen die zwischen den Phasen wirkenden Wechsel-wirkungskräfte, wobei gerade der Blasendurchmesser eine empfindliche Größe bezüglich der radialen Blasenwanderung ist. Wie Untersuchungen von Liu [ 37 ], Zun [ 71 ] und Sekoguchi [ 49 ] zeigen konnten, findet bei Aufwärtsströmung eine Blasenwanderung zur Wand hin, "wallpeaking" genannt, bei kleinen Blasen ( $d_B < 5-6$  mm) statt, während größere Blasen sich im Zentrum der Strömung, "corepeaking" genannt, konzentrieren. Das bedeutet, daß bei der Interpretation von Blasenströmungen Kenntnisse über die Blasen-größen unerlässlich sind. Aus diesem Grund wurden mit der in Kapitel 4.2 beschriebenen Zwei-Sensor-Widerstandssonde, neben dem lokalen Gasgehalt, der mittlere Blasendurch-messer, der zeitliche Mittelwert der Blasengeschwindigkeit und die Blasenfrequenz ermittelt.

### **5.3.1 Radiale Profile der Blasengeschwindigkeit und des Blasendurchmessers bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben Düsen**

Die Verteilung des lokalen mittleren Blasendurchmessers wird anhand von Abb. 5-10 diskutiert. In der Meßebe 0D ist ein nahezu gleichmäßiger radialer Profilverlauf des Blasendurchmessers über dem Rohrquerschnitt zu erkennen. Der Blasendurchmesser beträgt dabei ca. 2.5 mm. Mit zunehmender Höhe nimmt der Blasendurchmesser, aufgrund der Abnahme des hydrostatischen Drucks, bis auf ca. 3÷4 mm zu. Dies ist am deutlichsten beim Übergang von 10D nach 70D zu erkennen. Es zeigt sich, daß in allen Meßebenen der Blasendurchmesser im Zentrum der Strömung ( $r/R=0\div 0.6$ ) nahezu konstant ist, so daß man in diesem Bereich von einheitlichen Blasengrößen ausgehen kann. Mit Annäherung zur Wand ( $r/R>0.6$ ) werden die Blasen in den Meßebenen 10D und 70D größer. Hierfür können mehrere Ursachen verantwortlich sein. Nahe an der Wand könnte durch radiale Geschwindigkeitsgradienten der flüssigen Phase eine Verformung der Blase infolge von Scherkräften verursacht werden. Dadurch würde dann eine bevorzugte Deformierung der Blasen derart stattfinden, daß in radialer Richtung eine Stauchung und in axialer Richtung eine Längung der Blasen erfolgt. Diese Veränderung der Blasenform könnte dann bei der Messung der Anstehzeiten und der Laufzeiten eine Detektion zu großer Sehnenlängen bewirken und bei der Auswertung der Daten zu größeren Blasendurchmessern führen. Die Zunahme des Blasendurchmessers im Bereich  $0.6 < r/R < 0.82$  kann damit jedoch nicht erklärt werden. Es besteht hier die Möglichkeit, daß sich infolge des hohen Gasgehalts im Wandbereich die Koaleszenzwahrscheinlichkeit der Blasen erhöht und dadurch eine Vergrößerung des Blasendurchmessers erfolgt, oder daß größere Blasen gegenüber kleineren bevorzugt in den Wandbereich der Strömung transportiert werden.

Durch die Kanalwände des Strömungsgleichrichters sind in der Meßebe 0D im radialen Geschwindigkeitsverlauf der Gasphase deutliche Geschwindigkeitsunterschiede zu erkennen, Abb. 5-10. Im Zentrum der Gleichrichterkanäle besitzen die Blasen eine hohe Strömungsgeschwindigkeit, die in radialer Richtung aufgrund der Haftbedingung an den Kanalwänden geringer wird. Nach 5D ist dieser Einfluß nicht mehr zu erkennen. Es bildet sich ein im Zentrum der Strömung nahezu konstantes Geschwindigkeitsprofil aus. Ab einer radialen Position von  $r/R \approx 0.6$  nimmt der radiale Geschwindigkeitsgradient zu, so daß ein starker Abfall der Geschwindigkeit gegenüber dem Strömungszentrum feststellbar ist.

Im Wandbereich wird die Gasphase entlang der Rohrstrecke beschleunigt. Vermutlich erhöht sich aufgrund der größeren Blasen und der erhöhten Gaskonzentration an der Wand die Auftriebskraft und damit die Blasengeschwindigkeit. Dadurch wird die die Blasen umgebende flüssige Phase ebenfalls beschleunigt. Aufgrund der Massenerhaltung muß dann die Blasengeschwindigkeit im Kernbereich der Strömung verzögert werden.

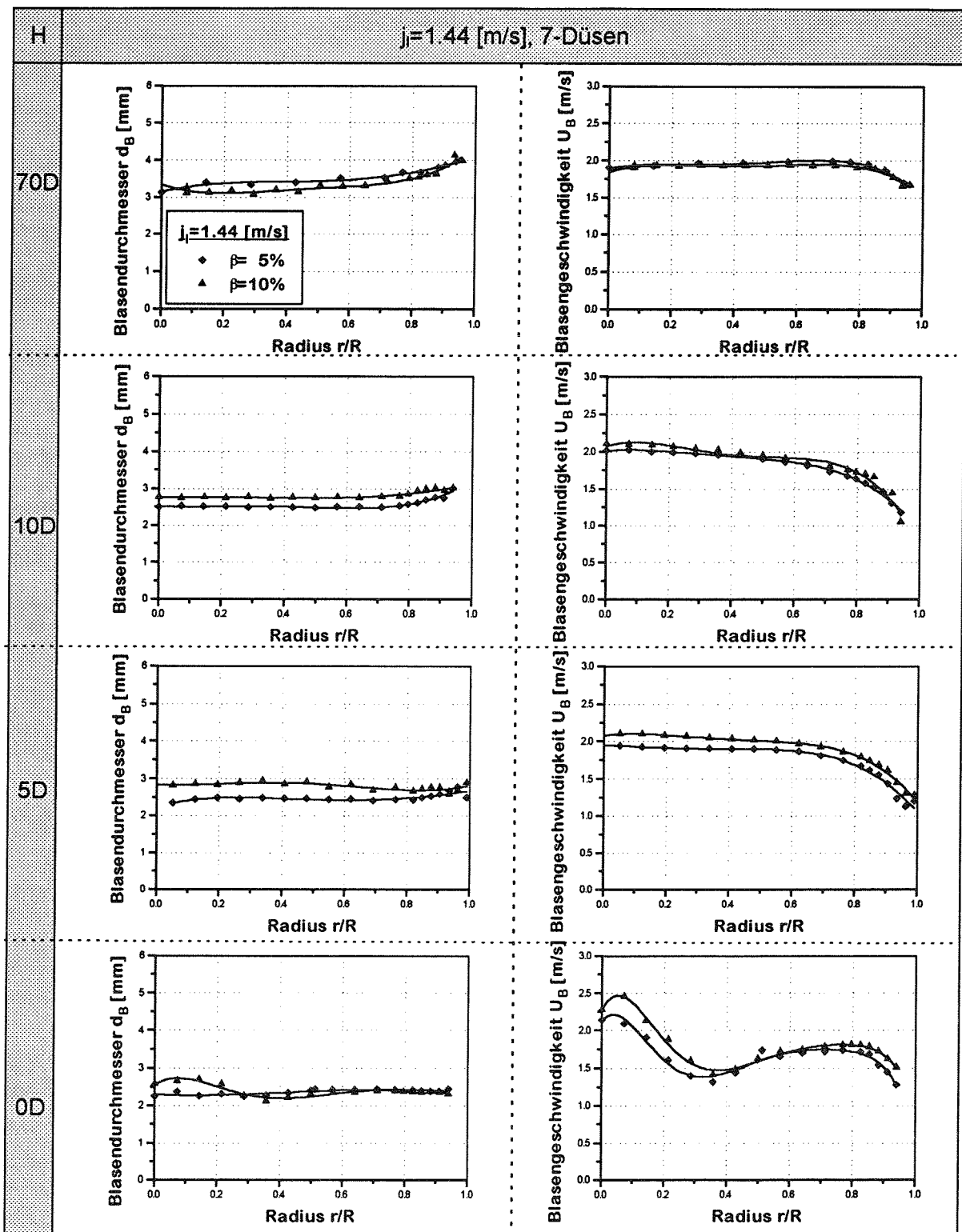


Abb. 5-10: Entwicklung des Blasendurchmessers und der Blasengeschwindigkeit bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben Düsen,  $j_1=1.44$  m/s

### 5.3.2 Radiale Profile der Blasengeschwindigkeit und des Blasendurchmessers bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse

Abb. 5-11 zeigt die Entwicklung des mittleren Blasendurchmesserprofils und der mittleren Blasengeschwindigkeit bei symmetrischer Begasung mit einer Düse und den gleichen eingestellten Parametern wie in Abb. 5-10. Da bei sonst gleichen Strömungsbedingungen bei der Begasung mit einer Düse über die zentrale Düse im Blasengenerator genauso viel Gas der Wasserphase zugeführt wird wie bei der Gaszufuhr mit sieben Düsen, tritt dort die Gasphase mit einer sehr hohen Phasengeschwindigkeiten in die Teststrecke ein. Infolge der Gaserzeugung im Zentrum des Kanals und des dadurch bedingten hohen Gasanteiles in der Strömung entstehen in der Meßebebene 0D Bereiche mit sehr großen Gasvolumen, so daß hier noch keine Blasenströmung vorliegt. Im Laufe der Strömungsentwicklung (bis ca. 5D) kommt es vermutlich durch an den Blasen angreifende Scherkräfte zu einer Zerteilung des Gasstrahls bzw. der Gaspfropfen und zur Bildung von einzelnen Blasen, die sich dann mit hoher axialer und radialer Geschwindigkeit bewegen. Das hat zur Folge, daß bei der Begasung mit einer Düse ein Großteil der Gasblasen erst entsteht, nachdem die Gasphase die Kammern des Strömungsgleichrichters im Blasengenerator verlassen hat, während bei der Begasung mit sieben Düsen die Gasblasen unmittelbar nach dem Austritt aus den Gasdüsen erzeugt werden, so daß am Übergang Blasengenerator/Teststrecke schon eine Blasenströmung vorhanden ist. Aufgrund dieser Schwierigkeiten konnten bei der Begasung mit einer Düse und bei einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von 1,44 m/s sowie einem volumetrischen Gasgehalt von  $\beta=10\%$  in der Ebene 0D keine Blasendurchmesser oder Blasengeschwindigkeiten bestimmt werden. Deshalb ist eine Interpretation der ausgewerteten Meßdaten erst ab der Meßebebene 5D sinnvoll, da ab dieser Meßebebene die Strömung als Blasenströmung identifizierbar ist. Die Auswertungen der Experimente zeigen, daß sich in der Meßebebene 5D die größten Blasen in der Mitte der Strömung befinden. Mit zunehmendem Radius nimmt der mittlere Blasendurchmesser ab, so daß die kleinsten Blasen an der Rohrwand zu beobachten sind. Entlang des Kanals bleibt im Kernbereich der Strömung der Blasendurchmesser nahezu konstant bei 4 mm, während im Wandbereich die Blasen größer werden. Der Durchmesser variiert hier zwischen ca. 2 mm bei  $H=5D$  und ca. 4 mm bei  $H=70D$ . Am Ende der Teststrecke stellt sich, im Vergleich zur Meßebebene 5D, ein flacherer radialer Profilverlauf ein.

Vermutlich bewirken hohe turbulente Scherkräfte in der flüssigen Phase ein Aufbrechen größerer Blasen ( $d_B > 4$  mm). Dies wird um so einfacher je größer die Gasblasen werden, da die Druckdifferenz zwischen Gasphase und Fluid proportional mit  $1/r$  nach Gleichung (5-2) geringer wird.

$$p_g - p_f = \frac{2\sigma}{r} \quad (5-2)$$



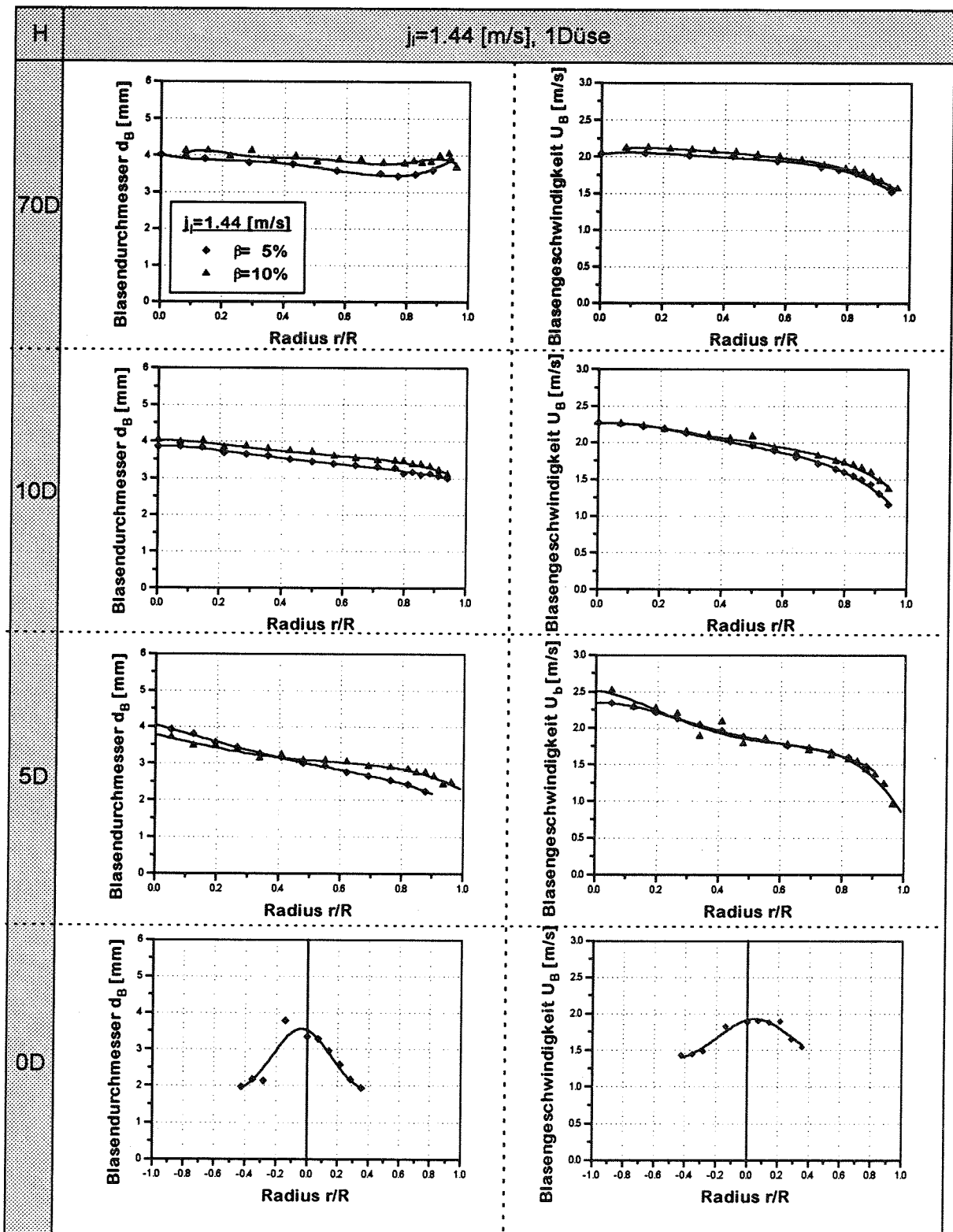


Abb. 5-11: Entwicklung des Blasendurchmessers und der Blasengeschwindigkeit bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse,  $j_i=1.44$  m/s

Bei der Begasung mit  $\beta=5\%$  erhöht sich entlang des Kanals, s. Abb. 5-3, die Blasenkonzentration an der Wand und damit die Koaleszenzwahrscheinlichkeit der Gasblasen. Dies führt vermutlich zu der beobachteten Vergrößerung der Blasen, ab einer radialen Position  $r/R>0.8$ , zur Wand hin.

Durch die zentrale Zufuhr der Gasphase, in der Mitte des Blasengenerators, wird beim Eintritt der Blasenströmung in die Teststrecke eine hohe Blasengeschwindigkeit im Kernbereich der Strömung erzeugt. Direkt im Zentrum des Kanals ist dabei die Gasgeschwindigkeit am höchsten und nimmt mit zunehmendem Radius, ähnlich wie bei einer Freistrahlsströmung, ab. Mit zunehmender Lauflänge nimmt im Kernbereich der Strömung die Blasengeschwindigkeit, gegenüber der Meßebeine  $5D$ , von ca.  $2.5 \text{ m/s}$  auf ca.  $2.0 \text{ m/s}$  ab. Im Wandbereich erfolgt entlang des Kanals eine Zunahme der Gasgeschwindigkeit, so daß die radialen Geschwindigkeitsgradienten mit zunehmender Lauflänge kleiner werden.

Nach den Ergebnissen der Gasprofilmessungen, Kapitel 5.2, ist zu vermuten, daß sich hier bei der Begasung mit einer Düse sowie nach großen Lauflängen ähnliche Blasen-durchmesser- und Geschwindigkeitsprofile einstellen wie bei der symmetrischen Gaszufuhr mit sieben Düsen, die Teststrecke aber nicht lang genug ist, um die volle Ausbildung der Profile beobachten zu können.

### 5.3.3 Häufigkeitsverteilungen der Blasengeschwindigkeit- und des Blasen-durchmessers

Die im vorangegangenen Abschnitt ausgewerteten Meßdaten des mittleren Blasen-durchmessers und der zeitlich gemittelten Blasengeschwindigkeit werden, wie in Kapitel 4.2.2 beschrieben, aus den Häufigkeitsverteilungen der mit der Widerstandssonde gemessenen Ansteh- und Laufzeiten ermittelt. Aus den Häufigkeitsverteilungen der Blasengeschwindigkeit und des Blasendurchmessers lassen sich dabei Aussagen über die Schwankungsbreite der ausgewerteten Größen machen.

In Abb. 5-12 sind die relativen Häufigkeitsverteilungen (pdf) der Blasengeschwindigkeit und des Blasendurchmessers für drei unterschiedliche radiale Positionen, in zwei Meßebenen, bei einer symmetrischen Begasung mit sieben Düsen dargestellt. Die Messungen wurden jeweils bei einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von  $j_p=1.44 \text{ m/s}$  und einem volumetrischen Gasgehalt von  $\beta=10\%$  durchgeführt. In der Meßebeine  $10D$  ist zu erkennen, daß in Rohrmitte die höchsten Werte der Blasengeschwindigkeitsverteilung zwischen  $2.0 \text{ m/s}$  und  $2.25 \text{ m/s}$  variieren. Mit zunehmendem radiale Abstand von der Mitte verschiebt sich das Maximum der relativen Häufigkeit zu niedrigeren Geschwindigkeiten. Die Schwankungsbreiten in den einzelnen Häufigkeitsverteilungen betragen dabei ungefähr  $0.75 \text{ m/s}$ , so daß sich im Wandbereich der Strömung gegenüber dem Kernbereich der Anteil langsamer strömender Blasen erhöht.

Mit zunehmender Lauflänge verschieben sich die Verteilungen im Kern- und im Wandbereich. In der Mitte der Strömung erhöhen sich die Anteile langsam strömender

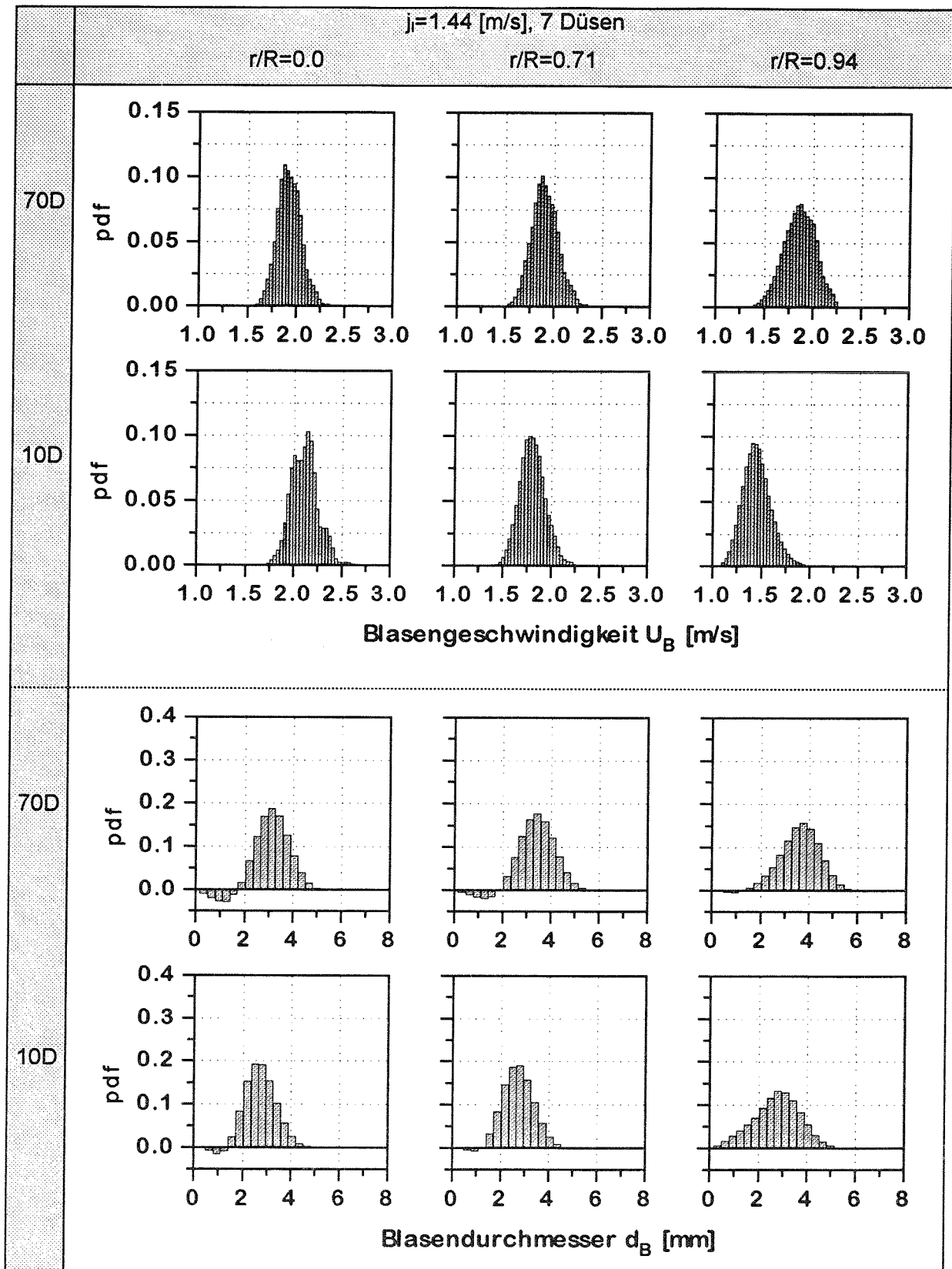


Abb. 5-12: Geschwindigkeits- und Blasendurchmesserverteilung in Abhängigkeit der vertikalen Höhe und der radialen Meßposition bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben Düsen ( $j_i=1.44$  m/s,  $\beta=10\%$ )

Blasen und es vermindern sich die relativen Häufigkeiten hoher Blasengeschwindigkeit, so daß es in der Meßebe 70D im Mittel zu einer Verzögerung der Blasengeschwindigkeit im Vergleich zur Meßebe 10D kommt, s. auch Abb. 5-10. Im Wandbereich dagegen erfolgt im Mittel eine Beschleunigung der Gasphase, wodurch sich die Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeit zu höheren Blasengeschwindigkeiten verschiebt. Dabei nimmt der Wert der maximalen Häufigkeit ab und die Schwankungsbreite der Verteilung zu.

Aus den Diagrammen der relativen Häufigkeitsverteilungen des Blasendurchmessers ist zu erkennen, daß in der Mitte der Strömung die Blasengrößen zwischen 2 mm und 4 mm variieren. Zur Kanalwand hin erhöht sich der Anteil kleiner und großer Blasen, so daß hier Blasendurchmesser kleiner 5 mm ermittelt werden. Mit zunehmender Lauflänge vergrößern sich in Rohrmitte die Blasen, so daß sich in der Meßebe 70D die Anteile größerer Blasen in den Häufigkeitsverteilungen, gegenüber der Meßebe 10D, erhöhen. Dies führt zu der in Abb. 5-10 beobachteten Zunahme der mittleren Blasendurchmesser entlang des Strömungskanal.

Bei der Begasung mit einer Düse, s. Abb. 5-13, ist aus den Häufigkeitsverteilungen der Blasengeschwindigkeit in Meßebe 10D zu erkennen, daß in der Mitte der Strömung sehr hohe Gasgeschwindigkeiten auftreten. Das ist auf die, in Kapitel 5.3.2 beschriebene, Art der Begasung mit einer Düse in der Mitte der Strömung und der sich dadurch im Eintritt der Strömung in die Teststrecke ergebenden Zweiphasenströmung zurückzuführen. Mit zunehmendem Radius nehmen die Anteile hoher Blasengeschwindigkeit ab und die Anteile niedriger Geschwindigkeit zu. Die Schwankungsbreiten der Verteilungen sind dabei bei der Begasung mit einer Düse breiter als bei der Begasung mit sieben Düsen. Sie beträgt 1 m/s bis 1.25 m/s. In der Meßebe 70D nehmen die relativen Häufigkeiten in der Mitte der Strömung im Bereich  $U_B > 2.5$  m/s gegenüber der Meßebe 10D deutlich ab. Im Wandbereich kommt es zu einer Verschiebung der Verteilung zu höheren Blasengeschwindigkeiten, so daß die Gasphase gegenüber der Meßebe 10D beschleunigt wird (s. auch Abb. 5-11).

Die Histogramme der relativen Häufigkeit des Blasendurchmessers zeigen im allgemeinen, daß der Anteil großer Blasen gegenüber kleiner Blasen höher ist. Dabei ist in der Meßebe 10D zu erkennen, daß im Kernbereich der Strömung der Blasendurchmesser kleiner als 7 mm ist. Im Vergleich zur Begasung mit sieben Düsen sind hier deutlich größere Blasen zu beobachten.

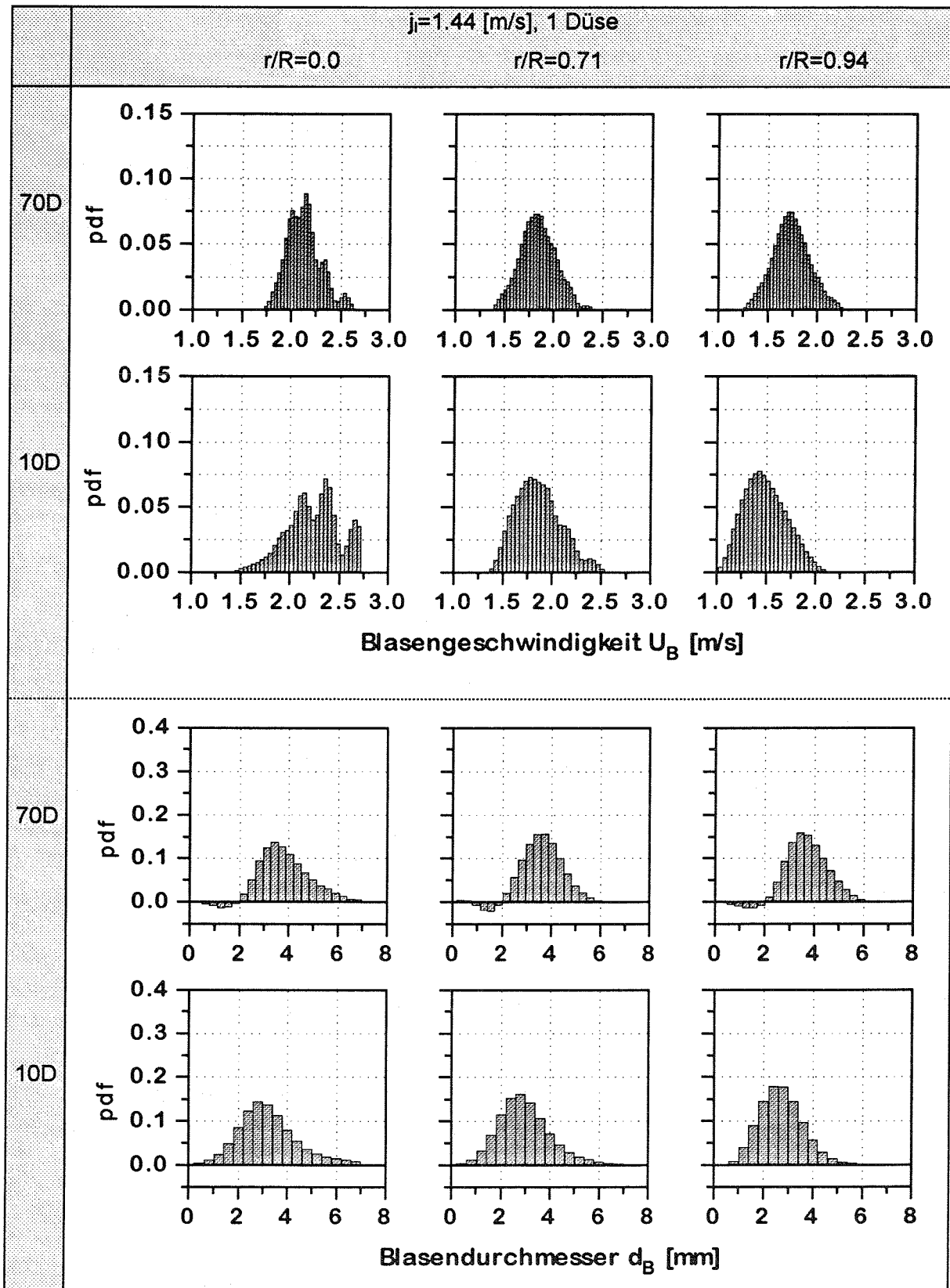


Abb. 5-13: Geschwindigkeits- und Blasendurchmesserverteilung in Abhängigkeit der vertikalen Höhe und der radialen Meßposition bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse ( $j_1=1.44$  m/s,  $\beta=10\%$ )

## **5.4 Radiale Profile der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit und der turbulenten kinetischen Energie in der flüssigen Phase**

Im weiteren werden die aus den Messungen mit der Heißfilmsonde abgeleiteten zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile, deren axiale turbulente Schwankungen sowie die Profile der turbulenten kinetischen Energie in der flüssigen Phase diskutiert. Die Werte der turbulenten kinetischen Energie  $k$  wurden nach Gleichungen (5-3) aus den mit der

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (5-3)$$

Heißfilmsonde bestimmten zeitlichen Mittelwerten der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen berechnet.

Aufgrund der hohen Blasendichte in der Meßebebene 0D konnten im Fall der Begasung mit einer Düse, im Kernbereich der Strömung,  $0 < r/R < 0.3$ , keine Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt werden. Deshalb wurde in diesen Fällen nur am Rand des Gasstrahls bei kleiner Blasendichte,  $0.3 < r/R < 0.4$ , und in dem daran anschließenden einphasigen Bereich,  $r/R > 0.4$ , gemessen. Bedingt durch den konstruktiven Aufbau des Sondenhalters konnte die verwendete X-Draht-Sonde maximal bis zu einem Radius  $r/R = 0.89$  radial traversiert werden.

Entsprechend der Darstellung turbulenter Daten für einphasige Strömungen wurden die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten auf die für einphasige Strömungen berechnete Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $U_\tau$  bezogen, Kapitel 4.4.2. Da diese Größe in Blasenströmungen sehr stark von der Blaseninduzierten Turbulenz abweicht führt die Darstellung der verschiedenen Experimente auf unterschiedliche Skalierungen der Ordinatenachse. Darauf ist bei der Interpretation der Diagramme zu achten.

### **5.4.1 Messungen bei symmetrischer Gaszufuhr mit sieben Düsen**

Die Abbildungen Abb. 5-14 und Abb. 5-15 zeigen die radiale Verteilung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit der flüssigen Phase sowie deren RMS-Werte der axialen tur-

$$\text{RMS}(\overline{u'^2}) = \sqrt{\overline{u'^2}} \quad (5-4)$$

bulenten Schwankungen bei Wasserleerrohrgeschwindigkeiten von 0.36 m/s und 1.44 m/s sowie bei volumetrischen Gasgehalten von  $\beta = 0\%$ , 5% und 10%. Die entsprechenden Verteilungen der radialen und azimuthalen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten können aus Anhang B entnommen werden.

Bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten,  $j_i = 0.36$  m/s, ist aus den Messungen der

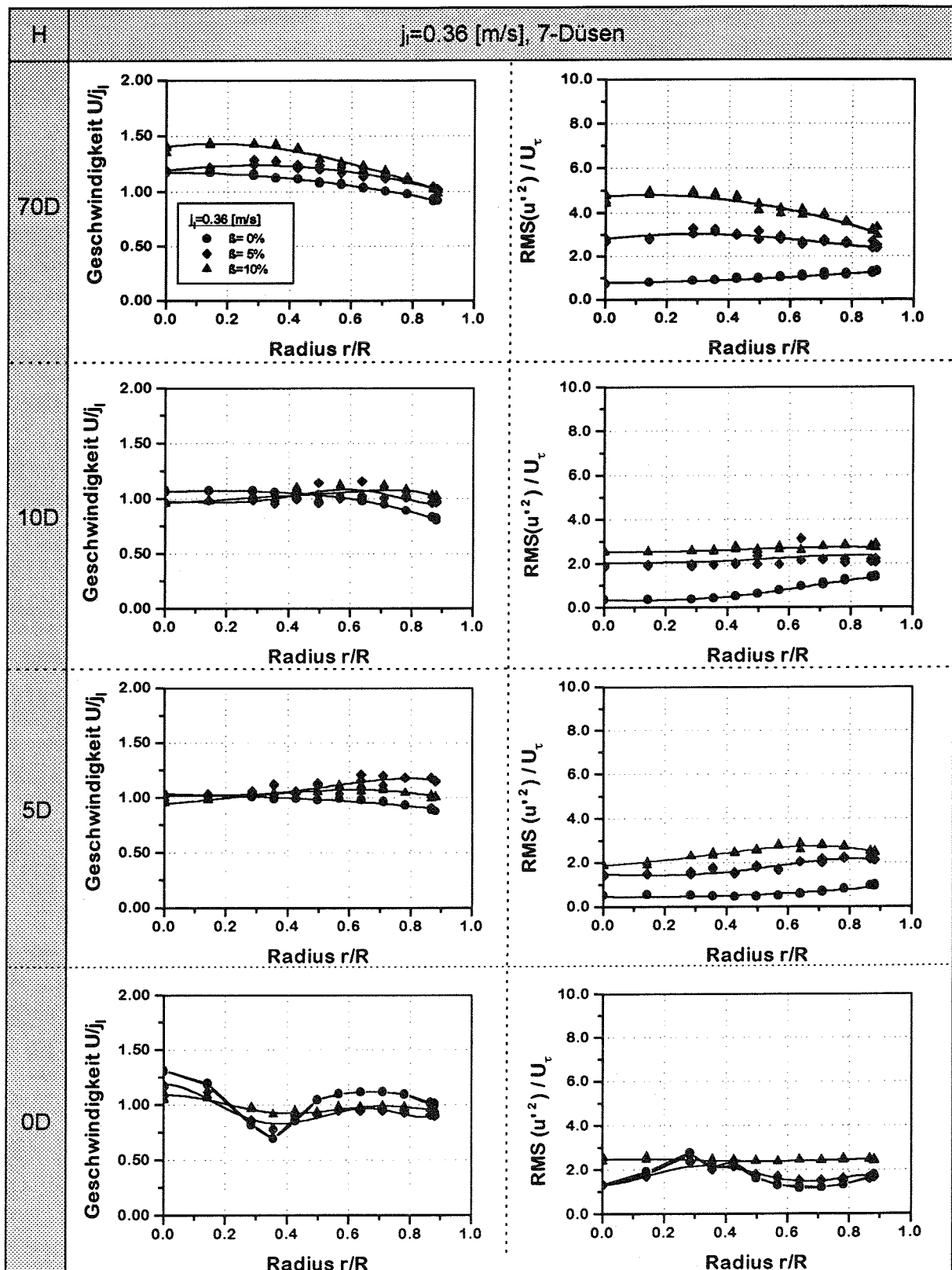


Abb. 5-14: Radiale Profile der zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeit und der turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen,  $j_i = 0.36$  m/s

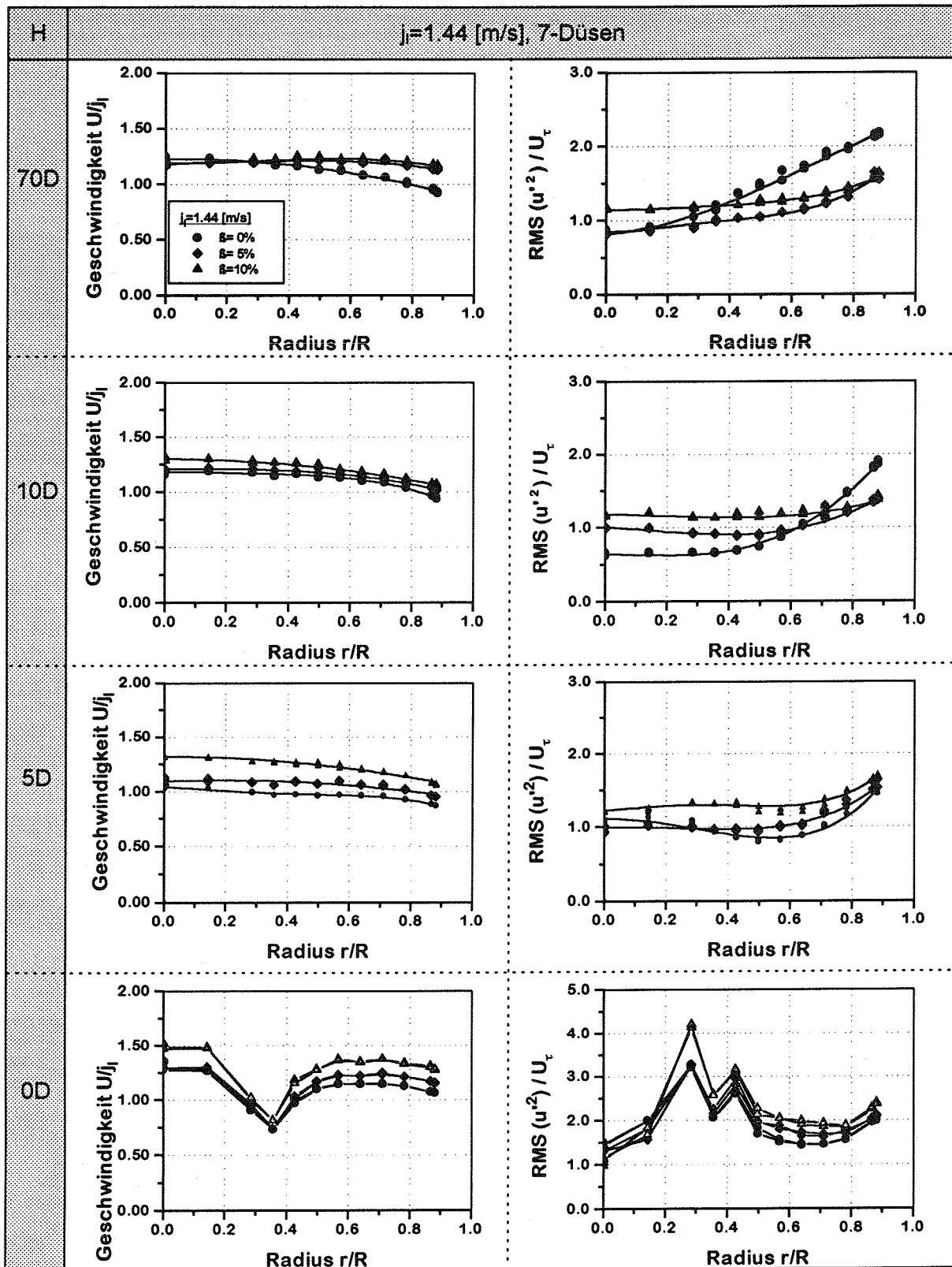


Abb. 5-15: Radiale Profile der zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeit und der turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen,  $j_1 = 1.44 \text{ m/s}$



zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit zu erkennen, daß in Abhängigkeit vom volumetrischen Gasgehalt die lokale Geschwindigkeit zunimmt. Absolut gesehen sind gerade die radialen Geschwindigkeitsgradienten, die nach Kapitel 2.1 für die Blasenwanderung verantwortlich gemacht werden, in dem betrachteten Strömungsfall sehr klein. Große Unterschiede treten dagegen bei den axialen Schwankungsgeschwindigkeiten auf. Von der Meßebe 5D an sind hier in allen radialen Meßpositionen die Schwankungsgeschwindigkeiten deutlich größer als im einphasigen Strömungsfall. Dabei nehmen die Schwankungen mit dem Gasgehalt zu, d. h. die durch die Umströmung der Gasblasen erfolgende Durchmischung der flüssigen Phase bewirkt eine Erhöhung der axialen Schwankungsgeschwindigkeiten bzw. der turbulenten kinetischen Energie, s. Abb. 5-16. Am Ende der Teststrecke, bei 70D ist die axiale Schwankungsgeschwindigkeit im Vergleich zur einphasigen Strömung mehr als doppelt so groß, so daß davon ausgegangen werden kann, daß hier im gesamten Strömungsfeld die Turbulenz der flüssigen Phase im wesentlichen von den Blasen erzeugt wird.

Bei hoher Wasserleerrohrgeschwindigkeit,  $j_1=1.44$  m/s, wird in der Meßebe 0D der Einfluß des Blasengenerators auf den radialen Verlauf der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit deutlich. Durch die Kanalwand des Strömungsgleichrichters, die sich bei ca.  $0.3 < r/R < 0.4$  befindet, wird die Geschwindigkeit in diesem Bereich verzögert, während die RMS-Werte der axialen Turbulenz sehr hohe Werte annehmen. Mit zunehmender Lauflänge verringert sich der Einfluß des Blasengenerators auf die Strömung stark, so daß sich in der Meßebe 5D die Kanalwände des Strömungsgleichrichters nicht mehr auf die radialen Strömungsprofile auswirken. Dabei ist zu erkennen, daß die zeitlichen Mittelwerte der Geschwindigkeit im Fall der Blasenströmung größer sind als bei einphasigen Strömungsbedingungen. Mit zunehmender Lauflänge wird die Wasserphase gegenüber der Meßebe 5D im Kernbereich der Strömung verzögert und im Wandbereich beschleunigt. Im Vergleich zur einphasigen Strömung ergibt sich dadurch am Ende der Teststrecke ein kleinerer radialer Geschwindigkeitsgradient im Kernbereich. Das Maximum der Geschwindigkeit tritt in diesen Fällen außerhalb der Rohrmitte, bei  $r/R \approx 0.7$ , auf. Im Wandbereich ist zu erwarten, daß aufgrund der Haftbedingung an der Wand,  $U_1(R)=0$  m/s, die radialen Geschwindigkeitsgradienten deutlich größer sind als bei einphasiger Strömung.

In den Meßebenen 5D und 10D ist bei einphasiger Strömung die radiale Änderung der RMS-Werte im Zentrum des Kanals gering. Erst zur Kanalwand hin findet ein deutlicher Anstieg der axialen Schwankungen statt, siehe Abb. 5-15. Dabei ist für einphasige Strömungen aus der Literatur bekannt, siehe z. B. Hinze [ 18 ], daß ein radialer Transport turbulenter kinetischer Energie von der Wand in die Mitte der Strömung stattfindet. Deshalb sind in der Meßebe 5D die radialen Änderungen der RMS-Werte an der Wand am größten. Mit zunehmender Lauflänge findet ein radialer Turbulenztransport statt, so daß sich auch in der Mitte der Strömung die RMS-Werte erhöhen.

Im Fall der Blasenströmung zeigt der radiale Verlauf der RMS-Werte in den Meßebenen 5D und 10D ein ähnliches Verhalten wie bei einphasiger Strömung. Auch hier sind im Kernbereich der Strömung die radialen Änderungen der axialen Schwankungsgeschwindigkeiten sehr klein. Dagegen findet später als bei einphasiger

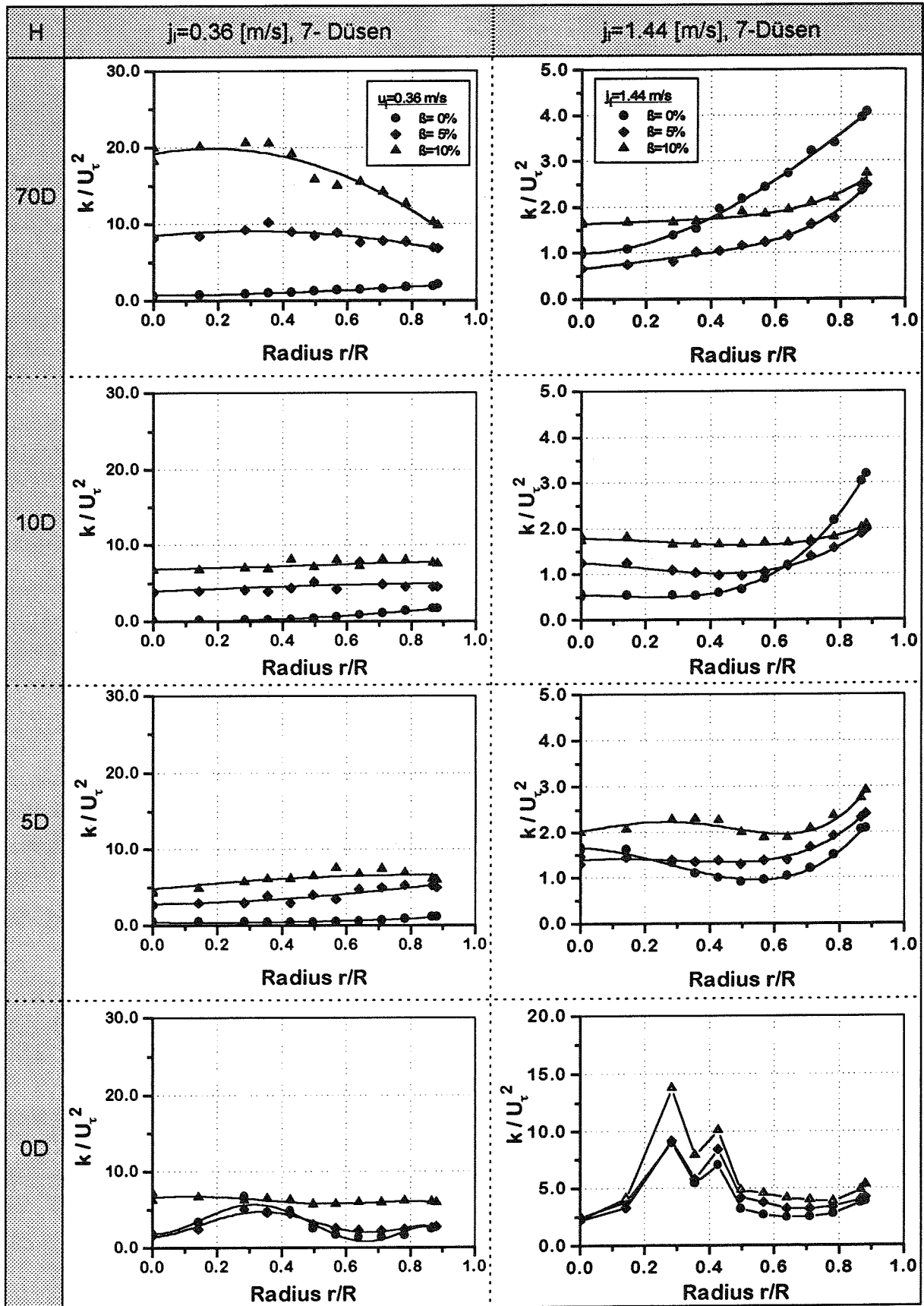


Abb. 5-16: Radiale Profile der turbulenten kinetischen Energie bei der Begasung mit sieben Düsen und einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von  $j_1=0.36$  m/s bzw.  $j_1=1.44$  m/s

Strömung im Wandbereich eine Erhöhung der RMS-Werte mit zunehmendem Radius statt. Insgesamt ist in der Meßebebene 10D zu erkennen, daß die RMS-Werte im Kernbereich der Strömung größer und im Wandbereich kleiner sind als bei einphasiger Strömung. Im weiteren axialen Strömungsverlauf steigen die RMS-Werte geringfügig an, so daß die Unterschiede im radialen Profilverlauf zwischen ein- und zweiphasiger Strömung deutlicher werden.

Die Auswertungen der radialen Profile der turbulenten kinetischen Energie nach Gleichung (5-3) zeigt in Abb. 5-16 bei niedriger Wasserleerrohrgeschwindigkeit,  $j_1=0.36$  m/s, daß die k-Werte über dem gesamten Rohrquerschnitt größer sind als bei einphasiger Strömung. Mit zunehmendem volumetrischem Gasgehalt und mit zunehmender Lauflänge nimmt die turbulente kinetische Energie zu, so daß hier davon ausgegangen werden kann, daß im Vergleich zur einphasigen Strömung die Turbulenz der flüssigen Phase im wesentlichen durch die Blasen bestimmt wird.

Bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten,  $j_1=1.44$  m/s, sind in der Meßebebene 0D die Kanalwände des Strömungsgleichrichters im Bereich  $0.3 < r/R < 0.4$  verantwortlich für die sehr hohen k-Werte. Mit zunehmendem Abstand vom Blasengenerator verschwindet dieser Einfluß. In der Meßebebene 10D entsteht dabei im Zentrum der Strömung ein flacher radialer Profilverlauf, wobei sich mit zunehmendem volumetrischem Gasgehalt die k-Werte erhöhen. Im Wandbereich steigen die k-Werte mit zunehmendem Rohrradius an. Dabei nimmt die turbulente kinetische Energie im einphasigen Strömungsfall schneller zu als bei Blasenströmungen. Infolge des radialen Transportes turbulenter kinetischer Energie von der Wand in den Kernbereich erhöhen sich in einphasiger Strömung mit zunehmender Strömungsentwicklung die k-Werte im Zentrum der Strömung. Im Gegensatz dazu bleiben von 10D nach 70D in der Blasenströmung die k-Werte im Kernbereich der Strömung nahezu konstant, während sie im Wandbereich leicht zunehmen. Dadurch ergeben sich im Gegensatz zur einphasigen Strömung deutlich kleinere radiale Gradienten der turbulenten kinetischen Energie.

#### **5.4.2 Messungen bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse**

In den Abb. 5-17 bis Abb. 5-19 sind die ausgewerteten radialen Profile der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit in axialer Strömungsrichtung, die RMS-Werte der axialen turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen sowie die Profile der turbulenten kinetischen Energie bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse dargestellt.

Infolge des zentralen Gasaustritts entsteht in der Meßebebene 0D, ähnlich wie bei einer Freistrahlsströmung, ein Kernbereich mit hoher Geschwindigkeit und ein Randbereich mit niedriger Geschwindigkeit. Wie aus den Diagrammen in den Abb. 5-17 und Abb. 5-18 zu erkennen ist, stellt sich dadurch in allen Meßebenen das Maximum der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit im Zentrum der Strömung ein. Wie die Meßergebnisse der Gasverteilung zeigen, siehe Kapitel 5.2.1, sind bei einer Begasung von 5% in der Meßebebene 5D erst

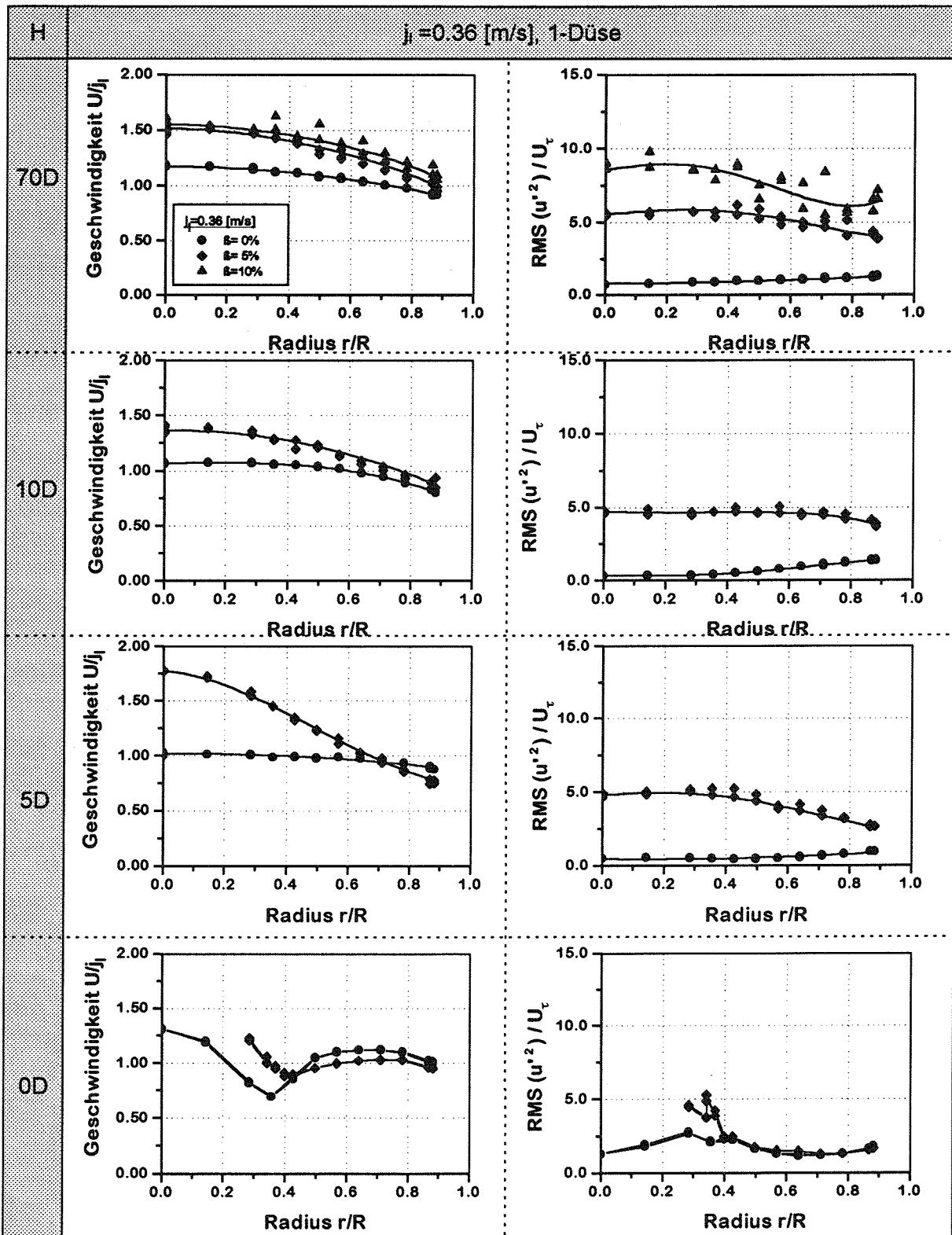


Abb. 5-17: Radiale Profile der zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeit und der turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit einer Düse,  $j_1 = 0.36 \text{ m/s}$

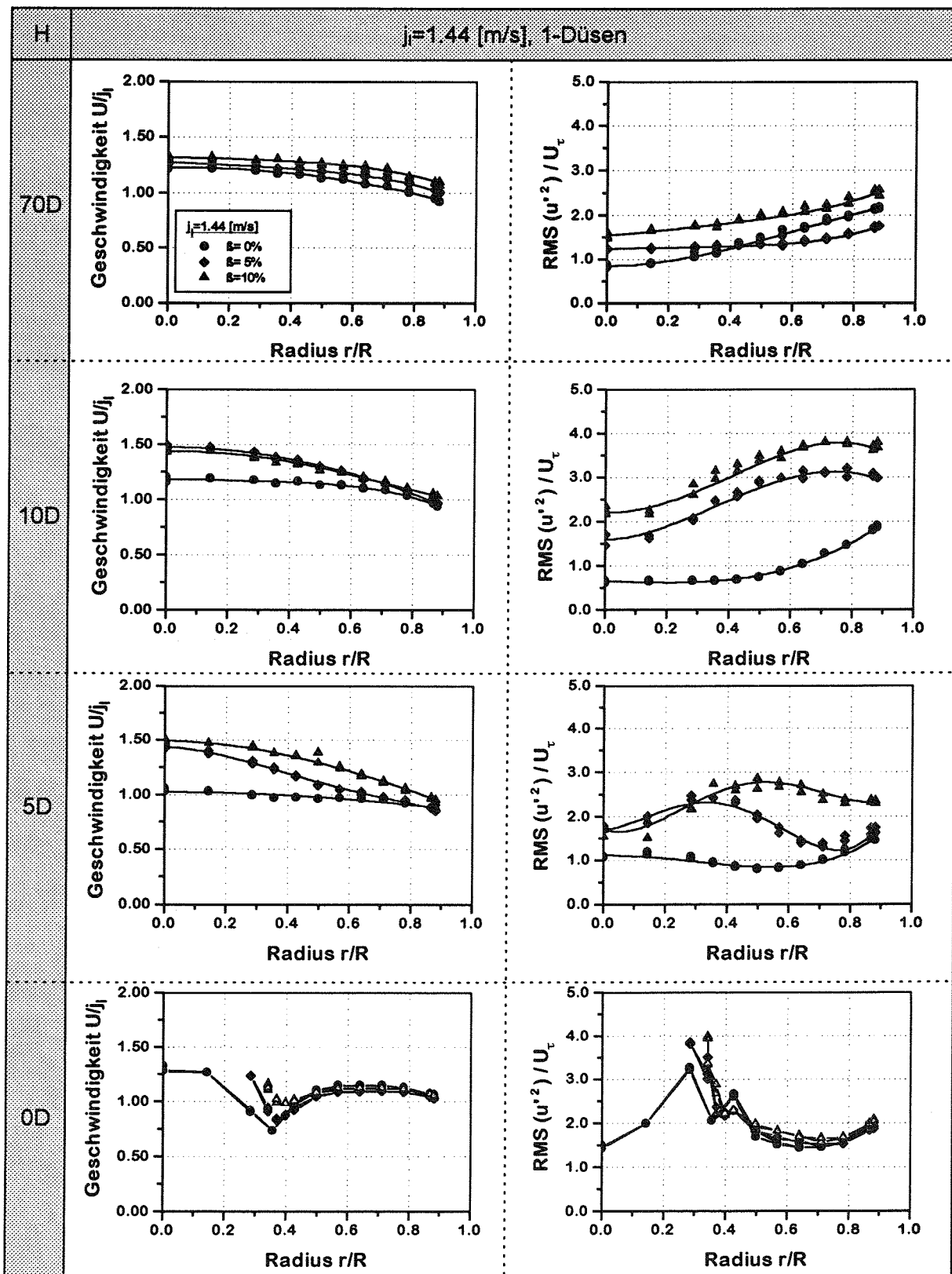


Abb. 5-18: Radiale Profile der zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeit und der turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit einer Düse,  $j_1 = 1.44 \text{ m/s}$

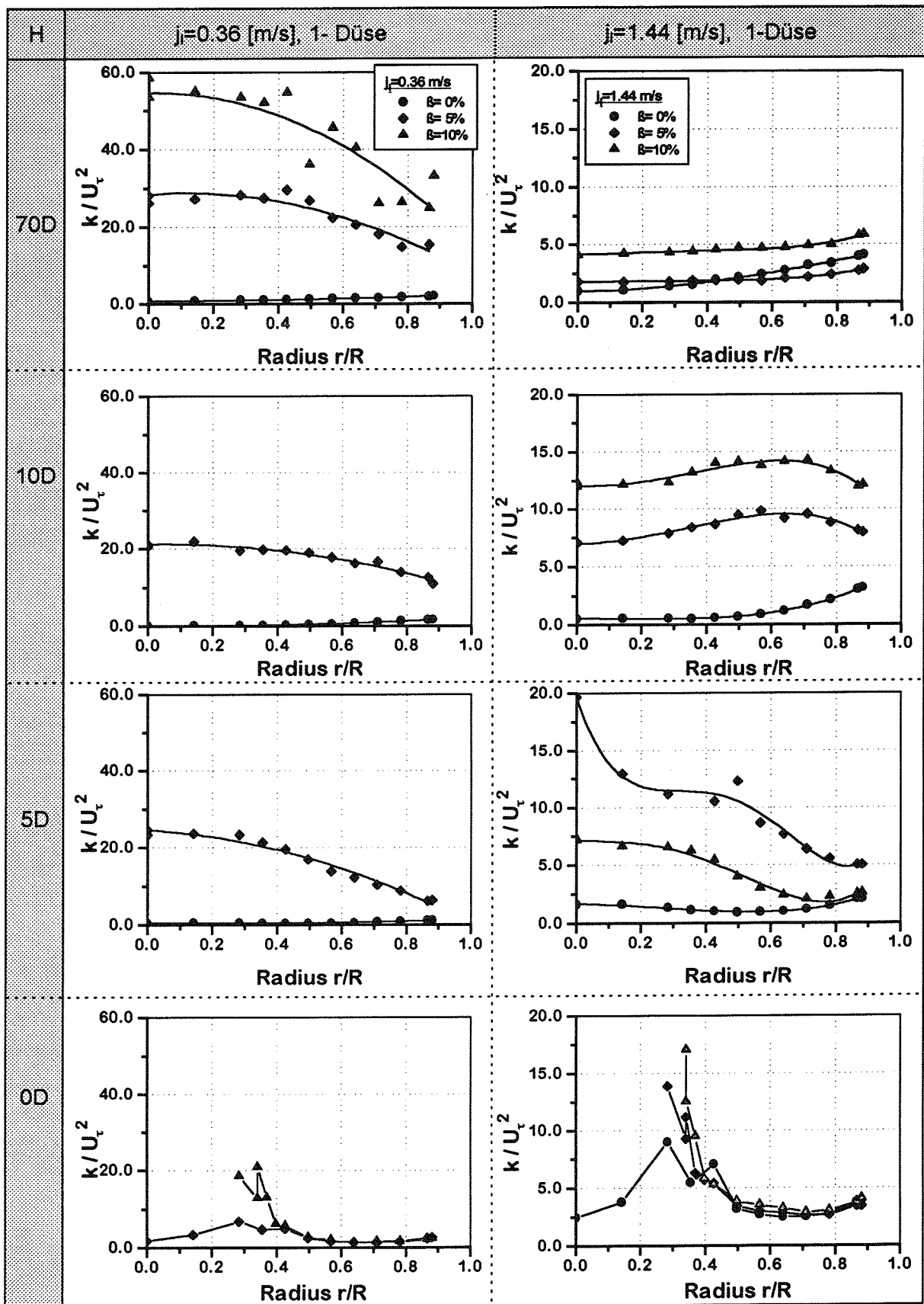


Abb. 5-19: Radiale Profile der turbulenten kinetischen Energie bei der Begasung mit einer Düse und einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von  $j_1=0.36$  m/s bzw.  $j_1=1.44$  m/s

wenige Blasen zur Kanalwand gewandert. Dadurch besitzt die Strömung im Randbereich quasi noch den Charakter einer einphasigen Strömung, so daß hier die Geschwindigkeitswerte der einphasigen Strömung erreicht werden. Dadurch entstehen, im Vergleich zur Begasung mit sieben Düsen, hohe radiale Geschwindigkeitsgradienten. Mit zunehmender Lauflänge erfolgt im Kernbereich eine Verzögerung der Strömungsgeschwindigkeit und im Wandbereich eine Beschleunigung, so daß am Ende der Teststrecke der radiale Geschwindigkeitsverlauf dem in einphasiger Strömung ähnelt.

Infolge der zentralen Begasung werden durch die Blasen in der flüssigen Phase hohe turbulente Schwankungen erzeugt, so daß die RMS-Werte deutlich höher sind als bei der Begasung mit sieben Düsen. Ähnlich wie bei der Begasung mit sieben Düsen sind bei niedriger Wasserleerrohrgeschwindigkeit,  $j_1=0.36$  m/s, die axialen Geschwindigkeitschwankungen über dem gesamten Rohrquerschnitt deutlich höher als bei einphasiger Strömung. Bei höherer Wasserleerrohrgeschwindigkeit,  $j_1=1.44$  m/s, ist in den Meßebenen 0D und 5D zu erkennen, daß die RMS-Werte im Bereich der Kanalwand des Strömungsgleichrichters,  $0.3 < r/R < 0.4$ , am größten sind. Mit zunehmender Lauflänge verschiebt sich das Maximum zur Rohrwand hin. Dabei nehmen zwischen der Meßebene 10D und 70D die turbulenten Schwankungen ab. Das führt im Zentrum der Strömung dazu, daß in der Meßebene 70D sowie bei einem volumetrischen Gasgehalt  $\beta=5\%$ , ähnlich wie bei der Begasung mit sieben Düsen, die turbulenten Schwankungen größer und im Wandbereich kleiner sind als bei einphasiger Strömung.

Die radialen Profile der turbulenten kinetischen Energie zeigen entlang des Kanals ein ähnliches Verhalten wie die Entwicklung der RMS-Werte der turbulenten Geschwindigkeitschwankungen. Auch hier sind die  $k$ -Werte bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten über dem gesamten Rohrquerschnitt deutlich größer als bei einphasiger Strömung. In der Meßebene 0D ist bei hoher Strömungsgeschwindigkeit die turbulente kinetische Energie im Bereich der Kanalwände des Strömungsgleichrichters am höchsten. Mit zunehmender Strömungsentwicklung verlagert sich das Maximum von  $k$  in den Wandbereich der Strömung. Dabei erfolgt zwischen 10D und 70D ein Abbau von turbulenter kinetischer Energie, bei dem sich im Vergleich zur einphasigen Strömung am Ende der Teststrecke, je nach radialer Position und volumetrischem Gasgehalt, höhere bzw. niedrigere  $k$ -Werte einstellen.

## **5.5 Radiale Profile der turbulenten Schubspannung**

Nach den in Kapitel 4.3.3 vorgestellten Untersuchungen über das Signalverhalten der Heißfilmsonde in unmittelbarer Blasenumgebung sind besonders die Ermittlungen der zeitlichen Mittelwerte der Kreuzkorrelation  $\overline{u'v'}$  schwierig und daher mit großen Fehlern behaftet. Besonders deutlich wird dies bei den im Zentrum der Strömung,  $r/R=0$ , ausgewerteten Meßergebnissen, siehe Abb. 5-20 und Abb. 5-21. Aufgrund der Symmetrieeigenschaften der Teststrecke und der Begasung müßten die turbulenten Schubspannungen im Zentrum der Strömung gleich Null sein. Das ist jedoch nur in wenigen Fällen der Fall.

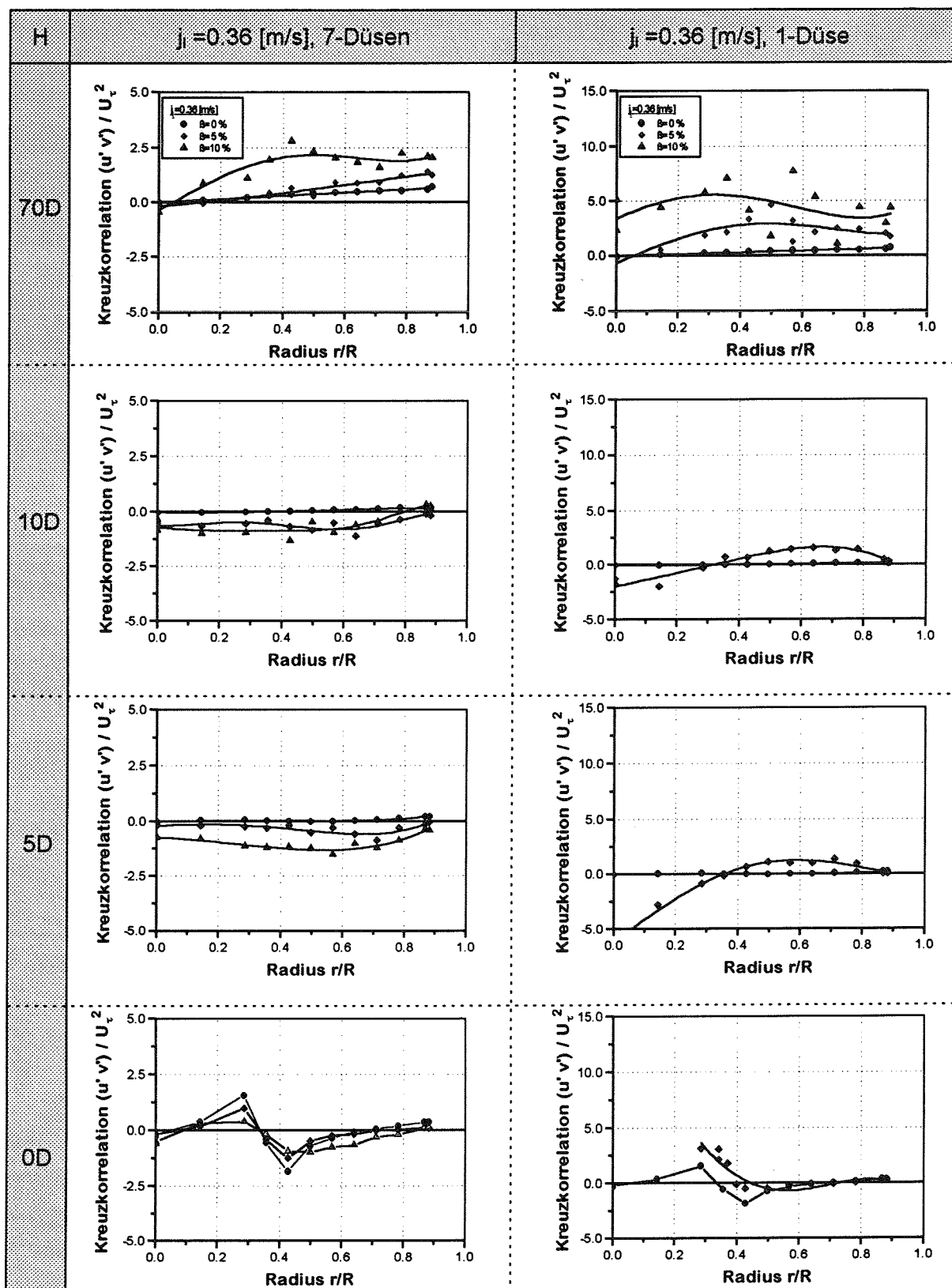


Abb. 5-20: Radiale Profile der turbulenten Schubspannung bei symmetrischen Begasung mit sieben und mit einer Düse,  $j_i=0.36$  m/s



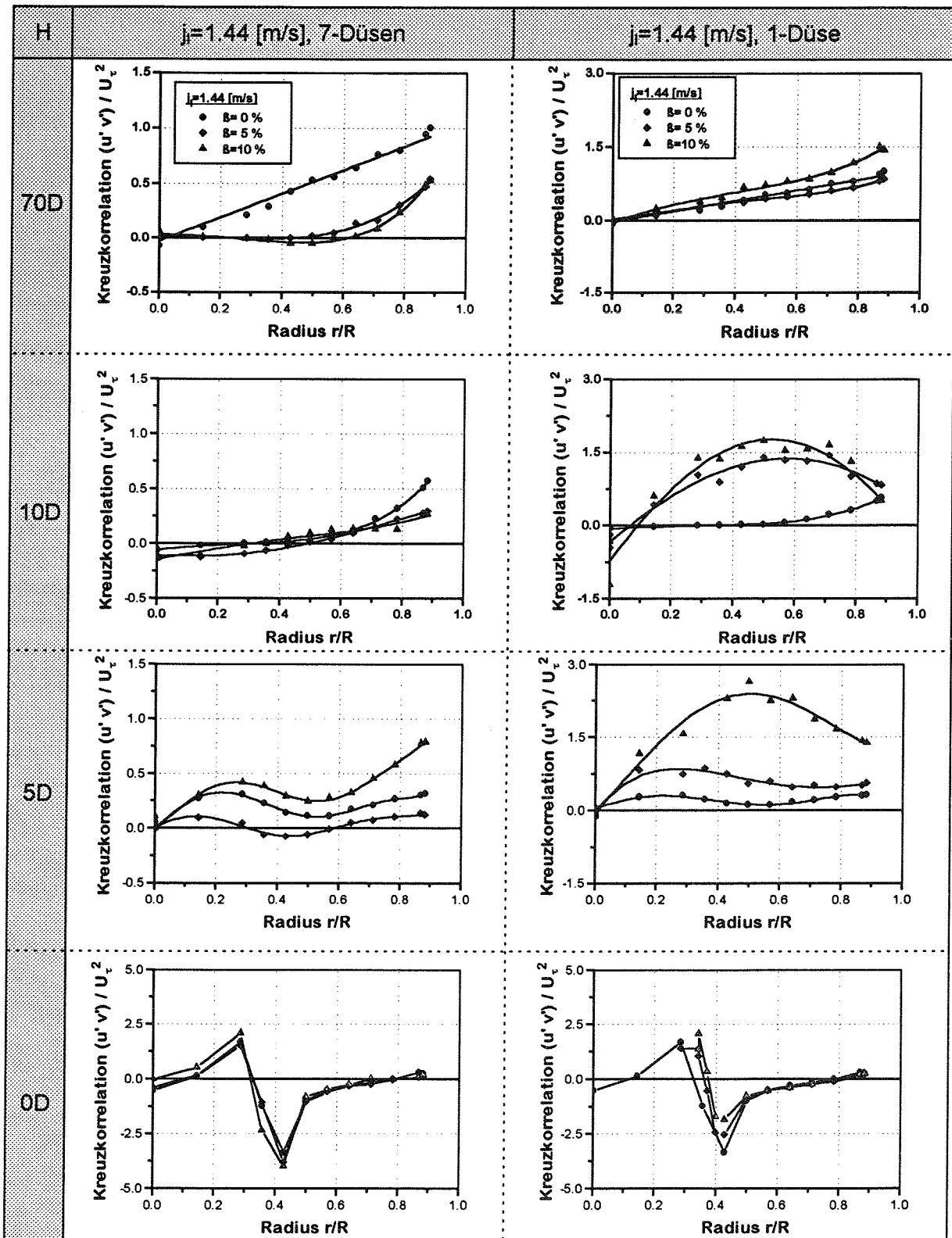


Abb. 5-21: Radiale Profile der turbulenten Schubspannung bei symmetrischer Begasung mit sieben und mit einer Düse,  $j_i=1.44$  m/s

Dennoch können aus der radialen und axialen Verteilung der zeitlichen Mittelwerte der turbulenten Schubspannung Tendenzen abgelesen werden.

In der Meßebebene 0D entsteht durch die Haftbedingung,  $\bar{U}(R) = 0$ , an den Kanalwänden des Strömungsgleichrichters sowie der Rohrwand eine Scherströmung mit steilen radialen Geschwindigkeitsgradienten an den Wänden, siehe z. B. Abb. 5-15. Dadurch werden hohe Scherkräfte in der Strömung erzeugt, die zum Ansteigen der Kreuzkorrelationen  $\overline{u'v'}$  führen. Bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten und symmetrischer Begasung mit sieben Düsen (Abb. 5-20, links) sind die Kreuzkorrelationen ungefähr halb so groß, wie bei gleicher Begasung mit einer Düse (Abb. 5-20, rechts). Mit zunehmender Wasserleerrohrgeschwindigkeit (s. Abb. 5-21, links) ist in der Meßebebene 70D zu erkennen, daß im Fall der Blasenströmung die Kreuzkorrelation im Zentrum der Strömung deutlich kleiner ist, im Vergleich zur einphasigen Strömung. Erst im Randbereich der Strömung bei  $r/R > 0.6$  nimmt die turbulente Schubspannung langsam zu. Durch die niedrigen Werte der turbulenten Schubspannung wird die Vermutung unterstützt, daß im Zentrum der Strömung der Produktionsterm der k-Gleichung, s. Kapitel 2.2.1, nahezu Null ist und hier die turbulente kinetische Energie im wesentlichen durch die Blasen erzeugt wird.

Bei der Begasung mit einer Düse sind im allgemeinen die turbulenten Schubspannungen deutlich größer als bei vergleichbarer einphasiger Strömung. Das trifft besonders bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten in den Meßebebene 0D bis 10D zu. In der Meßebebene 0D ist zunächst der Einfluß der Kanalwände des Strömungsgleichrichters auf den radialen Verlauf der turbulenten Schubspannungen zu erkennen (s. Abb. 5-21, rechts). Für die hohen  $\overline{u'v'}$ -Werte in den weiteren Meßebenen sind starke Scherkräfte verantwortlich, die aufgrund des zentralen Gasaustritts entstehen und am Übergang von der Blasenströmung zur einphasigen Strömung am größten sind. Mit zunehmender Lauflänge verschiebt sich das Maximum der turbulenten Schubspannung entsprechend der radialen Blasenwanderung zur Rohrwand hin. Verglichen mit der Meßebebene 10D hat sich in der Meßebebene 70D die turbulente Schubspannung stark verringert. Im Gegensatz zur Begasung mit sieben Düsen werden hier ähnliche Werte erreicht wie im einphasigen Strömungsfall.

## **5.6 Zeitliche Autokorrelationsfunktionen und spektrale Energieverteilungen**

In Zweiphasenströmungen bereitet die diskontinuierliche Art des Meßsignals Schwierigkeiten bei der Ermittlung der Korrelationsfunktionen und der Energiespektren. Problematisch ist dabei die Behandlung der Gasphase im Signalverlauf. Bei der Analyse der Geschwindigkeitssignale hat sich eine von Lance veröffentlichte Vorgehensweise durchgesetzt, siehe Lance et. al. [ 30 ]. Hierbei werden im gemessenen Geschwindigkeitssignal die Meßdaten der Gasphase durch den zeitlichen Mittelwert der flüssigen Phase ersetzt, so daß bei der Ermittlung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen die Schwankungen während der Gasphase gleich Null sind. Dies entspricht formal, bei der Berechnung der

Korrelationsfunktion, einer Multiplikation des Originalsignals der momentanen turbulenten Schwankungen mit einer Indikatorfunktion  $\chi(t)$ . Die Indikatorfunktion ist gleich Null, wenn ein Blasensignal erkannt wird. Beschreibt das Signal die flüssige Phase, so ist  $\chi$  gleich Eins. Damit nimmt Gleichung (4-21) die folgende Form an:

$$R_{uu}(\Delta\tau) = \frac{\overline{\chi(t) u'(t) \cdot \chi(t+\Delta\tau) u'(t+\Delta\tau)}}{\overline{\chi^2(t) u'^2(t)}} \quad (5-5)$$

In Abb. 5-22 bis Abb. 5-25 sind die Ergebnisse der aus Zeitsignalmessungen ausgewerteten Autokorrelationsfunktionen in Abhängigkeit vom Radius dargestellt. Die Messungen wurden jeweils in den Meßebenen 5D und 70D, in einphasiger Strömung sowie in Blasenströmung bei einer Begasung mit sieben Düsen durchgeführt.

Aus dem Verlauf der Korrelationsfunktionen bei einphasiger Strömung (s. Abb. 5-22 und Abb. 5-24) ist zu entnehmen, daß die axialen Geschwindigkeitsfluktuationen über längere Zeiten korreliert sind als die radialen Geschwindigkeitsfluktuationen. Nach Hinze [ 18 ] besteht die Turbulenz im Zentrum der Strömung aus großen Wirbeln, die in axialer Richtung gedehnt werden. Dabei kann die integrale Länge  $\Lambda$  eine Größe von ca.  $0.8 \cdot R$  erreichen. Durch die Zunahme der turbulenten kinetischen Energie entlang der Teststrecke, siehe Abb. 5-16, kann mit zunehmender Lauflänge mehr Energie auf die großen Wirbelelemente übertragen werden. Dies führt dazu, daß sich in einphasiger Strömung mit zunehmendem axialen Strömungsverlauf die integrale Wirbelgröße erhöht, siehe Tabelle 5-4 und Tabelle 5-6. Besonders deutlich ist dieses Verhalten bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten zu beobachten,  $j_1=1.44$  m/s. Im Gegensatz zu den axialen Autokorrelationen sind die ausgewerteten Korrelationsdaten der radialen Schwankungskomponente nahezu unabhängig von der Meßposition. In radialer Richtung sind eindeutige Abhängigkeiten zwischen Wirbelgröße und Meßposition zu erkennen, die bei ausgebildeter Strömung tendenziell zu größeren Wirbeln im Wandbereich führen.

Im Vergleich zur Einphasenströmung nehmen in Blasenströmungen,  $\beta=5\%$ , die axialen und radialen Autokorrelationen mit der Zeit schneller ab, siehe Abb. 5-23 und Abb. 5-25. Dabei zeigen die Auswertungen der  $R_{ww}$ -Werte, ähnlich wie bei einphasiger Strömung, keine signifikanten Abhängigkeiten bezüglich der radialen Meßposition. Aus dem schnelleren Abfall der  $R_{uu}$ -Werte kann auf eine geringere räumliche Ausdehnung der Wirbelelemente geschlossen werden, so daß sich die integralen Wirbelgrößen nahezu halbieren. Bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten nimmt die integrale Wirbelgröße, ausgehend von  $r/R=0$  (niedrige Blasendichte) mit zunehmendem Rohrradius (höhere Blasendichte) ab, so daß im Vergleich zur einphasigen Strömung, im Zentrum der Strömung die Wirbel in ihrer räumlichen Erstreckung größer sind.

In den Abb. 5-26 bis Abb. 5-29 sowie den Tabelle 5-8 bis Tabelle 5-11 sind die aus Messungen bestimmten, spektralen Energieverteilungen über der Frequenz sowie die nach Gleichung (4-26) bestimmten Dissipationslängen für ein- und zweiphasige Strömungen dargestellt. Die Messungen wurden jeweils bei einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von

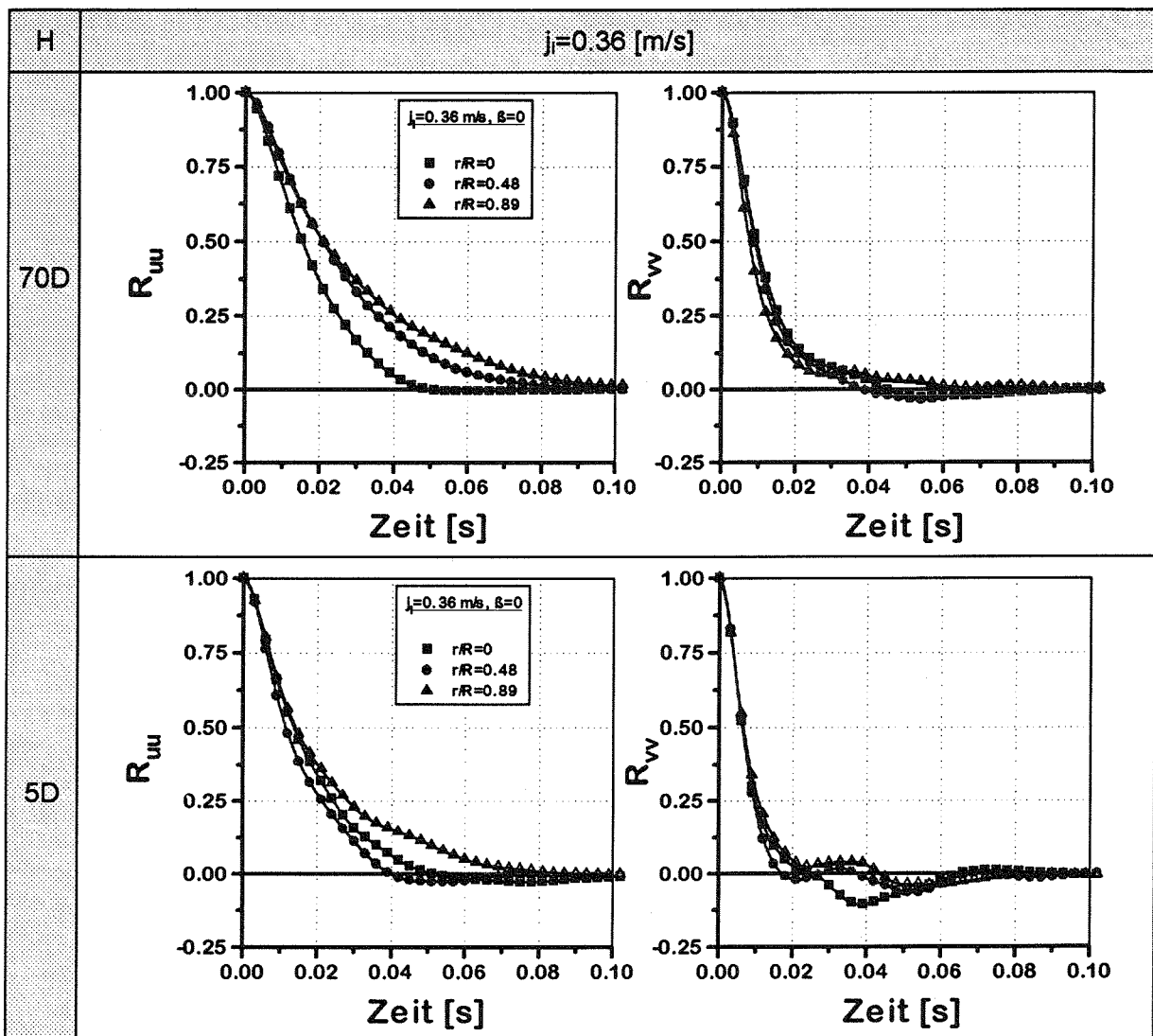


Abb. 5-22: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen einer einphasigen Strömung in der Meßebeine 5D und 70D und in Abhängigkeit von der radialen Meßposition,  $j_1=0.36 \text{ m/s}$

Tabelle 5-4: Ausgewertete integrale Länge nach den Daten von Abb. 5-22

$j_1=0.36 \text{ [m/s]}, \beta=0\%$		
$r/R$	$\Lambda \text{ [mm]}$ 70D	$\Lambda \text{ [mm]}$ 5D
0	7.40	5.81
0.48	10.01	4.85
0.89	9.43	6.51

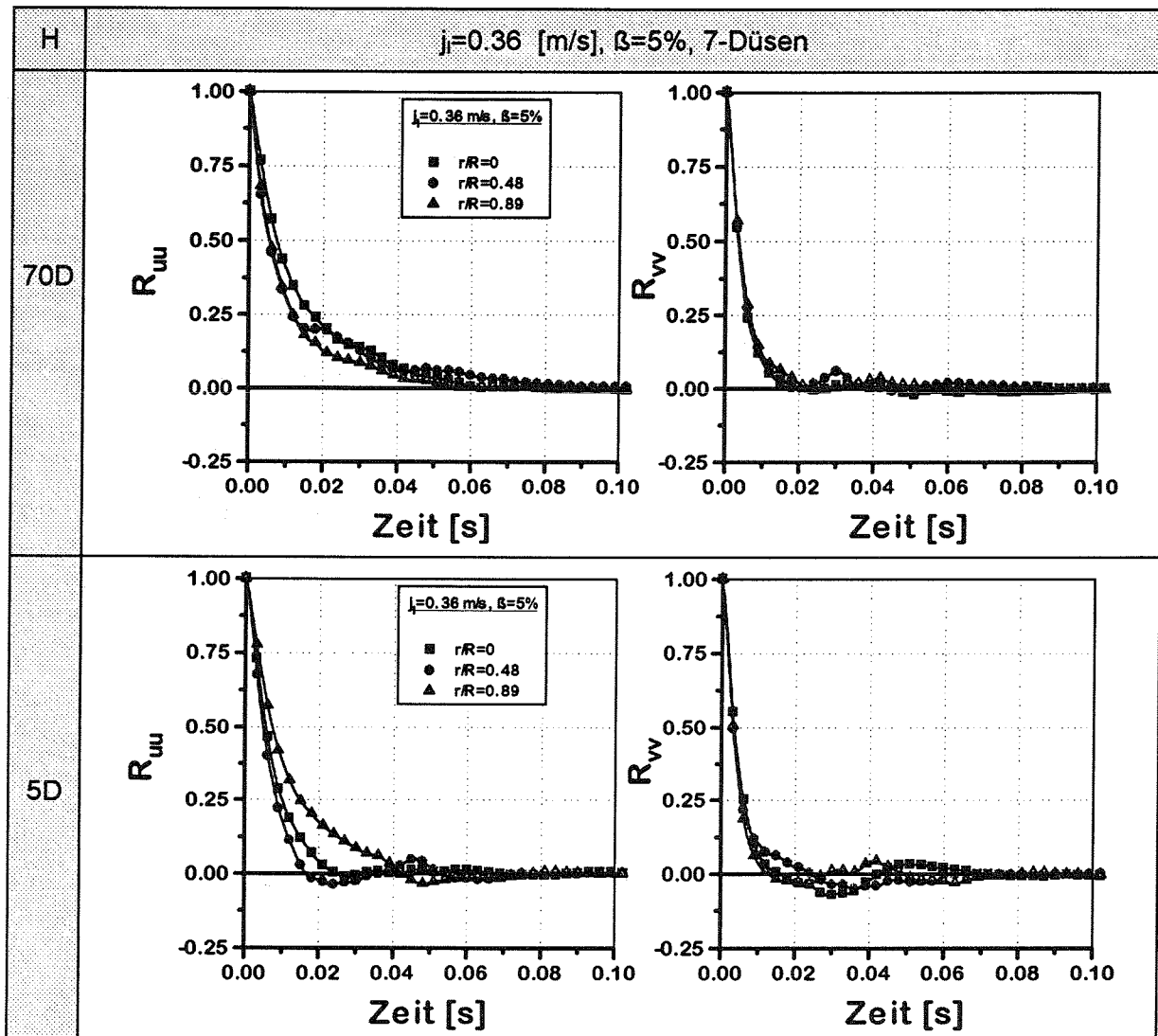


Abb. 5-23: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen einer Blasenströmung in der Meßebene 5D und 70D und in Abhängigkeit von der radialen Meßposition ( $j_1=0.36$  m/s,  $\beta=5\%$ )

Tabelle 5-5: Ausgewertete integrale Länge nach den Daten von Abb. 5-23

$j_1=0.36$ [m/s], $\beta=5\%$		
$r/R$	$\Lambda$ [mm] 70D	$\Lambda$ [mm] 5D
0	5.66	2.67
0.48	5.38	2.28
0.89	3.59	4.37

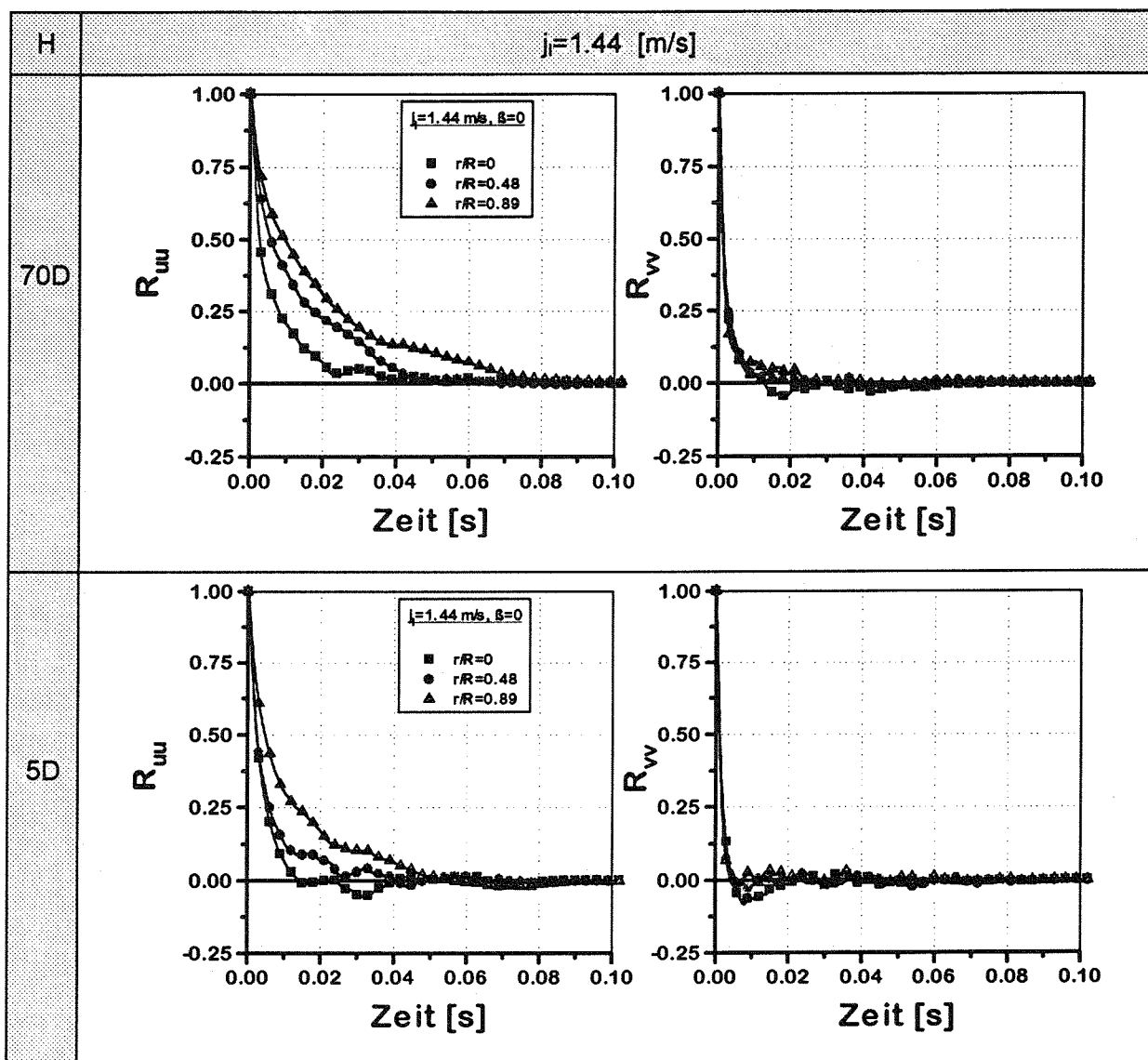


Abb. 5-24: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen einer einphasigen Strömung in der Meßebene 5D und 70D und in Abhängigkeit von der radialen Meßposition,  $j_i = 1.44 \text{ m/s}$

Tabelle 5-6: Ausgewertete integrale Länge nach den Daten von Abb. 5-24

$j_i = 1.44 \text{ [m/s]}, \beta = 0\%$		
$r/R$	$\Lambda \text{ [mm]}$ 70D	$\Lambda \text{ [mm]}$ 5D
0	12.12	4.79
0.48	19.65	7.56
0.89	23.55	12.18

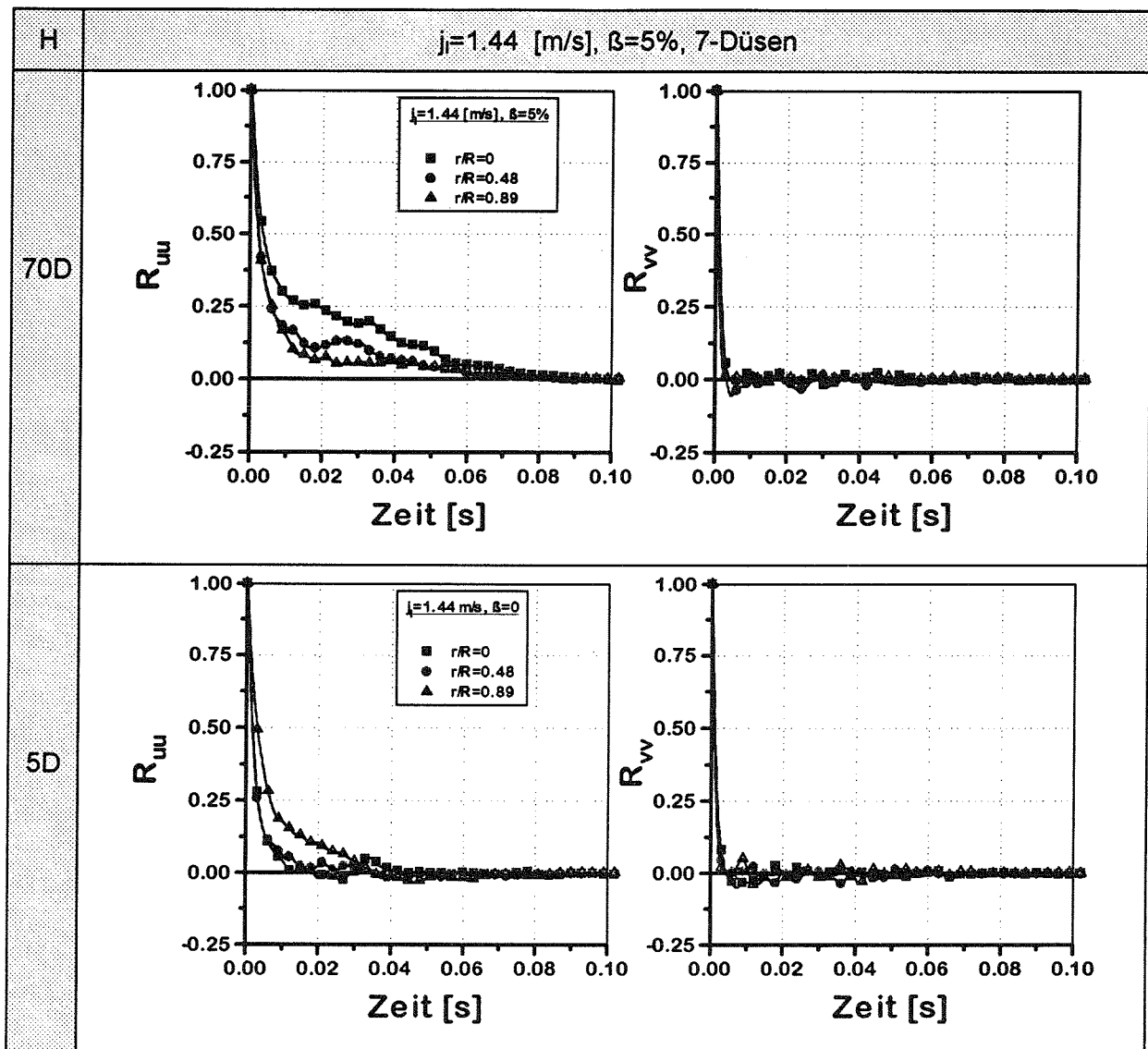


Abb. 5-25: Verlauf der Autokorrelationsfunktionen einer Blasenströmung in der Meßebeine 5D und 70D und in Abhängigkeit von der radialen Meßposition ( $j=1.44$  m/s,  $\beta=5\%$ )

Tabelle 5-7: Ausgewertete integrale Länge nach den Daten von Abb. 5-25

$j=1.44$ [m/s], $\beta=5\%$		
$r/R$	$\Lambda$ [mm] 70D	$\Lambda$ [mm] 5D
0	23.70	4.32
0.48	14.90	4.32
0.89	11.27	7.71

$j_i=0.36$  m/s und  $j_i=1.44$  m/s, in der Meßebene 5D und 70D und an drei unterschiedlichen radialen Positionen ( $r/R=0, 0.48, 0.89$ ) durchgeführt. Die Begasung erfolgte dabei über sieben Düsen im Blasengenerator.

Die Meßergebnisse der spektralen Energieverteilung zeigen in allen Fällen, daß im niederfrequenten Bereich, wie oben beschrieben, die  $E_{uu}(f)$ -Werte größer sind als die  $E_w(f)$ -Werte. Bei niedriger Wasserleerrohrgeschwindigkeit,  $j_i=0.36$  m/s, ist zu erkennen, daß bei einphasiger Strömung und kleinen Frequenzen die  $E_{uu}$ - und  $E_w$ -Werte mit zunehmender axialer Strömungsentwicklung größer werden, siehe Abb. 5-26. Außerdem zeigen sich hier deutliche Abhängigkeiten von der radialen Meßposition. Dabei ist in der Meßebene 5D die Energie bei  $r/R=0.48$  am kleinsten und im Wandbereich, bei  $r/R=0.89$ , am größten. Im Gegensatz dazu nehmen in der Meßebene 70D die  $E_{uu}(f)$ -Werte im niederfrequenten Bereich systematisch mit der radialen Meßposition zu. Im hochfrequenten Bereich zeigen sich weder in der axialen noch in der radialen Energieverteilung Abhängigkeiten von der Lauflänge oder von der radialen Meßposition. Die Auswertungen der Dissipationslängen zeigen für diesen Fall, siehe Tabelle 5-8, daß in der Meßebene 5D die kleinsten Wirbelelemente zwischen 2 mm und 3.4 mm variieren. Mit zunehmender axialer Strömungsentwicklung erhöhen sich dabei die Werte für  $\lambda$ .

In der Blasenströmung, siehe Abb. 5-27, erhöhen sich bei gleicher Wasserleerrohrgeschwindigkeit,  $j_i=0.36$  m/s, im gesamten Frequenzbereich die  $E_{uu}(f)$ -Werte und die  $E_w(f)$ -Werte im Vergleich zur einphasigen Strömung. Dabei nehmen in der Meßebene 5D im niederfrequenten Bereich die  $E_{uu}$ -Werte mit dem Radius zu, während sie in der Meßebene 70D mit dem Radius abnehmen. Die Energieverteilung der radialen Schwankungskomponenten zeigt dabei keine signifikante Abhängigkeit von der radialen Meßposition. Die aus den Meßergebnissen bestimmten Dissipationslängen für die kleinsten Wirbelelemente sind im Vergleich zur einphasigen Strömung kleiner, so daß hier die Dissipation der Bewegungsenergie durch kleinere Wirbel stattfindet.

Die Auswertungen der Meßdaten bei hohen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten,  $j_i=1.44$  m/s, zeigen, daß im einphasigen Strömungsfall mit der Erhöhung der Geschwindigkeit sowohl die  $E_{uu}$ -Werte als auch die  $E_w$ -Werte zugenommen haben, so daß die Dissipation der Energie bei größeren Frequenzen und damit durch kleinere Wirbel erfolgt. Das wird durch die, gegenüber Tabelle 5-8, kleineren Dissipationslängen in Tabelle 5-10 bestätigt. Im weiteren zeigen sich besonders in der Meßebene 70D deutliche Abhängigkeiten bei kleinen Frequenzen von der radialen Meßposition. Mit zunehmendem Radius und zunehmender Lauflänge erhöht sich dabei die Energieverteilung der axialen Schwankungskomponente. In Abb. 5-28 sind in der Meßebene 70D im  $E_{uu}$  Energiespektrum zum Vergleich die aus der Literatur bekannten, s. z. B. Hinze [18], charakteristischen Exponenten der spektralen Energieverteilung aufgeführt. Es zeigen sich hierbei in den einzelnen Frequenzbereichen gute Übereinstimmungen mit den Meßdaten.

Im Fall der Blasenströmung sind in der Meßebene 70D, bei  $j_i=1.44$  m/s und  $\beta=5\%$ , im niederfrequenten Bereich die  $E_{uu}(f)$ -Werte im Wandbereich der Strömung kleiner und im Kernbereich größer als bei einphasiger Strömung. Dabei erhöhen sich bei kleinen Frequenzen die  $E_{uu}$ -Werte und  $E_w$ -Werte mit zunehmender Lauflänge. Die Auswertung der



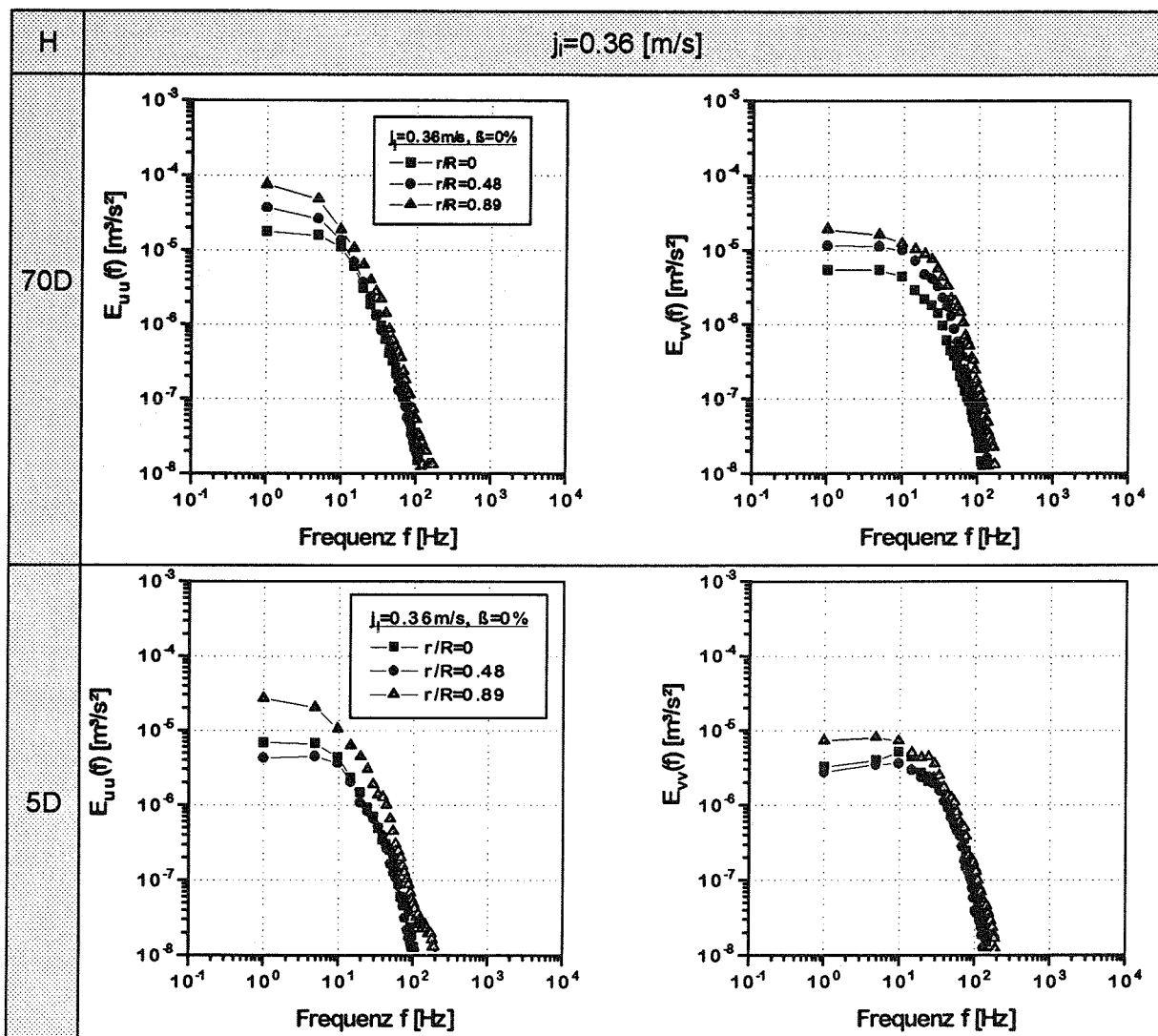


Abb. 5-26: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie über der Schwankungsfrequenz in einphasiger Strömung,  $j_1=0.36$  m/s

Tabelle 5-8: Die Auswertung der Dissipationslängen in einphasiger Strömung,  $j_1=0.36$  m/s

$j_1=0.36$ [m/s], $\beta=0\%$		
$r/R$	$\lambda$ [mm] 70D	$\lambda$ [mm] 5D
0	4.00	3.42
0.48	4.99	3.03
0.89	4.28	2.11

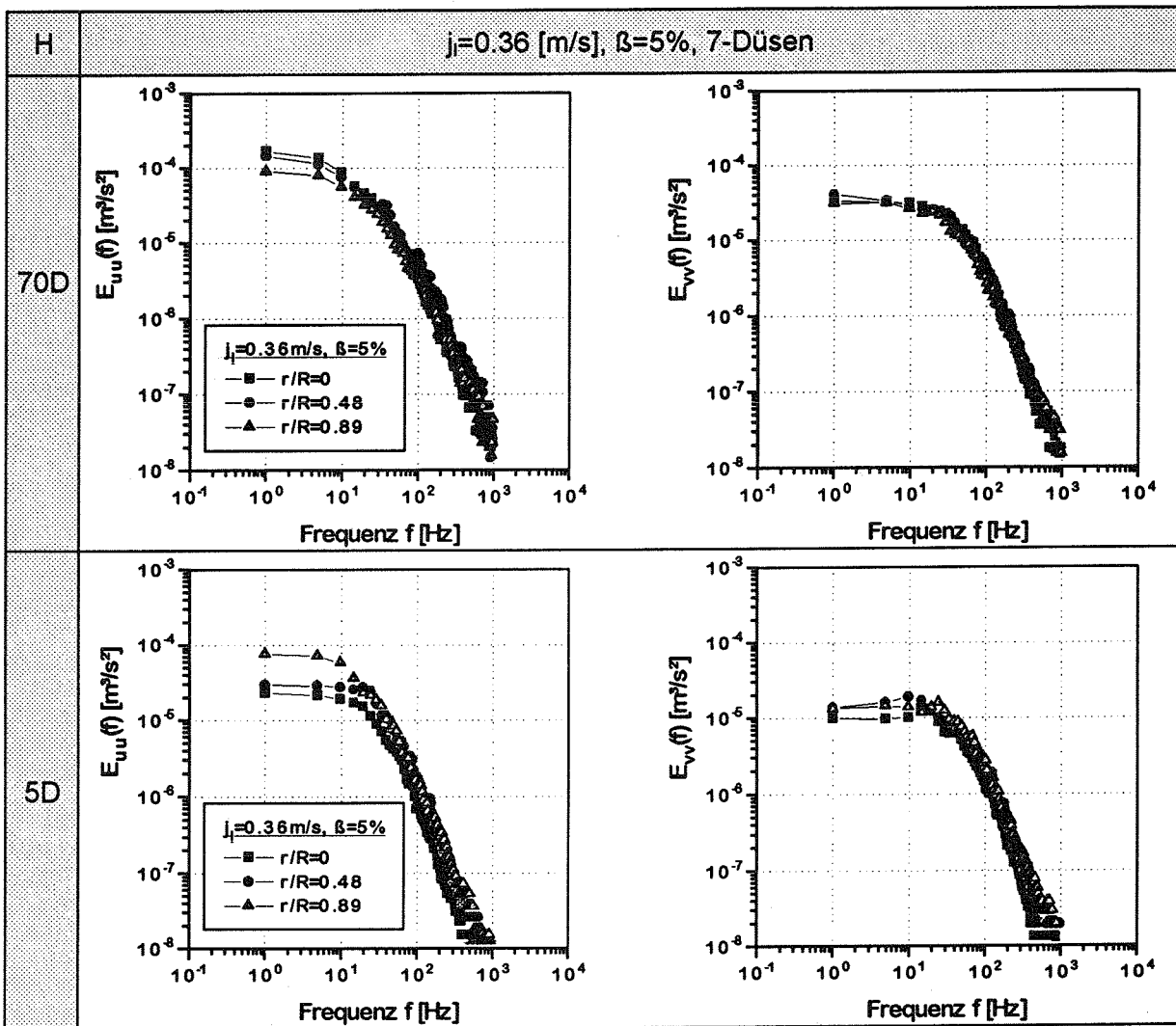


Abb. 5-27: Verteilung der turbulenten Energie über der Frequenz der turbulenten Schwankungen in zweiphasiger Strömung ( $j_1=0.36 \text{ m/s}, \beta=5\%$ )

Tabelle 5-9: Die Auswertung der Dissipationslängen in zweiphasiger Strömung ( $j_1=0.36 \text{ m/s}, \beta=5\%$ )

$j_1=0.36 \text{ [m/s]}, \beta=5\%$		
$r/R$	$\lambda$ [mm] 70D	$\lambda$ [mm] 5D
0	0.99	1.072
0.48	0.75	1.077
0.89	0.63	1.246

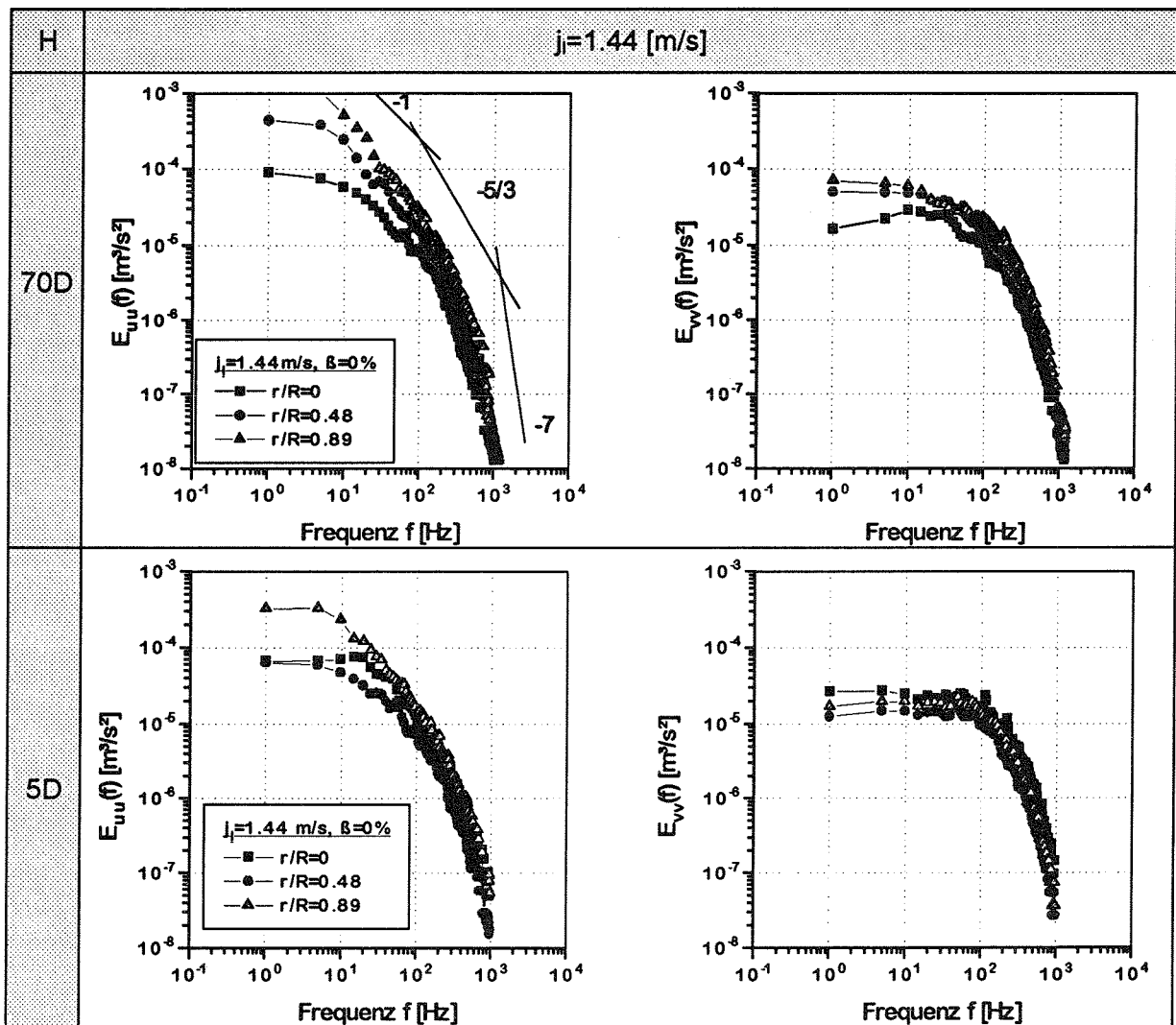


Abb. 5-28: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie über der Frequenz der turbulenten Schwankungen in einphasiger Strömung,  $j_i = 1.44 \text{ m/s}$

Tabelle 5-10: Die Auswertung der Dissipationslängen in einphasiger Strömung,  $j_i = 1.44 \text{ m/s}$

$j_i = 1.44 \text{ [m/s]}, \beta = 0\%$		
$r/R$	$\lambda \text{ [mm]}$ 70D	$\lambda \text{ [mm]}$ 5D
0	3.17	2.23
0.48	2.79	2.32
0.89	3.01	2.39

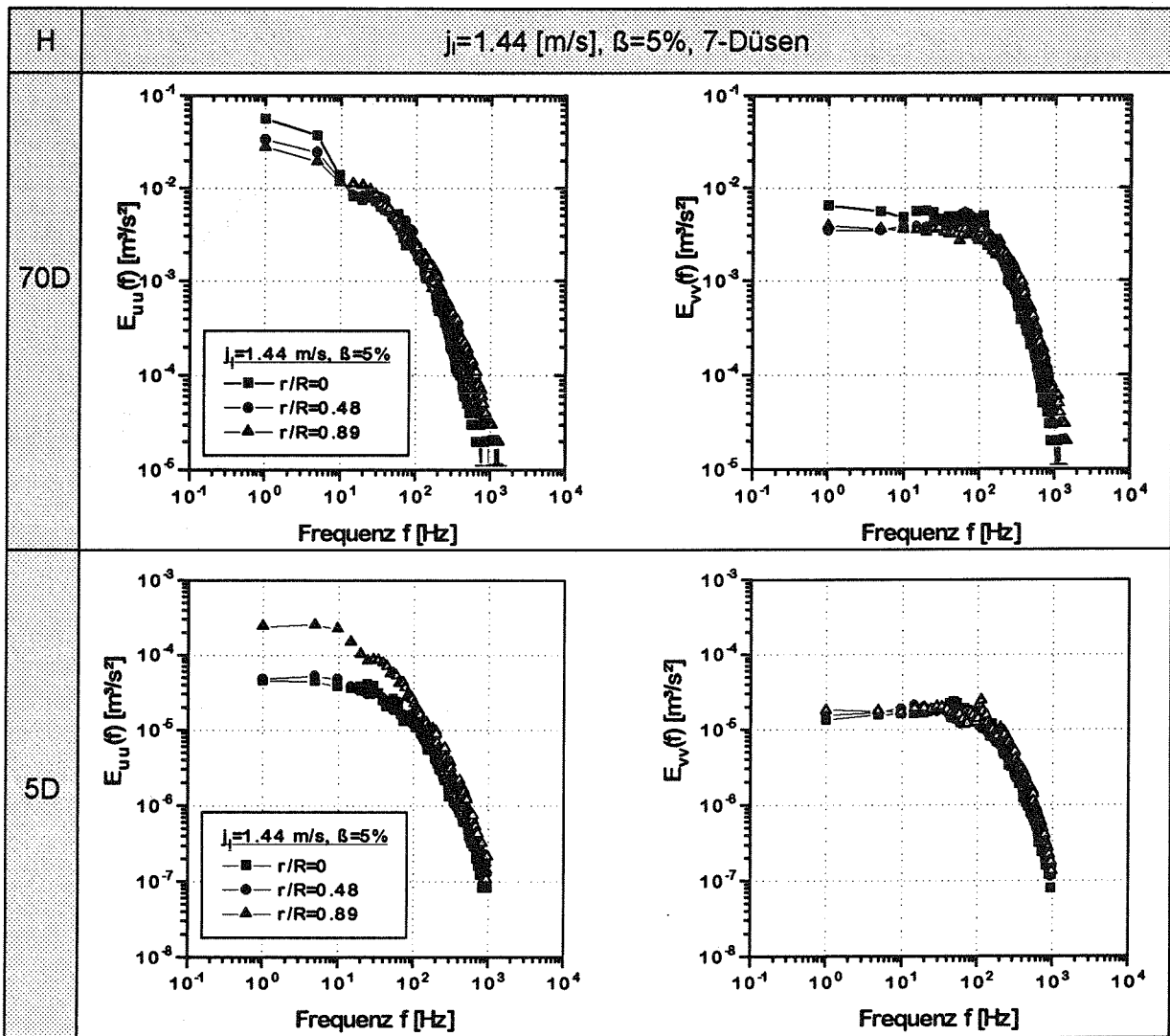


Abb. 5-29: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie über der Frequenz der turbulenten Schwankungen in zweiphasiger Strömung ( $j_1=1.44 \text{ m/s}$ ,  $\beta=5\%$ )

Tabelle 5-11: Die Auswertung der Dissipationslängen in zweiphasiger Strömung ( $j_1=1.44 \text{ m/s}$ ,  $\beta=5\%$ )

$j_1=1.44 \text{ [m/s]}, \beta=5\%$		
$r/R$	$\lambda \text{ [mm]}$ 70D	$\lambda \text{ [mm]}$ 5D
0	3.03	1.99
0.48	2.38	1.80
0.89	1.76	2.14

Dissipationslängen zeigt nur geringe Unterschiede im Vergleich zur einphasigen Strömung.

Insgesamt ist festzustellen, daß sich im niederfrequenten Bereich die spektrale Energieverteilung ähnlich verhält wie die Meßergebnisse der turbulenten kinetischen Energie, vgl. Abb. 5-16. D. h. die  $E_{uu}$ -Werte in der Meßebe 70D sind bei der Begasung mit sieben Düsen und bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten,  $j_f=0.36$  m/s, im Kernbereich der Strömung größer, verglichen mit der einphasigen Strömung. Bei hohen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten ist im Wandbereich der Wert für die Energieverteilung der axialen Schwankungsbewegung deutlich kleiner als bei einphasiger Strömung.

### 5.7 Zusammenfassung der Meßergebnisse

Aus den in diesem Kapitel dargestellten Ergebnissen der Strömungsuntersuchungen in vertikaler, adiabater, turbulenter Luft-Wasser-Blasenströmung lassen sich die folgenden Beobachtungen und Aussagen zusammenfassen:

Gasphase:

- Bei symmetrischer Gaszufuhr mit einer Düse findet mit zunehmender Lauflänge eine radiale Blasenwanderung statt.
- Sind Blasen an der Wand, dann bleiben sie offensichtlich dort. D. h. es findet kein meßbarer Transport von der Wand zum Strömungszentrum statt.
- Bei unsymmetrischer Gaszufuhr strebt die Strömung symmetrische Verteilungen der Blasen an. Die Rohrstrecke ist in einigen Fällen jedoch nicht lang genug, um diese am Ende der Teststrecke beobachten zu können.
- Die Umverteilung der Gasphase erfolgt bei unsymmetrischer Begasung bevorzugt in Umfangsrichtung.
- Der Blasentransport hängt von der Art der Gaszufuhr, dem volumetrischen Gasgehalt und von der Wasserleerrohrgeschwindigkeit ab.
- Bei der Begasung mit einer Düse werden je nach Art der Gaszufuhr bei sonst gleichen Strömungsbedingungen in der Regel größere Blasen erzeugt als bei der Begasung mit sieben Düsen.
- Es treten bei der Begasung mit einer Düse große radiale Änderungen in den Profilen des Blasendurchmessers und der Blasengeschwindigkeiten in den Meßebenen 0D und 5D auf, die sich mit zunehmender Höhe verringern.
- Die mittlere Blasengröße variiert in den untersuchten Fällen nur geringfügig zwischen  $d_B=2\div 4$  mm.

Wasserphase:

- Bei der Begasung mit sieben Düsen sind am Ende der Teststrecke die radialen Gradienten der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit im Zentrum der Strömung kleiner im Vergleich zur einphasigen Strömung.

- Im Wandbereich sind bei 70D die radialen Geschwindigkeitsgradienten größer als bei einphasiger Strömung.
- Bei niedriger Wasserleerrohrgeschwindigkeit ist in der Meßebe 70D die turbulente kinetische Energie über dem gesamten Rohrquerschnitt größer als im einphasigen Strömungsfall.
- Bei hoher Wasserleerrohrgeschwindigkeit ist in der Meßebe 70D, in vielen Fällen, die turbulente kinetische Energie im Kernbereich der Strömung höher und im Wandbereich niedriger als bei einphasiger Strömung.
- Bei der Begasung mit einer Düse werden hohe Turbulenzen in den unteren Meßebenen im Kern der Strömung erzeugt. Mit zunehmender Meßhöhe werden die turbulenten Schwankungen abgebaut und der Ort der höchsten Turbulenzproduktion wandert zur Wand.
- Bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten sind die gemessenen Wirbelgrößen kleiner und bei hohen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten ungefähr genauso groß wie bei einphasiger Strömung.

---

## 6 Diskussion und Interpretation der Messergebnisse

### 6.1 Änderungen der Blasenanzahl entlang der Teststrecke

Im Gegensatz zu starren Partikeln besitzen Blasen eine bewegliche Oberfläche. Durch das Aufbrechen oder Vereinigen von Blasen wird die für Impuls-, Wärme- und Stoffaustauschprozesse wichtige Größe der Blasenoberfläche stark beeinflusst. Eine einfache Überlegung zeigt (siehe Anhang C), daß bei der Vereinigung zweier gleich großer, kugelförmiger Blasen eine maximale Reduzierung der Phasengrenzfläche auf ca. 80% der ursprünglichen Gasoberfläche erfolgt. Zur Vereinigung zweier Blasen kommt es, wenn eine Mindestdicke der flüssigen Phase zwischen den Blasen überwunden wird. In Blasenströmungen findet Koaleszenz statt, wenn nachfolgende Blasen durch ihren geringeren Strömungswiderstand die vorausgehenden Blasen einholen und die Restdicke der flüssigen Phase überwunden wird. Nach Mäusel [ 40 ] verringert sich mit zunehmendem Blasendurchmesser die Koaleszenzneigung der Blasen, da der Überdruck in den Blasen abnimmt, Gleichung (5-2). Zum Zerteilen von Blasen kann es durch an der Blasenoberfläche angreifende Scherkräfte der Strömung kommen, wenn die Oberflächenspannung überwunden wird. Das Aufbrechen oder Zerteilen von Blasen hängt dabei von verschiedenen Faktoren ab. Eine Herabsetzung der Grenzflächenspannung kann durch grenzflächenaktive Substanzen, wie z. B. Tenside erfolgen, Sonntag [ 60 ].

Um Aussagen über die Änderung der Blasenanzahl entlang der Teststrecke treffen zu können, wurden die mit der Widerstandssonde gemessenen mittleren Blasenfrequenzen ausgewertet. Dazu wurde entsprechend Gleichung (6-1) die lokale Blasenfrequenz  $\dot{N}(r)$  auf

$$\langle \dot{N} \rangle = 2\pi \int_0^R \frac{\dot{N}}{A_{Bl}} r dr \quad (6-1)$$

den lokalen Blasenquerschnitt  $A_{Bl}(r)$  bezogen und über dem Strömungsquerschnitt integriert. Somit gibt  $\langle \dot{N} \rangle$  die Zahl der Blasen pro Zeiteinheit an, die sich in einer Meßebeine durch die Strömungsfläche der Teststrecke bewegen.

Eine Überprüfung der gemessenen lokalen Blasenfrequenz ermittelten Blasenfrequenz erfolgte nach Gleichung (6-2) zusammen mit den aus den Messungen

$$\langle \dot{V}_g \rangle = 2\pi \int_0^R V_{Bl} \frac{\dot{N}}{A_{Bl}} r dr \quad (6-2)$$

ermittelten Daten für den Blasendurchmesser. Dabei wurde der Gasvolumenstrom berechnet und in Abb. 6-1 dem an der Anlage eingestellten Sollwert gegenübergestellt. Aus

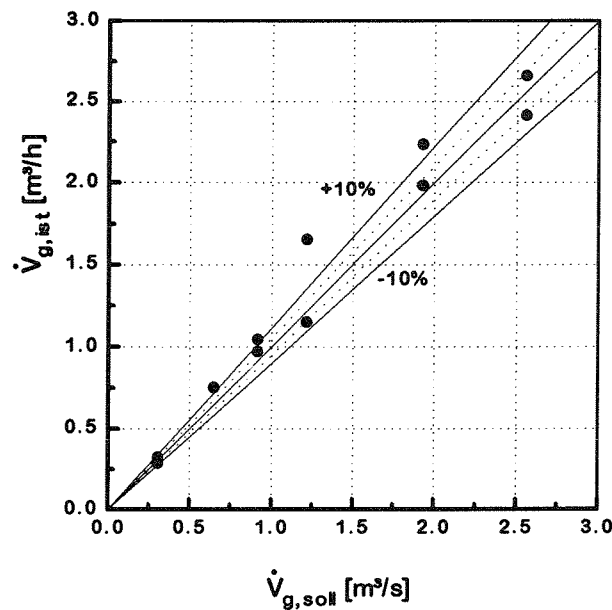


Abb. 6-1: Vergleich zwischen dem nach Gleichung (6-2) berechneten Gasvolumenstrom  $\dot{V}_{g,ist}$  mit dem eingestellten Gasvolumenstrom  $\dot{V}_{g,soll}$

dem Diagramm ist zu entnehmen, daß die Abweichungen zwischen eingestelltem und berechnetem Gasvolumenstrom in der Regel kleiner als 10% sind. Die Abweichungen gegenüber den Untersuchungen in Abb. 4-20 sind auf das Auswerteverfahren bei der Bestimmung des mittleren Blasendurchmessers und die dabei berücksichtigten, diversen Annahmen zurückzuführen, Kapitel 4.2.2.

Die mit Gleichung (6-1) berechneten mittleren Blasenfrequenzen sind in Tabelle 6-1 in Abhängigkeit von der lokalen Gaszufuhr, der Wasserleerrohrgeschwindigkeit, des volumetrischen Gasgehaltes sowie der Meßebene dargestellt. Aus der Tabelle ist zu entnehmen, daß sich bei der Begasung mit sieben Düsen die Blasenzahl in allen Fällen kontinuierlich mit der Lauflänge reduziert. Die Blasenfrequenz vermindert sich dabei am Ende der Teststrecke um bis zu 40%, gegenüber der Meßebene 5D. Verantwortlich für die Abnahme der Blasenfrequenz, d. h. das Auftreten von Koaleszenz, könnten hierbei die in Kapitel 5.2.1 gezeigten hohen Gaskonzentrationen an der Rohrwand sein, z. B. Abb. 5-4. Vermutlich verringert sich durch die hohe Blasendichte der Abstand der Blasen zueinander, so daß sich die Koaleszenzwahrscheinlichkeit erhöht und somit die Zahl der Blasen entlang des Kanals abnimmt.

Bei der Begasung mit einer Düse ist aus Tabelle 6-1 in der Regel ein Zuwachs der Blasenzahl mit zunehmender Höhe zu erkennen. Besonders bei  $j_f=0.36$  m/s findet von 5D nach 70D nahezu eine Verdoppelung der Blasenzahl statt. Da sich bei  $j_f=1.44$  m/s die Blasenzahl entlang der Teststrecke nur gering ändert, scheint sich hier ein Gleichgewicht zwischen Koaleszenz und Aufbrechen von Blasen einzustellen. Für das beobachtete Aufbrechen von Blasen könnten hohe Scherkräfte in der Strömung verantwortlich sein, da



Tabelle 6-1: Anhand der Blasenfrequenz ist bei symmetrischer Begasung je nach Gaszufuhr Koaleszenz bzw. das Aufbrechen von Blasen zu beobachten

7 Düsen			1 Düse		
$j_i$ [m/s]	$\beta=5\%$	$\beta=10\%$	$\beta=5\%$	$\beta=10\%$	H [D]
	$\langle \dot{N} \rangle$ [1/s]	$\langle \dot{N} \rangle$ [1/s]	$\langle \dot{N} \rangle$ [1/s]	$\langle \dot{N} \rangle$ [1/s]	
1.44	19 952	33 565	13 933	23 381	70
	26 029	50 043	14 463	21 298	10
	31 485	53 514	14 341	25 093	5
1.08	13 826	24 940	10 419	21 633	70
	18 565	31 102	6 973	18 140	10
	24 259	36 308	9 243	18 009	5
0.36	6 227	9 142	4 511	5 283	70
	6 729	10 707	2 828	4 736	10
	7 955	14 162	1 937	2 270	5

gerade bei der Begasung mit einer Düse sowohl die radialen Gradienten der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit als auch die turbulenten Schubspannungen, in den Meßebenen 0D bis 10D deutlich größer sind als bei einphasiger Strömung, Abb. 5-18 und Abb. 5-21.

Ähnliche Auswertungen wurden bisher nur von Class et al. [ 8 ], bei einer Begasung mit sieben Düsen, durchgeführt. Diese konnten hier in ihrer Tendenz bestätigt werden.

Aus den aus der Literatur bekannten Untersuchungsergebnissen, z. B. Liu [ 36 ], Wang [ 66 ], sowie aus den in Kapitel 5.2 vorgestellten Meßergebnissen geht hervor, daß der lokale Gasgehalt an der Wand den Wert  $\alpha=0.5$  nicht überschreitet. Gleichzeitig legen die Ergebnisse der Koaleszenzuntersuchungen die Vermutung nahe, daß die räumliche Anordnung der Blasen zueinander keinen höheren Gasgehalt zuläßt. Um dies näher zu untersuchen, wurde anhand einfacher theoretischer Überlegungen die maximal mögliche Anordnung kugelförmiger Blasen im Wandbereich untersucht. Es wurden zwei unterschiedliche Blasenordnungen an der Rohrwand angenommen und der Abstand der Blasen zueinander sowie der Abstand einer fiktiven Meßebene von der Wand variiert, vgl. Anhang D.

Simuliert wurde eine "kubische" und eine "flächenzentrierte" Blasenordnung (s. Abb. 6-2). Bei der "kubischen" Anordnung der Blasen wurde angenommen, daß die Blasen direkt aufeinander folgen, d. h. der Schwerpunkt der Blasen liegt in axialer und radialer Richtungen in derselben Ebene. Die "flächenzentrierte" Anordnung geht davon aus, daß die Blasenordnung einem kubisch flächenzentriertem Raumgitter ähnelt, so daß die

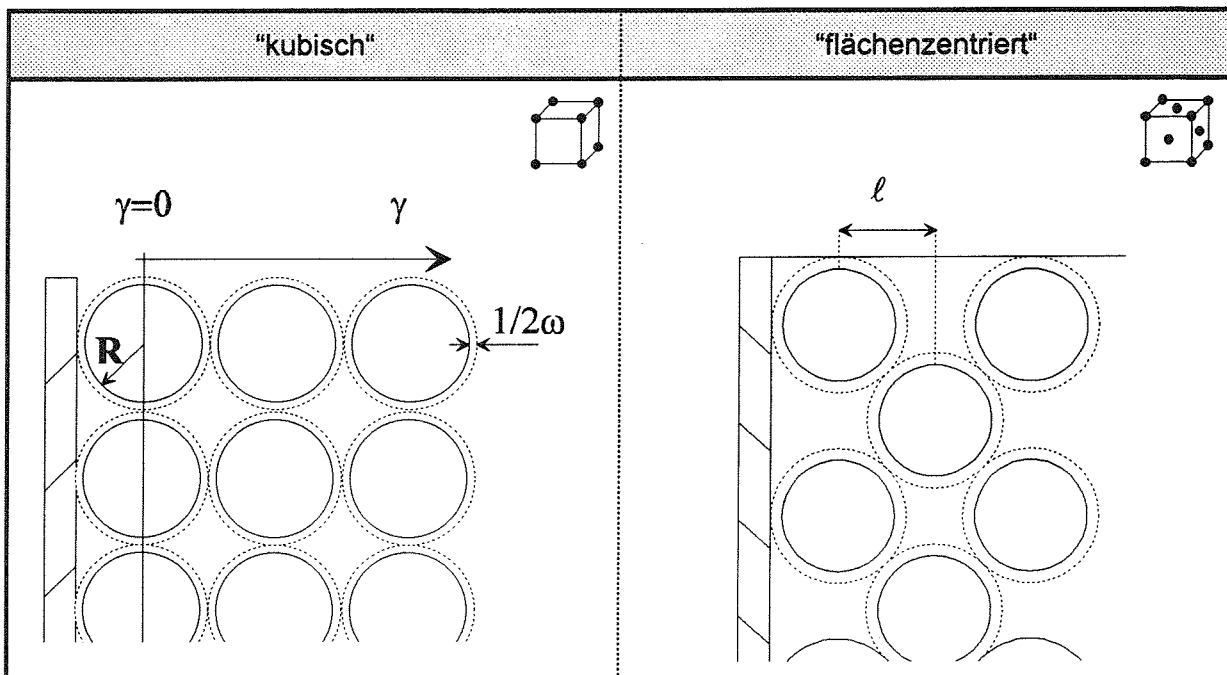


Abb. 6-2: Schematische Darstellung der simulierten Blasenordnung

Blasen die Eckpunkte eines Würfels sowie dessen Mittelpunkt besetzen.

Bei der Berechnung des lokalen Gasgehaltes wurden jeweils kugelförmige Blasen mit einem Durchmesser von 4 mm angenommen. Begonnen wurde die Rechnung im Abstand von einem Kugelradius  $\gamma=0$  von der Wand. Der Blasenabstand  $\omega$  wurde von 0 mm bis 1.5 mm bzw. von 0 mm bis 4 mm variiert, Abb. 6-3. Der lokale Gasgehalt wurde dabei

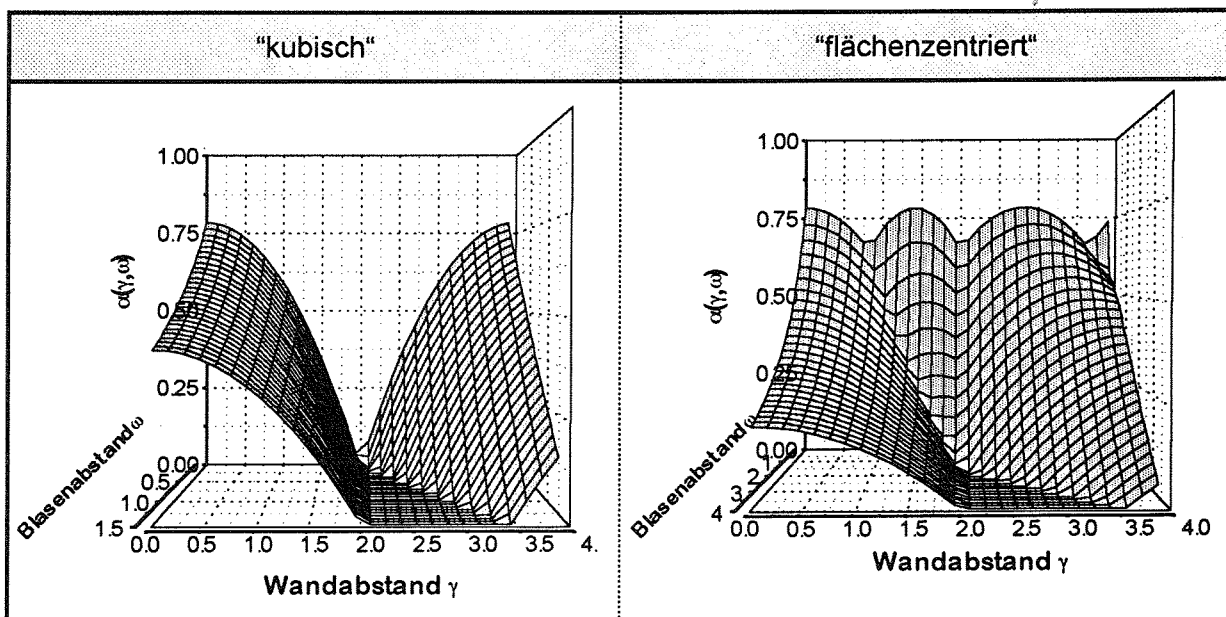


Abb. 6-3: Berechnungen des Gasgehaltes an der Kanalwand zeigen die Abhängigkeit des Gasgehaltes von der Blasenordnung

wie folgt berechnet:

$$\alpha(\gamma, \omega) = \frac{A_k(\gamma, \omega)}{A(\omega)} \quad (6-3)$$

Darin bezeichnet  $A$  die Querschnittsfläche an der Stelle  $\gamma$  des von den Blasen eingenommenen Volumens und  $A_k$  die einzelnen Projektionsflächen der darin enthaltenen Kugeln.

Bei der "kubischen" Blasenordnung zeigt sich ausgehend von einem Blasenabstand von  $\omega=0$  mm und einem Wandabstand von  $R$  ( $\gamma=0$  mm), daß der Gasgehalt von ca. 78%, d. h. die Blasen folgen direkt aufeinander, bis  $\gamma=R$  auf  $\alpha=0\%$  abfällt. Bei "flächenzentrierter" Anordnung variiert der Gasgehalt, bei dichtester Blasenordnung ( $\varepsilon=0$  mm), zwischen 78% und 65%. Eine Vergrößerung des Blasenabstandes führt erwartungsgemäß zu einer Verminderung des Gasgehaltes, wobei mit zunehmendem Wandabstand  $\gamma$  die Abnahme des Gasgehaltes schneller erfolgt.

In realen Strömungen wird eine weitere Verringerung der maximal erreichbaren Gaskonzentration an der Wand durch die Blasenform (Kugel, Ellipse, Schirmblasen), oder durch verschieden große Blasen in der Strömung verursacht. Ein Vergleich der berechneten Gaskonzentrationen mit Meßdaten zeigt bei einem Blasenabstand von 1.5 mm bzw. 1.9 mm eine gute Übereinstimmung der Gaskonzentrationsgradienten in der ersten Blasenebene, Abb. 6-4. Experimentelle Ergebnisse über den Blasenabstand liegen leider nicht vor, so daß eine Überprüfung der theoretischen Daten nicht möglich ist.

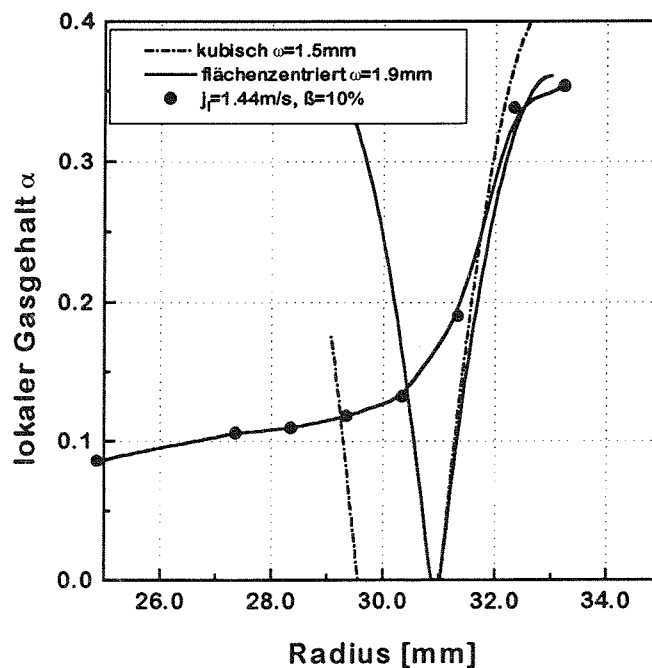


Abb. 6-4: Der Vergleich zwischen den berechneten Blasenarrangements und der Messung zeigt gute Übereinstimmung der radialen Gradienten in der ersten Blasenebene

## 6.2 Berechnung der turbulenten kinetischen Energie

Nach Kataoka et al. [24] läßt sich das Turbulenzverhalten in vertikalen Blasenströmungen qualitativ in einem Diagramm in Abhängigkeit von der Wasserleerrohrgeschwindigkeit und der Gasleerrohrgeschwindigkeit zusammenfassen, siehe Abb. 6-5. Bei gleicher Wasserleerrohrgeschwindigkeit bedeutet "Turbulenz-

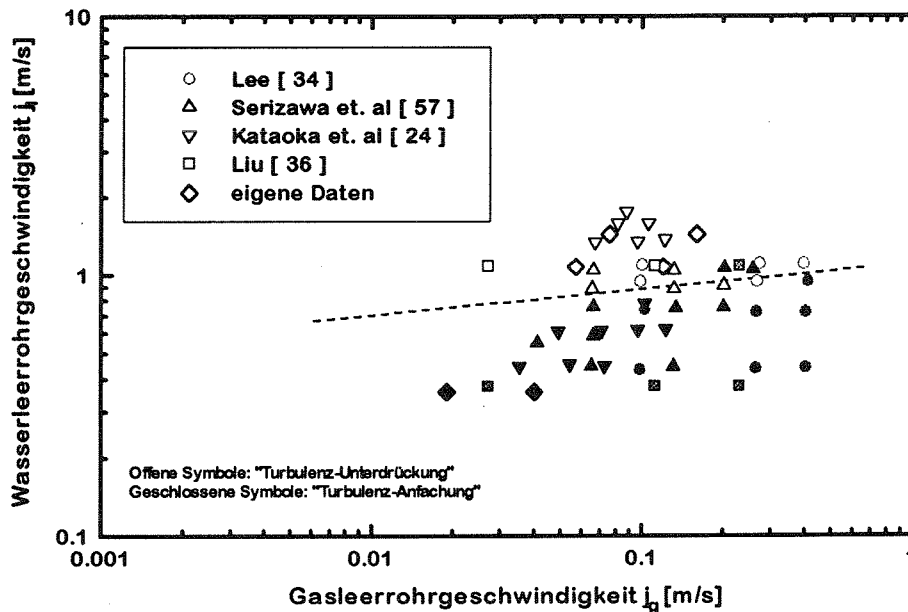


Abb. 6-5: In Blasenströmungen läßt sich das Turbulenzverhalten qualitativ in Abhängigkeit von der Wasser- sowie der Gasleerrohrgeschwindigkeit vorhersagen, s. Kataoka et al. [24]

Unterdrückung", daß die lokale Turbulenz ab einer radialen Meßposition kleiner ist und "Turbulenz-Überhöhung", daß die turbulente kinetische Energie über dem gesamten Rohrquerschnitt höher ist als bei vergleichbarer einphasiger Strömung. Aus dem Diagramm ist leicht zu entnehmen, daß bei hohen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten Turbulenz-Unterdrückung und bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten Turbulenz-Überhöhung zu erwarten ist. Dieses Turbulenzverhalten bestätigen auch die in Kapitel 5.4.1 vorgestellten Meßergebnisse, Abb. 5-16.

Numerische Berechnungen der Turbulenz-Überhöhung und -Unterdrückung wurden bisher in Zweiphasenströmungen durchgeführt, um das grundsätzliche physikalische Verhalten und die Analysemethoden zu studieren, siehe z. B. Lee et al. [34]. Diese Verfahren befinden sich derzeit noch im Entwicklungsstadium und zeigen noch keine befriedigenden Ergebnisse. Trotzdem sind sie bei der qualitativen Analyse turbulenter Blasenströmung hilfreich.

Kataoka et al. [24] haben, ausgehend von den zweiphasigen Erhaltungsgleichungen für vertikale Blasenströmungen, eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie abgeleitet. In dieser Gleichung werden für Blasenströmungen zusätzliche Quell-

und Senkenterme berücksichtigt, die die Produktion turbulenter kinetischer Energie durch Blasen und deren Absorption durch die Deformation der Blasenoberfläche beschreiben sollen, Gleichung (6-4).

$$0 = \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r(1-\alpha) \left( \frac{v_\ell}{2} + \beta_2 \ell_{TP} \sqrt{k_\ell} \right) \frac{\partial k_\ell}{\partial r} \right\}}_{\text{Diffusion (Diff)}} + \underbrace{\beta_1 \ell_{TP} (1-\alpha) \left( \frac{\partial U_\ell}{\partial r} \right)^2 \sqrt{k_\ell}}_{\text{Produktion (Prod1P)}} - \underbrace{\frac{\gamma_1 (1-\alpha)}{\ell_{TP}} k_\ell^{3/2}}_{\text{Dissipation (Dis1P)}} - \underbrace{\frac{K_2 \alpha}{d_B} k_\ell^{3/2}}_{\text{Absorption durch Blasen (Dis2P)}} + \underbrace{\frac{K_1 3\alpha C_D (U_g - U_\ell)^3}{4d_B}}_{\text{Produktion durch Blasen (Prod2P)}} \quad (6-4)$$

In Gleichung (6-4) ist  $\alpha$  der lokale Gasgehalt und  $\ell_{TP}$  die Mischungsweglänge in der Blasenströmung. Die Mischungsweglänge setzt sich nach Kataoka et al. additiv aus einem einphasigen Anteil  $l_{SP}$  und einem zweiphasigen Anteil  $l_{B1} = 1/3 \cdot \alpha \cdot d_B$  zusammen. Für  $\alpha=0$  entsprechen die Diffusions-, Produktions- und Dissipationsterme den bekannten Beziehung in einphasiger Strömung, z. B. Bradshaw et al. [6]. Der Produktions- und Absorptionsterm für Blasenströmungen wurde von den Autoren aus den Zwischenphasenkräften in den Erhaltungsgleichungen bestimmt. Dabei wurde die Zwischenphasenreibung und ein Ansatz für die Turbulenzabsorption, infolge der Wechselwirkung der Blasen mit der flüssigen Phase, berücksichtigt. Für den Widerstandskoeffizient  $C_D$  wurde ein Ansatz von Ishii et al. [26] verwendet.

Für die hier durchgeführten Berechnungen wurde eine über dem Rohrquerschnitt konstante Mischungsweglänge  $l_{SP} = 0.14 \cdot R$  angenommen. Aus dem Vergleich der Rechen- und der Meßergebnisse wurden zunächst die Konstanten  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  und  $\gamma_1$  für einphasige Strömung bestimmt. Nach Rodi [44] bestehen hierbei die folgenden Abhängigkeiten zwischen den einzelnen Koeffizienten:

$$\gamma_1 \cdot \beta_1 \approx 0.08 \text{ und } \beta_2 = 1.0.$$

Dies wurde bei der Berechnung berücksichtigt, so daß anhand der Meßdaten die folgenden Konstanten für ausgebildete, einphasige Strömung ermittelt wurden:

$$\beta_1 = 0.242, \beta_2 = 1.0 \text{ und } \gamma_1 = 0.33.$$

Bei der Berechnung der turbulenten kinetischen Energie in der Blasenströmung wurden die konstanten der einphasigen Strömungsberechnung übernommen und die Konstante  $K_2$  entsprechend Kataoka et al. gleich Eins gesetzt. Für die Konstante  $K_1$  wurde anhand der Meßdaten ein Wert von  $K_1 = 0.15$  bestimmt. Mit den ermittelten Koeffizienten

konnten in einphasiger Strömung sehr gute und in zweiphasiger Strömung gute Übereinstimmungen zwischen den Meßdaten und den errechneten Werten der turbulenten kinetischen Energie erzielt werden, Abb. 6-6.

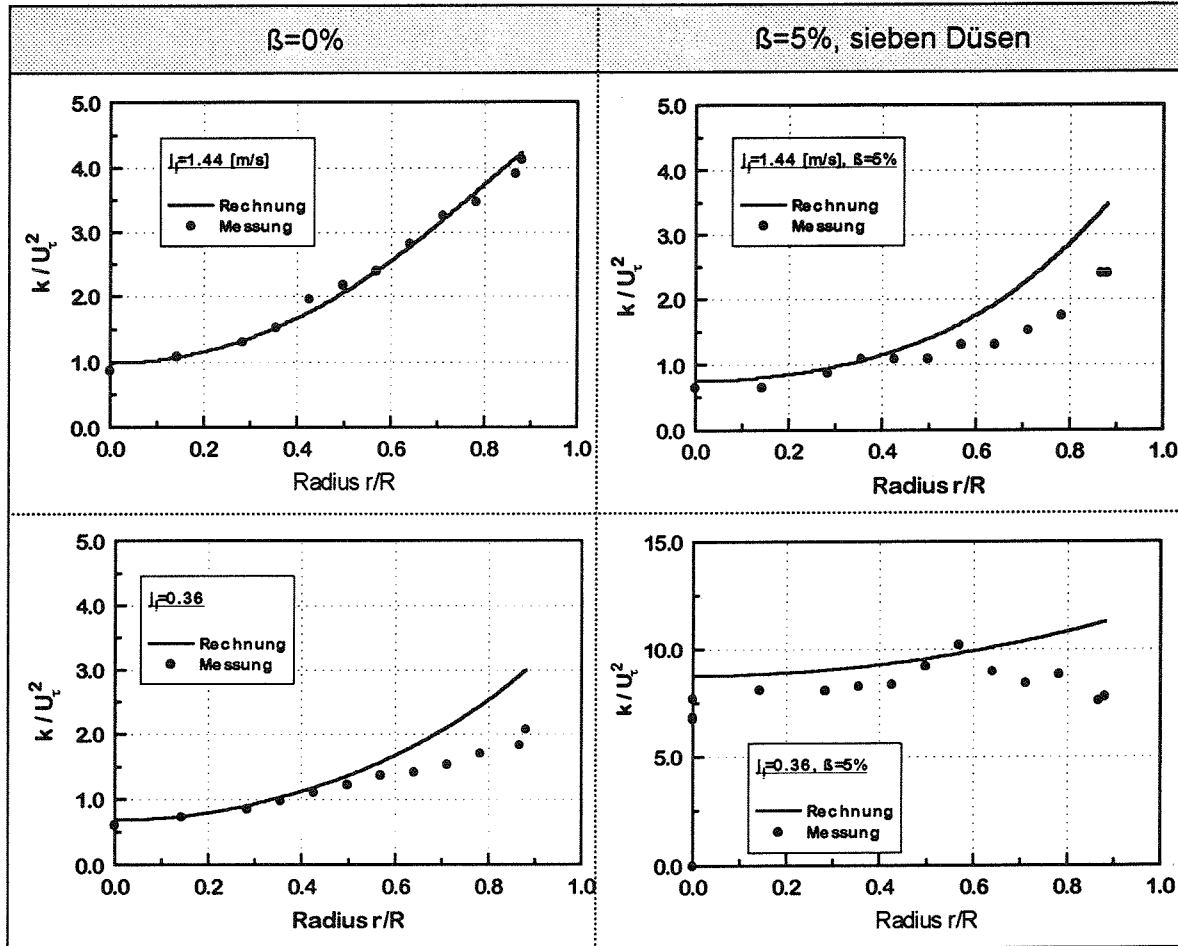


Abb. 6-6: Vergleich der errechneten und gemessenen radialen Profile der turbulenten kinetischen Energie in ein- und zweiphasiger Strömung

Die aus den Rechnungen abgeleiteten radialen Verläufe der Quell- und Senkenterme sind in Abb. 6-7 dargestellt. In einphasiger Strömung, bei  $j_i=1.44$  m/s, zeigt sich der erwartete Verlauf (Hinze [ 18 ]), d. h. die Produktion turbulenter kinetischer Energie ist in der Rohrmitte gleich Null und steigt mit zunehmendem Radius entsprechend dem radialen Geschwindigkeitsgradienten zur Wand hin an. Ähnlich verhält sich die Dissipation, während die Diffusion turbulenter kinetischer Energie über dem Rohrquerschnitt nahezu konstant ist.

Interessant sind die Verläufe der Quell- und Senkenterme in der Blasenströmung. Hier zeigt sich bei niedriger Wasserleerrohrgeschwindigkeit ( $j_i=0.36$  m/s), daß die Produktion turbulenter kinetischer Energie extrem durch die Blasen bestimmt wird. Der diffusive und der durch die Scherströmung erzeugte Anteil ist dem gegenüber vernachlässigbar klein. Außerdem ist zu erkennen, daß nur ein geringer Teil der Energie durch die Wechselwirkung der Blasen mit den turbulenten Wirbeln vernichtet wird.

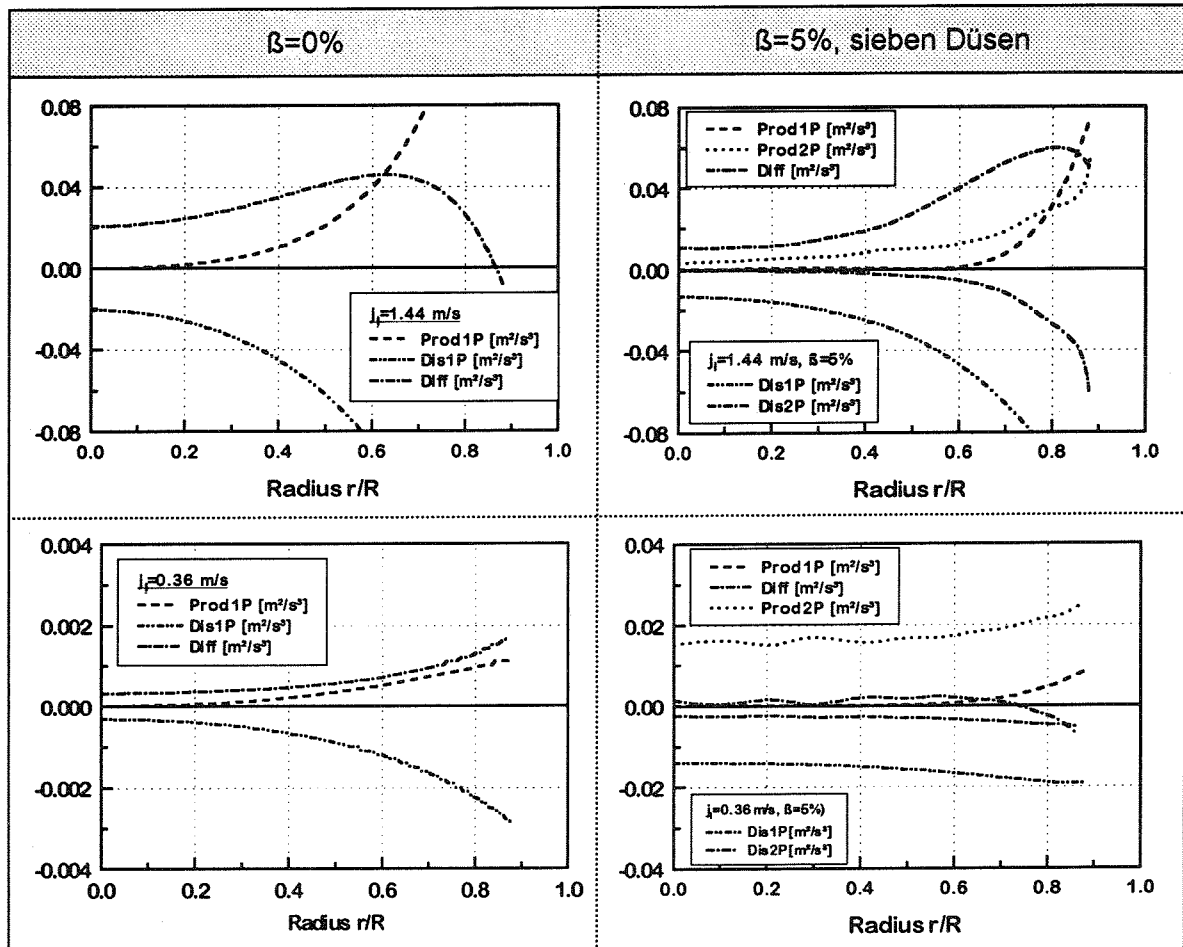


Abb. 6-7: Vergleich der Quell- und Senkenterme in ein- und zweiphasiger Strömung

Bei hohen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten,  $j_1 = 1.44 \text{ m/s}$ , ist zu erkennen, daß in der Blasenströmung die Turbulenzproduktion infolge der Scherströmung an der Wand am größten ist und im Vergleich zur einphasigen Strömung mit zunehmendem Wandabstand schneller abfällt. Dabei zeigt sich, daß im Zentrum der Strömung die Produktion turbulenter kinetischer Energie im wesentlichen durch die Blasen bestimmt wird. Dagegen ist im Wandbereich zu erkennen, daß die scherinduzierte und die blaseninduzierte Turbulenzproduktion von derselben Größenordnung sind. Die Dissipation der Energie durch die Wechselwirkung mit der Blasenoberfläche ist im Zentrum der Strömung vernachlässigbar. Erst ab ca.  $r/R = 0.6$  findet hier eine spürbare Zunahme der Dissipation statt. Dadurch findet an der Wand eine zusätzliche Vernichtung turbulenter Energie durch die Wechselwirkung der Blasen mit der flüssigen Phase statt, so daß hier die turbulente kinetische Energie kleiner ist als bei einphasiger Strömung, Abb. 5-16.

### 6.3 Vergleich der Turbulenzdaten mit der Literatur

Aus Ähnlichkeitsanalysen in einphasigen Rohrströmungen ist bekannt, daß für die Übertragbarkeit von Meßergebnissen die Reynolds-Zahl und der dimensionslose Rohrdurchmesser  $r/R$  die relevanten Kenngrößen darstellen. Das bedeutet, daß sich die Einflußgrößen in turbulenten Strömungen aus dem Rohrdurchmesser, der mittleren Geschwindigkeit und der Zähigkeit des Fluides zusammensetzen.

In Blasenströmungen beeinflussen weitere Größen die charakteristischen geometrischen Verhältnisse sowie die physikalischen Eigenschaften der Strömung. Dies sind zum Beispiel der Blasendurchmesser, die mittleren Geschwindigkeiten der flüssigen und der Gasphase und die lokale Blasendichte. Dadurch wird eine exakte Übertragbarkeit von Meßergebnissen erschwert. Wenn Messungen bei unterschiedlichen geometrischen Abmessungen oder von einander abweichenden Strömungsparametern durchgeführt werden sind daher, nach dem derzeitigen Wissensstand, nur qualitative Aussagen beim Datenvergleich möglich.

Derartige Vergleiche werden hier mit Meßdaten von Wang [ 66 ] und Liu [ 36 ] sowie den eigenen Meßdaten bei einer Begasung mit sieben bzw. mit einer Düse durchgeführt. Die unterschiedlichen Versuchsbedingungen sind in Tabelle 6-2 zusammengestellt. In

Tabelle 6-2: Versuchsbedingungen bei den Testanlagen von Liu [ 36 ] und Wang [ 66 ]

Abmessungen der Testanlagen			
	Liu	Wang	eigene
D [mm]	38.1	57.15	70.15
Meßebe- L/D	36	35	70
Re	44 000	51 000	76 000
$j_1$ [m/s]	1.391	1.08	1.08
$\beta$ [%]	4.6	8.5	5
$d_B$ [mm]	2÷3	≈ 3	2÷3.5

Abb. 6-8 ist der radiale Verlauf der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit der flüssigen Phase und des lokalen Gasgehaltes im quasi ausgebildeten Zustand dargestellt. Auffallend ist hier, daß bei der Begasung mit sieben Düsen, im Gegensatz zu der Begasung mit einer



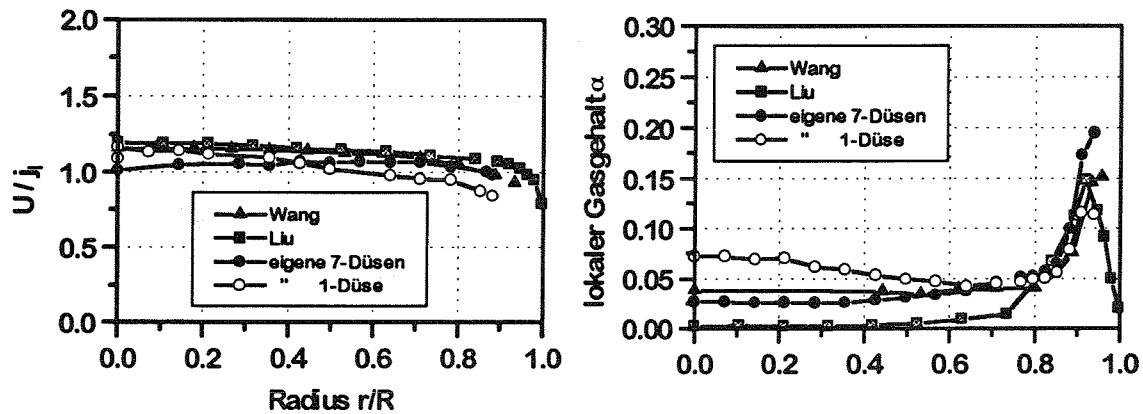


Abb. 6-8: Vergleich der radialen Profile der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit der flüssigen Phase und des lokalen Gasgehaltes

Düse und den Messungen von Liu und Wang, das Maximum der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit außerhalb der Rohrmitte auftritt. Wie die Meßergebnisse aus Kapitel 5.4 zeigen ist für die Ausbildung der radialen Geschwindigkeitsprofile zum einen die Gaszufuhr und zum anderen die Lauflänge der Strömung von Bedeutung. Nach diesen Beobachtungen tritt nur bei extremer Ausbildung der Gasprofile, d. h. bei der Begasung mit sieben Düsen, das Maximum der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit außerhalb der Rohrmitte auf. Bei der Begasung mit einer Düse deuten die Meßergebnisse darauf hin, daß die Umverteilung der Gasphase bei 70D noch nicht abgeschlossen ist, Kapitel 5.2. Leider ist aus den Arbeiten von Wang und Liu nicht ersichtlich, wie sich die Gasphase entlang der Teststrecke ausbildet, so daß die Interpretation der Entstehung der dargestellten Gasverteilungen schwer fällt. Aus dem Vergleich der Gasprofile ist in Abb. 6-8 zu erkennen, daß bei der Begasung mit sieben Düsen die Gaskonzentration an der Wand am höchsten ist, so daß daraus geschlossen werden kann, daß in diesem Fall die Umverteilung der Gasphase am weitesten fortgeschritten ist. Möglicherweise würden im Fall von Wang und Liu, Untersuchungen bei längerer Lauflänge auch noch Änderungen im radialen Profilverlauf der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit ergeben.

Der Vergleich der Turbulenzdaten in Abb. 6-9 zeigt, daß im Zentrum der Strömung die radialen Gradienten der axialen Geschwindigkeitsschwankungen der Blasenströmung kleiner sind als bei einphasiger Strömung. Im Wandbereich  $r/R > 0.6$  steigen dagegen die RMS-Werte von Wang und Liu deutlich an. Auch hier wären für die Interpretation der Turbulenzdaten Kenntnisse über deren Entwicklung im Einlauf der Strömung hilfreich, zumal die Meßergebnisse in Kapitel 5.4 gezeigt haben, daß je nach Gaszufuhr und Meßebene die Turbulenzdaten an der Wand unterschiedlich hohe Werte annehmen können. Eine mögliche Ursache für die hohen RMS-Werte im Wandbereich könnten auf die geometrischen Größenverhältnisse in der Strömung zurückgeführt werden. Legt man den von Liu an der Wand ermittelten mittleren Blasendurchmesser von 3 mm zu Grunde, so besitzen die Blasen eine radiale Abmessung von  $r/R \approx 0.16$ . Diese ist im Vergleich zu den Abmessungen in der vorhandenen Teststrecke,  $r/R \approx 0.08$ , und zu den Versuchsbe-

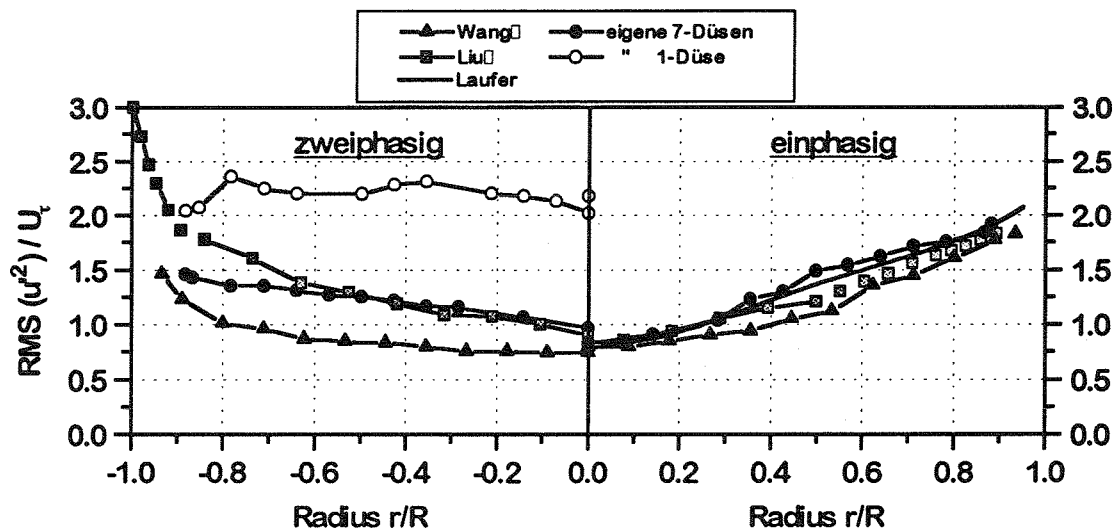


Abb. 6-9: Vergleich der ein- und zweiphasigen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten in axialer Richtung

dingungen von Wang,  $r/R \approx 0.1$ , relativ hoch. Vorstellbar ist hierbei, daß bei den Versuchen von Liu die blaseninduzierte Turbulenz an der Wand stärker die Kernströmung beeinflusst als in den anderen dargestellten Fällen. Außerdem ist aus dem radiale Verlauf der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit ist zu erkennen, daß bei den Messungen von Liu die radialen Geschwindigkeitsgradienten in unmittelbarer Wandnähe sehr groß sind. Das läßt auf eine hohe Produktion turbulenter Energie schließen, die sich mit der blaseninduzierten Turbulenz überlagert und somit zu den hohen RMS-Werte führt. Im weiteren ist vorstellbar, daß bei der Begasung mit sieben Düsen turbulente Energie durch den turbulenten Transport von Blasen vernichtet wird. Darauf deuten die im Vergleich zum Blasendurchmesser großen Wirbelabmessungen, im Kernbereich  $\Lambda \approx 10$  mm und an der Wand  $\Lambda \approx 5$  mm, hin. Die von Liu ermittelten Integralen Wirbelabmessungen sind dagegen kleiner als die Blasendurchmesser ( $\Lambda \approx 2$  mm), so daß möglicherweise ein turbulenter Blasen-transport nicht stattfindet. Dies würde auch den niedrigen Gasgehalt im Kernbereich der Strömung erklären.

Die Unterschiede zu den Messungen von Wang sind derzeit nicht zu verstehen. Trotz nahezu gleichem Gasgehalt in der Mitte der Strömung sind die in dieser Arbeit gemessenen Turbulenzintensitäten höher als bei Wang. Hier könnten die höheren Reynolds-Zahlen oder Unterschiede im Blasendurchmesser eine Rolle spielen.

Beim Vergleichen der Turbulenzdaten ist darauf zu achten, daß diese im Gegensatz zur einphasigen Strömung nicht ausschließlich von der Zähigkeit der Strömung und damit von der scherinduzierten Turbulenz abhängen, sondern auch in erheblichem Maß von der blaseninduzierten Turbulenz, Kapitel 5.4. Außerdem, wie in Kapitel 4.3.3 gezeigt wurde, treten weitere Schwierigkeiten bei der Separierung der Gas- und der Wassersignale auf, die bisher noch nicht in ausreichendem Maß untersucht sind.

#### **6.4 Diskussion der beobachteten Transportphänomene und Hypothesen über die auf die Blasen wirkenden Kräfte**

Wie die Auswertungen der Meßdaten gezeigt haben, siehe Kapitel 5, werden die in vertikalen Blasenströmungen beobachtbaren Phänomene von verschiedenen Parametern beeinflusst. Vergleichbare Untersuchungen, z. B. von Wang [66] und Liu [36], wurden bisher nur in symmetrischer und quasi ausgebildeter Strömung, d. h. in größerer Entfernung vom Eintritt der Strömung in die Teststrecke, durchgeführt. Aus diesen Messungen ist wenig über die axiale und radiale Umverteilung der einzelnen Strömungsgrößen bekannt. Insbesondere wurde bisher nicht die Strömungsentwicklung bei unsymmetrischer Begasung untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit konnten durch den Einsatz verschiedener Meßsysteme umfangreiche, konsistente Messungen in sich entwickelnder Blasenströmung erfolgen. Dadurch lassen sich anhand der ausgewerteten Meßdaten die Änderungen der verschiedenen Strömungsprofile in Abhängigkeit von den eingestellten Parametern diskutieren.

Nach den experimentellen Ergebnissen, z. B. von Serizawa [53], Wang [66] oder Liu [36], ist in vertikalen aufwärtsgerichteten Blasenströmungen und bei Blasendurchmessern im Bereich von  $1\text{ mm} < d_B < 5\text{ mm}$  eine Blasenwanderung zur Rohrwand zu beobachten. Infolge dieser Blasenwanderung wird im quasi ausgebildeten Strömungszustand die höchste Gaskonzentration an der Wand und die niedrigste im Zentrum der Strömung gemessen. Derartige Profilverläufe wurden auch bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen festgestellt, siehe Kapitel 5.2.1. Dabei haben die Gaskonzentrationsmessungen gezeigt, daß bei symmetrischer Begasung mit einer Düse eine relativ starke Umverteilung der Gasphase entlang der Teststrecke erfolgt, bei der die Blasen von der Kanalmitte aus (in der Meßebebene 0D) zur Kanalwand transportiert wurden (z. B. Abb. 5-3, rechts). Bei der Begasung mit sieben Düsen wurde beobachtet, daß sich schon in der Meßebebene 0D, durch die Vorverteilung der Gasphase im Blasengenerator, eine hohe Blasenkonzentration an der Kanalwand einstellt. In diesem Fall findet im weiteren axialen Strömungsverlauf kein erkennbarer radialer Blasen-transport von der Kanalwand in das Zentrum der Strömung statt (z. B. Abb. 5-3, links).

Nach Beobachtungen z. B. von Serizawa, Zun, Wang und Liu sind die charakteristischen Größen für die Ausbildung des oben beschriebenen Gasprofils die mittlere Strömungsgeschwindigkeit, der Blasendurchmesser, der Gasgehalt und die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen. Serizawa [53] konnte zeigen, daß mit zunehmendem Gasgehalt die maximale Gaskonzentration in der Mitte der Strömung auftritt. Dabei findet eine Änderung der Strömungsform von Blasenströmung zur Pfropfenströmung statt. Untersuchungen von Liu [37] und Zun [70] haben gezeigt, daß sich in vertikalen Blasenströmungen große Blasen ( $d_B > 5\text{ mm}$ ) in der Mitte und kleine Blasen ( $d_B < 5\text{ mm}$ ) im Wandbereich der Strömung konzentrieren. Weitere Untersuchungen von Serizawa et al. [57] zeigten, daß sich bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten ( $j_p > 4\text{ m/s}$ ) das Maximum der Gaskonzentration von der Kanalwand zur Strömungsmitte hin verschiebt. Aus Untersuchungen in Partikelströmungen konnte gezeigt werden (s. z. B. Tsuji [64],

Schönung [ 48 ]), daß Partikel, die langsamer strömen als die sie umgebende kontinuierliche Phase, zur Mitte der Strömung wandern. Leichtere Partikel mit höherer Geschwindigkeit als das umgebende Fluid wanderten zur Kanalwand. Ähnliches wurde von Wang in abwärtsgerichteter Blasenströmung beobachtet. Hierbei stellte sich im Gegensatz zur aufwärtsgerichteten Blasenströmung ebenfalls eine maximale Gaskonzentration in der Kanalmitte ein.

Die Mechanismen für die Umverteilung der Blasen konnten bisher aus den einzelnen Untersuchungen nicht zweifelsfrei abgeleitet werden. Für die oben beschriebenen Phänomene werden jedoch im allgemeinen Kutta-Joukowski-Kräfte verantwortlich gemacht. Diese entstehen durch radiale Geschwindigkeitsgradienten in der flüssigen Phase und durch die Differenzgeschwindigkeit zwischen disperser und kontinuierlicher Phase, vgl. Gleichung (2-12). Entsprechend der Strömungsrichtung und dem Schlupf zwischen den Phasen wirken diese Kräfte radial in Strömungsmitte oder zur Wand. Theoretische Untersuchungen von Tomiyama et al. [ 63 ] unterstützen die Annahmen, daß der radiale Blasen-transport durch die Scherströmung verursacht wird. In dieser Arbeit haben Tomiyama et al. die Bewegung einer einzelnen Blase in einer laminaren, vertikalen, aufwärtsgerichteten Scherströmung numerisch berechnet und festgestellt, daß die Blasen zur Kanalwand transportiert werden.

#### **6.4.1 Messungen bei symmetrischer Begasung**

Hinweise für das Vorhandensein der Kutta-Joukowski-Kraft lassen sich aus den beobachteten Gasverteilungen und den Geschwindigkeitsmessungen in der flüssigen Phase ableiten. Bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen ist bei hohen Blasengeschwindigkeiten  $j_1 > 1 \text{ m/s}$  zu erkennen, daß kein sichtbarer radialer Blasen-transport vom Wandbereich in die Mitte der Strömung stattfindet, s. z. B. Abb. 5-3. Gleichzeitig sind die radialen Geschwindigkeitsgradienten an der Wand am größten, während sie in der Mitte der Strömung sehr klein sind, s. z. B. Abb. 5-10. Diese Geschwindigkeitsverteilung hat zur Konsequenz, daß die an den Blasen angreifenden Querkräfte im Wandbereich sehr groß sind. Im Zentrum der Strömung ist zu vermuten, daß der Blasen-transport im wesentlichen durch turbulente Kräfte bestimmt wird (z. B. turbulente Diffusionskraft s. Gleichung (2-12)). Hinweise dafür sind im Kernbereich der Strömung die nahezu gleichmäßige Verteilung des lokalen Gasgehaltes (z. B. Abb. 5-2, links) und die hohen turbulenten Geschwindigkeitschwankungen in der flüssigen Phase (Abb. 5-15) entlang der Teststrecke. Erst wenn Blasen in den Wandbereich durch Turbulenz transportiert werden und die radialen Kräfte groß genug sind, werden die Blasen an der Wand festgehalten. Umgekehrt ist vorstellbar, daß Blasen, die sich zu weit von der Wand entfernen, von turbulenten Wirbeln erfaßt und in die Kanalmitte transportiert werden können. Zumal die Auswertungen der integralen Wirbelgrößen gezeigt haben, daß bei hohen Geschwindigkeiten die Wirbelabmessungen deutlich größer sind als die mittleren Blasendurchmesser (siehe Abb. 5-12 und Tabelle 5-6).

Im Gegensatz zur Begasung mit sieben Düsen findet bei der Begasung mit einer Düse eine deutliche Umverteilung der Blasen statt, s. z. B. Abb. 5-3. Die Meßergebnisse haben für diese Fälle gezeigt, daß die turbulente kinetische Energie infolge der zentralen Begasung schon in den Meßebenen 0D und 5D im Vergleich zur einphasigen Strömung hohe Werte aufweist. Dieses Resultat läßt vermuten, daß die Blasenverteilung im Eintrittsbereich zunächst durch turbulente Kräfte erfolgt. Gleichzeitig sind aber auch die radialen Geschwindigkeitsgradienten im Vergleich zur Begasung mit sieben Düsen deutlich größer, so daß auch radiale Kräfte auf die Blasen wirken. Je weiter die Blasen radial zur Wand transportiert werden, um so größer werden die radialen Geschwindigkeitsgradienten und somit die Kutta-Joukowski-Kraft, so daß sich mit zunehmender Lauflänge, wie bei der Begasung mit sieben Düsen, die maximale Blasenkonzentration an der Wand einstellt.

Bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten ist der lokale Gasgehalt, sowohl bei der Begasung mit einer als auch bei der Begasung mit sieben Düsen, nahezu homogen über dem Rohrquerschnitt verteilt, Abb. 5-1. Aufgrund der geringen radialen Geschwindigkeitsgradienten (Abb. 5-14 und Abb. 5-17) und der im Vergleich zur einphasigen Strömung hohen Turbulenzen liegt die Vermutung nahe, daß die Kutta-Joukowski-Kraft gegenüber der turbulenten Diffusionskraft klein ist, so daß die Blasen im wesentlichen turbulent transportiert werden.

#### **6.4.2 Messungen bei unsymmetrischer Begasung**

Eine Interpretation des Blasentransportes bei unsymmetrischer Begasung fällt ungleich schwerer als bei symmetrischer Begasung, da hier zusätzliche Informationen z. B. über die Turbulenz in der flüssigen Phase, die Blasengröße oder die lokalen, mittleren Phasengeschwindigkeiten fehlen. Aus den Meßergebnissen ist zunächst zu erkennen (Abb. 5-6), daß die Blasenströmung bestrebt ist, sich entlang des Kanals symmetrisch auszubilden, so daß die hohen Gasgradienten in der Strömung abgebaut werden. Diese Beobachtung deutet auf einen Diffusionsvorgang hin, ähnlich wie er in Gleichung (2-12) für die turbulente Diffusion formuliert wurde. Die Umverteilung der Blasen scheint dabei in Umfangsrichtung schneller zu erfolgen als in radialer. Untersuchungen von Nikuradse [ 43 ] unterstützen diese Vermutung. Bei diesen Experimenten wurde von Nikuradse unter anderem die Ausbreitung von Milch in einer turbulenten Rohrströmung sichtbar gemacht, Abb. 6-10. Dabei zeigte die Milch, bei seitlicher Zugabe in die Strömung, eine schnellere Ausbreitung in azimuthaler als in radialer Richtung. Erst später durchgeführte Experimente haben gezeigt, daß aufgrund der Anisotropie der Schubspannungen im Wandbereich der turbulente Impulsaustausch in radialer Richtung gestört wird, während er in Umfangsrichtung ungestört ist, z. B. Laufer [ 31 ]. Die von Nikuradse beobachtete Ausbreitung der Milch ähnelt dabei den in Kapitel 5.2.2 bei unsymmetrischer Begasung gefundenen Gasverteilungen. Dies würde bedeuten, daß die hier durchgeführten Experimente zeigen, daß Blasen durch die turbulente Bewegung der flüssigen Phase transportiert werden können. Außerdem ist vorstellbar, daß sich entsprechend dem

Gradienten des lokalen Gasgehaltes in Umfangsrichtung steile Geschwindigkeitsgradienten ausbilden und dadurch die Kutta-Joukowski-Kraft auf die Blasen wirkt. Dabei würden beide Kräfte, Kutta-Joukowski und turbulente Diffusion, in dieselbe Richtung weisen.

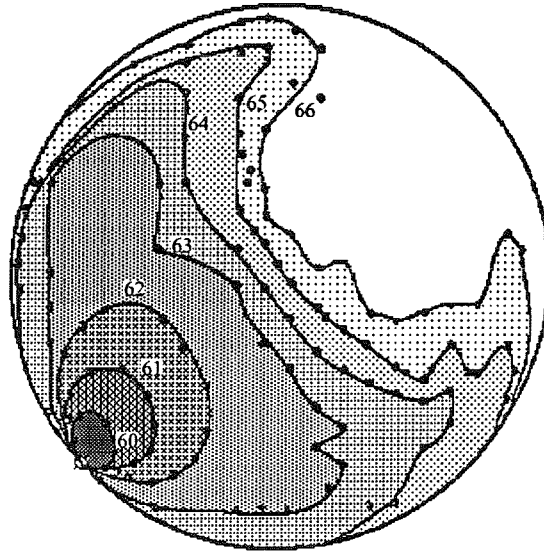


Abb. 6-10: Linien gleicher Schwärzung, Nikuradse [ 43 ]

---

## 7 Schlußfolgerungen und Ausblick

### 7.1 Schlußfolgerungen

Kenntnisse über den Blasen-transport sowie die Wechselwirkungen zwischen den Phasen sind notwendig bei der Auslegung von Zweiphasensystemen und bei der Entwicklung von numerischen Rechenmodellen. Gegenstand der vorliegenden Arbeit war die Durchführung experimenteller Untersuchungen in sich entwickelnder Blasenströmung, um das physikalische Verständnis für die Vorgänge bei der räumlichen Umverteilung der Blasen und die Entwicklung der Turbulenz in der flüssigen Phase zu erweitern.

In der vorliegenden Arbeit wurden durch den Einsatz unterschiedlicher Meßsysteme (Röntgen-Tomograph, Zwei-Sensor-Widerstandssonde, Heißfilmsonde), umfangreiche, konsistente Messungen verschiedener Strömungsgrößen durchgeführt sowie die Entwicklung der Blasenströmung dokumentiert und interpretiert. Es konnten damit die Ausbildung der Gasprofile bei symmetrischer und unsymmetrischer Gaszufuhr, die Entwicklung der mittleren Geschwindigkeiten in der Gasphase und der flüssigen Phase sowie die Wechselwirkung der Blasen mit der turbulenten Energie der flüssigen Phase aufgezeigt werden.

Die entlang der Teststrecke gemessenen Gasverteilungen zeigen, daß bei symmetrischer Begasung und hoher Strömungsgeschwindigkeit ein radialer Blasen-transport zur Kanalwand stattfindet. Befinden sich Blasen an der Wand, so ist anhand der Meßdaten kein radialer Transport von Blasen in die Mitte der Strömung zu beobachten, so daß am Ende der Teststrecke der höchste Gasgehalt an der Wand und der niedrigste im Zentrum der Strömung auftritt. Bei unsymmetrischer Begasung strebt die Strömung einem symmetrischen Gasprofilverlauf zu. Dabei deuten die Meßergebnisse darauf hin, daß der azimutale Blasen-transport schneller erfolgt als der radiale. In einigen Fällen ist am Ende der Teststrecke noch ein unsymmetrisches Strömungsprofil zu erkennen. Wahrscheinlich ist die Teststrecke in diesen Fällen zu kurz, um die vollständige Umverteilung beobachten zu können.

Der Impulsaustausch zwischen der Blasenoberfläche und der flüssigen Phase führt bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten zu lokal niedrigeren turbulenten Schwankungen als bei vergleichbarer einphasiger Strömung. Bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten dagegen,  $j_1=0.36$  m/s, ist die turbulente kinetische Energie in der untersuchten Blasenströmung immer höher als bei einphasiger Strömung. Berechnungen der turbulenten kinetischen Energie haben dabei gezeigt, daß bei niedriger Strömungsgeschwindigkeit die blaseninduzierte Turbulenz deutlich höher ist als die scherinduzierte. Bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten überwiegt dagegen die Turbulenzproduktion durch die Scherströmung und der radiale Transport turbulenter kinetischer Energie von der Wand in den Kernbereich.

Anhand der mit den einzelnen Meßsystemen gewonnenen Meßdaten wurden die für den Blasentransport maßgeblichen Kräfte diskutiert. Dabei wurden zwei Kräfte für die beobachteten Transportphänomene verantwortlich gemacht und deren Auswirkungen auf den Blasentransport im Kernbereich (turbulente Diffusionskraft) und im Wandbereich (Kutta-Joukowski-Kraft) der Strömung beschrieben. Der Vergleich der Gasausbreitung bei unsymmetrischer Begasung mit Meßergebnissen von Nikuradse unterstützt die Vorstellung über einen turbulenten Diffusionsvorgang beim Blasentransport.

Koaleszenzuntersuchungen haben gezeigt, daß die Blasenfrequenz entlang der Teststrecke bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen abnimmt und mit einer Düse zunimmt. Die Ursachen hierfür wurden auf hohe Blasendichten und an der Blasenoberfläche angreifende Scherkräfte zurückgeführt.

## **7.2 Ausblick**

Ergänzungen der vorgestellten Meßdaten durch Turbulenzmessungen in unmittelbarer Wandnähe mit Heißfilm- oder LDA-Sonden können die Interpretation der Phänomene komplettieren sowie weitere Aufschlüsse über die Produktion und Diffusion turbulenter kinetischer Energie durch die Scherströmung und die Blasen geben. Zusätzlich würden Untersuchungen in unmittelbarer Blasenumgebung Einblicke über den Impulsaustausch zwischen der Gasphase und der flüssigen Phase sowie über den Einfluß der Strömung im Nachlauf der Blasen auf das Koaleszenzverhalten und das Turbulenzfeld geben. Weitere Untersuchungen der Strömungsentwicklung, z. B. mit größeren Blasen ( $d_B > 5$  mm) oder mit größeren Wasserleerrohrgeschwindigkeiten könnten das Verständnis für die Umverteilung der Blasen erweitern. Ebenso Untersuchungen in abwärtsgerichteter Blasenströmung. Dabei könnten durch Untersuchungen bei symmetrischer Begasung mit sechs am Umfang verteilten Gasdüsen weitere Aufschlüsse über den radialen Transport von Blasen, von der Wand in den Kernbereich der Strömung, gewonnen werden. Mit Hilfe dieser Strömungsuntersuchungen könnten weitere Hinweise auf die Wirkung der Kutta-Joukowski-Kraft und der turbulenten Diffusionskraft gefunden werden..

Beim Einsatz der Heißfilmsonde in der Blasenströmung hat sich gezeigt, daß Wechselwirkungen zwischen Sensor und Blase stattfinden, die sich bei der Auswertung der Meßdaten besonders auf die Bestimmung der turbulenten Schubspannung auswirken. Hier sind bezüglich der Signaltrennung weitere Untersuchungen notwendig, um den Einsatz dieser Sonden im Nahfeld der Blasen zu überprüfen. Weitere Verbesserungen können bei der Bestimmung des mittleren Blasendurchmessers erreicht werden. Hier zeigen die Auswertungen mit dem implementierten Kugelmodell befriedigende Ergebnisse. Durch die Implementierung eines Ellipsen-Modells könnten diese verbessert werden.

In unsymmetrischen Strömungen wären ergänzende Messungen der Gasverteilung in weiteren Meßebenen notwendig, um die Entwicklung der Gasprofile besser analysieren zu können. Messungen der zeitlichen Mittelwerte der Geschwindigkeit sowie Turbulenz-



messungen in der flüssigen Phase könnten hierbei weitere Hinweise über den Transport der Blasen in radialer und azimuthaler Richtung geben. Insbesondere sind dadurch weitere Aufschlüsse über den turbulenten Blasentransport zu erwarten.

---

## 8 Literaturverzeichnis

- [ 1 ] Antal, S. P.; Lahey, R. T.; Flaherty, J. E. "Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow", *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 17(5), pp.635-652, 1991
- [ 2 ] Bankoff, S. G. "A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water-flow", *Trans. ASME J. of Heat Transfer*, pp.265-272, 1960
- [ 3 ] Beattie, D. R. H. "Two-phase flow structure and mixing length theory", *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 21, pp. 46-64, 1972
- [ 4 ] Bertodano, M. L., Lee, S-L., Lahey, R. T., Drew, D. A. "The prediction of two-phase turbulence and phase distribution phenomena using a Re-stress model", *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, Vol. 112, pp.107-113, 1990
- [ 5 ] Beyerlein, S. W., Cossmann, R. K., Richter, H. J. "Prediction of bubble concentration profiles in vertical turbulent two-phase flow", *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol. 11, No. 5, pp.629-641, 1985
- [ 6 ] Bradshaw, P.; Cebeci, T.; Whitelaw, J. H. "Engineering calculation methods for turbulent flow", Academic Press, 1981
- [ 7 ] Clark, N. N., Turton, R. "Chord length distributions related to bubble size distribution in multiphase flows", *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 14, No. 4, pp.413-424, 1988
- [ 8 ] Class, G.; Meyder, R.; Sengpiel, W. "Measurements of spatial gas distribution and turbulence in developing bubbly two-phase flow in vertical channels", *Proceedings of the Int. Conf. on Multiph. Flow '91-Tsukuba, Sep. 24.-27. 1991, Japan*, pp. 473-477
- [ 9 ] Class, G. unveröffentlichter Bericht, Nov. 1988
- [ 10 ] Delhaye, J. M. "General equations of two-phase systems and their applications to air-water bubble flow and to steam-water flashing flow", *ASME Paper 69-HT-63, 11th Heat Transfer Conference, Minneapolis, 1969*
- [ 11 ] Drew, D.; Sim, S.; R. Lahey, R. T. "Radial phase distribution mechanisms in two-phase flow", *OECD NEA CSNI specialists meetings on transient two phase flow 2, Paris, 12.-14.6.1978*
- [ 12 ] Drew, D. A. and Lahey, R. T. "Application of general constitutive principles to the derivation of multidimensional two-phase flow equations", *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.5, pp.243-264, 1979
- [ 13 ] Drew, D. A. and Lahey, R. T. "Phase-distribution mechanisms in turbulent two phase flow in channel of arbitrary cross section", *Trans. ASME, J. of Fluids Engineering*, Vol.103, pp.583-589, 1981
- [ 14 ] Drew, D. A. and Lahey, R. T. "Phase-distribution mechanisms in turbulent low-quality two-phase flow in a circular pipe", *J. Fluid Mechanics*, Vol.117, pp.91-106, 1982
- [ 15 ] Farrar, B., Bruun, H. H. "Interaction effects between a cylindrical hot-film anemometer probe and bubbles in air/water and oil/water flows", *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 22, pp. 114-123, 1989
- [ 16 ] Franz, K. "Untersuchungen zur Turbulenzstruktur in Blasensäulen mittels einer neu entwickelten Richtungsspezifischen Heißfilm-Anemometertechnik", *Dissertation UNI Dortmund*, 1983
- [ 17 ] Hetsroni, G. "Handbook of multiphase systems", Hemisphere Publishing Corporation, Washington, New York, London, 1982

- [ 18 ] Hinze, J. O. "Turbulence", second Edition, McGraw-Hill Classic Textbook Reissue, 1987
- [ 19 ] Hoffmeister, M. "Charakteristische Zeiten der Thermoanemometer", 3. Tag. Turbulenzmeßtechnik Binz, Rep. Inst. f. Mech. AdW, R-MECH-05/85 S. 7-28, Nov. 1984
- [ 20 ] Inoue, A.; Aoki, S.; Koga, T. and Yaegashi, H. "Void-fraction, bubble and liquid velocity profiles of two-phase bubble flow in a vertical pipe", Trans. JSME, Vol.42, pp.2521-2531, 1976
- [ 21 ] Jones, O. C. Jr. "Statistical considerations in heterogeneous two-phase flowing systems", Ph. D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY, USA, Jan. 1974
- [ 22 ] Kariyasaki, A. "Behaviour of a gas bubble in a liquid flow with a linear velocity profile", Proc. 6th Two-Phase Flow Symposium of Japan, p.49, 1985
- [ 23 ] Kataoka, I., Serizawa, A. "Analyses of the radial distributions of averaged velocity and turbulent velocity of the liquid phase in bubbly two-phase flow", JSME ASME, Joint International Conference on Nuclear Engineering, Tokyo, 1991, pp. 404-411
- [ 24 ] Kataoka, I; Serizawa, A.; Besnard, D. C. "Prediction of turbulence suppression and turbulence modeling in bubbly two phase flow", Nuclear Engineering and Design Vol.141, pp. 145-158, 1993
- [ 25 ] King, L. V. "On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry", Phil. Trans. R. Soc. London Ser. A214, pp.373-407, 1914
- [ 26 ] Ishii, M; Chawla, T.C. "Local drag laws in dispersed two-phase flow", Argonne National Laboratory Report, ANL-79-105, NUREG/CR-1230, 1979
- [ 27 ] Ishii, M. "Thermal-fluid dynamics of two-phase flow", Eyrolles, Paris, 1975
- [ 28 ] Lahey, R. T. "Turbulence and phase distribution phenomena in two-phase flow", ICHMT Int. Seminar on Transient Phenomena in Multiphase Flow, Dubrovnik, Yugoslavia, 1987
- [ 29 ] Lahey, R. T. Jr. "The analysis of phase separation and phase distribution phenomena using two-fluid models", Nuclear Engineering and Design Vol.122, pp. 17-40, 1990
- [ 30 ] Lance, M., Bataille, J. "Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow", J. Fluid Mech. Vol. 222, pp.95-118, 1991
- [ 31 ] Laufer, J. "The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow", NACA Report 1174, 1954
- [ 32 ] Launder, B. E.; Spalding, D. B. "The numerical computation of turbulent flows", Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol.3, 269-289, 1974
- [ 33 ] Lee, S. L. and Durst, F. "On the motions of particles in turbulent flow", NUREG / CR-1554, 1980
- [ 34 ] Lee, S. L.; Lahey, R. T. Jr.; Jones, O. C. Jr. "The prediction of two-phase turbulence and phase distribution phenomena using a K- $\epsilon$  model", Japanese Journal of Multiphase Flow, pp.335-368, 1989
- [ 35 ] Levy, S. "Prediction of two-phase pressure drop and density distribution from mixing length theory", Trans. ASME J. of Heat Transfer, pp. 137-152, 1963
- [ 36 ] Liu, T. J. "Experimental investigation of turbulence structure in two-phase bubbly flow", Ph. D. Thesis, Northwestern University, Evanstone, Illinois, Juni 1989
- [ 37 ] Liu, T. J. "The effect of bubble size on void fraction distribution in a vertical channel", Proceedings of the Int. Conf. on Multiph. Flow '91-Tsukuba, Japan, Sep. 24.-27. 1991, pp. 453-457

- [ 38 ] Liu, T. J. "Bubble size and entrance length effects on void development in a vertical channel", Int. J. Multiphase Flow Vol.19, pp.95-113, 1993
- [ 39 ] Lueptow, R. M.; Breuer, K. S.; Haritonidis, J. H. "Computer-aided calibration of X-probes using a look-up table", Experiments in Fluids 6, pp.115-118, 1988
- [ 40 ] Meusel, W. "Einfluß der Partikelkoaleszenz auf den Stoffübergang in turbulenten Gas-Flüssig-Systemen", Dissertation IH Köten, 1980
- [ 41 ] Meusel, W. "Beitrag zur Modellierung von Gas-Flüssigkeits-Reaktoren auf der Basis relevanter Mikroprozesse", Dissertation IH Köten, 1989
- [ 42 ] Michiyoshi, I. and Serizawa, A. "Turbulence in two-phase bubbly flow" Nuclear Engineering and Design, Vol.95, pp.253-267, 1986
- [ 43 ] Nikuradse, J. "Untersuchungen über turbulente Strömungen in nicht kreisförmigen Rohren" Ingenieur Archiv, I. Band, pp.306-331, 1930
- [ 44 ] Rodi, W. "Turbulence models and their application in hydraulics", International Association for Hydraulic Research Monograph., 1984
- [ 45 ] Sato, Y. and Sekoguchi, K. "Liquid velocity distribution in two-phase bubble flow", Int. J. Multiphase Flow, Vol.2, pp.79-95, 1975
- [ 46 ] Sato, Y. and Sadatomi, M. "Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow Part 1 : Theory", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, pp.167-177, 1981
- [ 47 ] Sato, Y.; Sadatomi, M. and Sekoguchi, K. "Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow Part 2 : A comparison between experimental data and theoretical calculations", Int. J. Multiphase Flow, Vol.7, pp.179-190, 1981
- [ 48 ] Schönung, B. "Numerische Simulation Teilchenbeladener vertikaler Rohrströmungen", Dissertation UNI Karlsruhe, 1983
- [ 49 ] Sekoguchi, K., Sato, Y., Honda, T. "Two-phase bubble flow (first report)", Trans. Japan Soc. Mech. Eng., Vol. 40, No. 333, pp.1395-1403, 1974
- [ 50 ] Sekoguchi, K.; Fukui, H. und Sato, H. "Flow characteristic and heat transfer in vertical bubble-flow ", Two-Phase Flow, A. E. Bergles and S. Ishigai, Eds., pp.59-74, 1981
- [ 51 ] Sengpiel, W. , Persönliche Mitteilung
- [ 52 ] Sengpiel, W., Eberle, F., Philipp, P. "Das NOVA-Vorhaben zur Untersuchung der Phasentransport- und -verteilungsmechanismen in vertikalen Blasenströmungen", 1985, interner Bericht
- [ 53 ] Serizawa, A. "Fluid-dynamic characteristics of two-phase flow", Doctoral Thesis, Kyoto University, 1974
- [ 54 ] Serizawa, A.; Kataoka, I. and Michiyoshi, I. "Turbulence structure of air water bubbly flow Part 1: Measuring techniques ", Int. J. of Multiphase Flow, Vol.2, pp.221-233, 1975
- [ 55 ] Serizawa, A.; Kataoka, I. and Michiyoshi, I. "Turbulence structure of air-water bubbly flow. Part 2: Local properties ", Int. J. Multiphase Flow, Vol.2, pp.235-246, 1975
- [ 56 ] Serizawa, A.; Kataoka, I. and Michiyoshi, I. "Turbulence structure of air-water bubbly flow. Part 3:Transport properties ", Int. J. Multiphase Flow, Vol.2, pp.247-259, 1975
- [ 57 ] Serizawa, A. ; Kataoka, I. "Phase distribution in two-phase flow", ICHMT, Int. Seminar on Transient Phenomena in Multiphase Flow, Dubrovnik, Yugoslavia, 1987
- [ 58 ] Serizawa, A., Kataoka, I. "Turbulence suppression in bubbly two-phase flow", Nuclear Engineering and Design, Vol. 122, pp.1-16, 1990

- 
- [ 59 ] Serizawa, A. ; Kataoka, I.; Zun, I. und Michiyoshi, I. "Bubble size effect on phase distribution", Proc. of the Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics, Ohtsu, Shiga, 15.-20.7.1988, pp. E3.1-E3.14
- [ 60 ] Sonntag, H. "Lehrbuch der Kolloidwissenschaft", VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1977
- [ 61 ] Storhas, W. "Bioreaktoren und periphere Einrichtungen", Vieweg Verlag, 1994
- [ 62 ] Theofanous, T. G. and Sullivan, J. "Turbulence in two-phase dispersed flows", J. Fluid Mech. Vol.116, pp.343-362, 1982
- [ 63 ] Tomiyama, A.; Zun, I.; Sou, A.; Sakaguchi, T. "Numerical analysis of bubble motion with the VOF method", Nuclear Engineering and Design 141, pp. 69-82, 1993
- [ 64 ] Tsuji, Y., Morikawa, Y., Shiomi, H. "LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe", J. Fluid Mech. 139, pp. 417-434, 1984
- [ 65 ] Wallis, G. "One-dimensional two-phase flow", McGraw-Hill Book Company, New York, 1969
- [ 66 ] Wang, S. K. "Three-dimensional turbulence structure measurements in air/water two-phase flows", Ph. D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, 1986
- [ 67 ] Wang, S. K.; Lee, S. J., Jones, O. C. Jr. und Lahey " Three-dimensional turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No. 3, 1987, pp.327
- [ 68 ] Zierep, J. "Grundzüge der Strömungslehre", Wissenschaft+Technik, G. Braun, Karlsruhe, 1982
- [ 69 ] Zuber, N. and Findlay, J. A. "Average-Volumetric Concentration in Two-Phase Flow System", Trans. ASME J. of Heat Transfer, pp.453-468, 1965
- [ 70 ] Zun, I. "Transition from Wall Void Peaking to Core Void Peaking in Turbulent Bubbly Flow", Transient Phenomena in Multiphase Flow, ICHMT International Seminar, Dubrovnik 1987
- [ 71 ] Zun, I. "The Mechanism of Bubble Non-Homogenous Distribution in Two-Phase Shear Flow", Nuclear Engineering and Design 118, pp.155-162, 1990

## Anhang A: Genauigkeitsklassen der verwendeten Meßgeräte

Tabelle A-1: Genauigkeitsklassen der, für die Betriebsführung der Versuchsanlage verwendeten Meßgeräte

Geräteauswahl	Meßgenauigkeit ± % v. Endwert des Einsatzbereichs	Bemerkungen
Schwebekörper- durchflußmesser	± 1.00	63 ÷ 600 ltr/h 250 ÷ 2500 ltr/h
Meßumformer (für Wasser)	± 1.50	bis 100% Wasserdurchsatz $\hat{=}$ 25 m³/h
Meßblende (Stauscheibe)	± 3.00	bis 100% Wasserdurchsatz $\hat{=}$ 25 m³/h
Meßumformer (für Gas)	± 1.50	Meßblenden für Gasdurchsatz
Differenzdruckaufnehmer	0.10	für 0 ÷ 10, 0 ÷ 100, 0 ÷ 1000 mbar (Aufnehmer bei 40D, 1000 mbar)
Meßverstärker	0.10	Signalverstärker für Druckaufnehmer
Meßkette Pt 100 + Meßgerät	± 0.20 ± 0.04	Temperaturmessung

## **Anhang B: Radiale Verteilung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten in radialer und azimuthaler Richtung**

In Abb. B-1 bis Abb. B-4 sind, in Ergänzung zu den Meßdaten aus Kapitel 5.4.1 und Kapitel 5.4.2, die lokalen Verteilungen der radialen und azimuthalen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten entlang der Teststrecke dargestellt.

Bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten ist sowohl bei der Gaszufuhr mit sieben, Abb. B-1, als auch bei der Gaszufuhr mit einer Düse, Abb. B-2, zu erkennen, daß die radialen und azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeiten deutlich größer sind als bei einphasiger Strömung. Dabei erhöhen sich diese mit zunehmendem Gasgehalt. Außerdem zeigen die Meßergebnisse bei 70D, daß in der Blasenströmung die axialen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten deutlich größer sind als die entsprechenden Komponenten in radialer und azimuthaler Richtung. Im Gegensatz zum Verhalten von einphasiger Rohrströmung sind dabei die turbulenten Schwankungen im Zentrum der Strömung am größten, während sie zur Wand hin abnehmen. Dies legt hier den Schluß nahe, daß in Blasenströmungen bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten der Einfluß der Wand auf die Turbulenz im Kernbereich der Strömung vernachlässigbar ist und die turbulenten Schwankungen hier überwiegend durch die Blasen verursacht werden.

Bei hohen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten wird in den Meßebenen 0D bis 10D die radiale Verteilung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten stark durch die Art der Gaszufuhr beeinflusst, Abb. B-3 und Abb. B-4. Besonders bei der Gaszufuhr mit einer Düse wurden in der Meßebene 5D im Zentrum der Strömung hohe RMS-Werte der turbulenten Schwankungen gemessen, die sich mit zunehmender Lauflänge reduzieren. Dabei ist im Vergleich zu den Beobachtungen bei niedrigen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten in der Meßebene 70D der Unterschied zwischen den axialen turbulenten Schwankungen und den Komponenten in radialer und azimuthaler Richtung nicht ganz so stark ausgeprägt. Außerdem ist in diesen Fällen, bei 70D, eine Erhöhung der Turbulenz mit zunehmendem Radius zu erkennen, so daß hier zu vermuten ist, daß der Einfluß der Rohrwand aufgrund der Haftbedingung an der Wand auf die Erzeugung turbulenter kinetischer Energie nicht zu vernachlässigen ist.

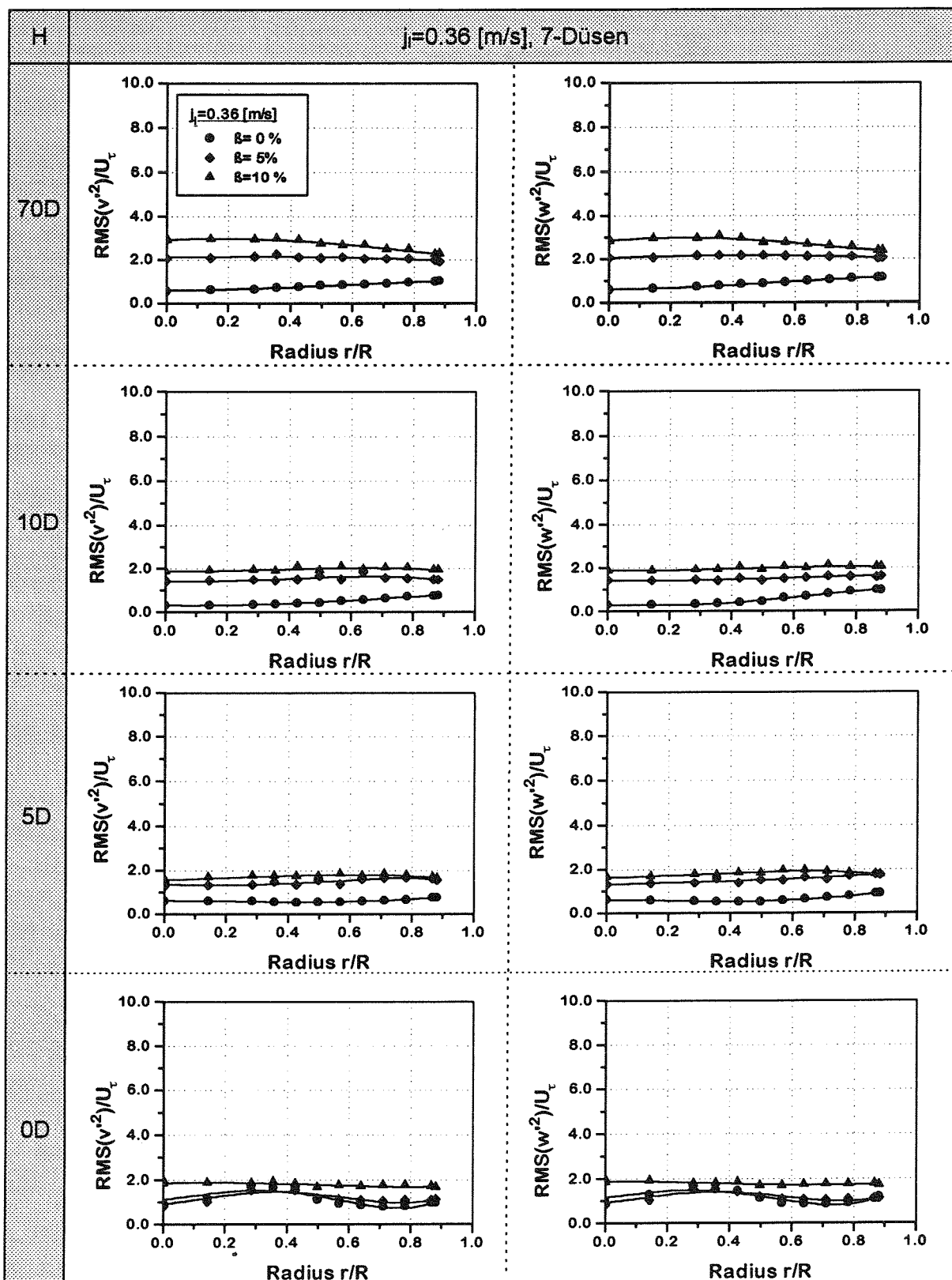


Abb. B-1: Radiale Profile der zeitlich gemittelten radialen und azimuthalen turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen,  $j_1=0.36$  m/s.



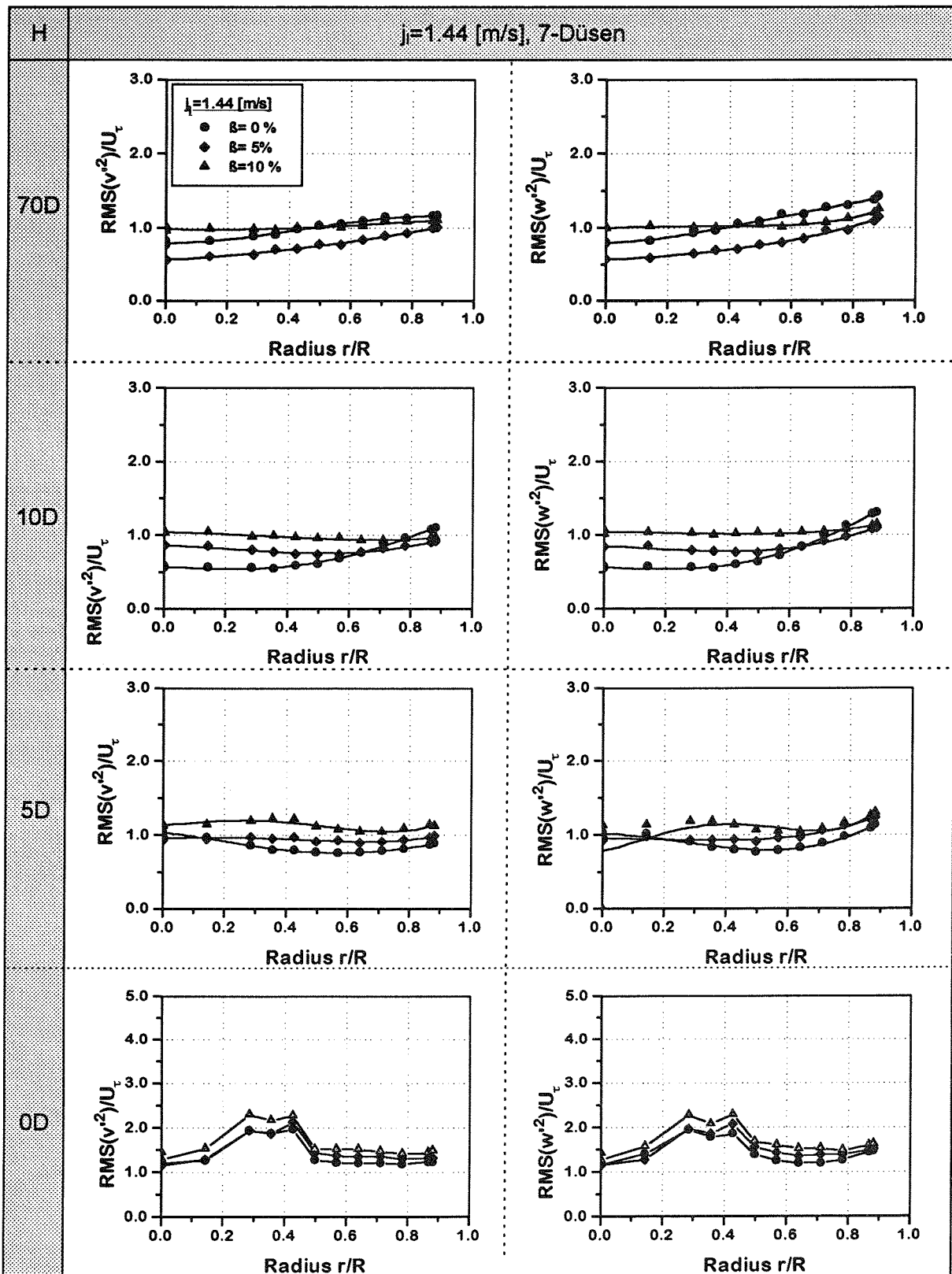


Abb. B-2: Radiale Profile der zeitlich gemittelten radialen und azimutalen turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit sieben Düsen,  $j_1=1.44$  m/s.

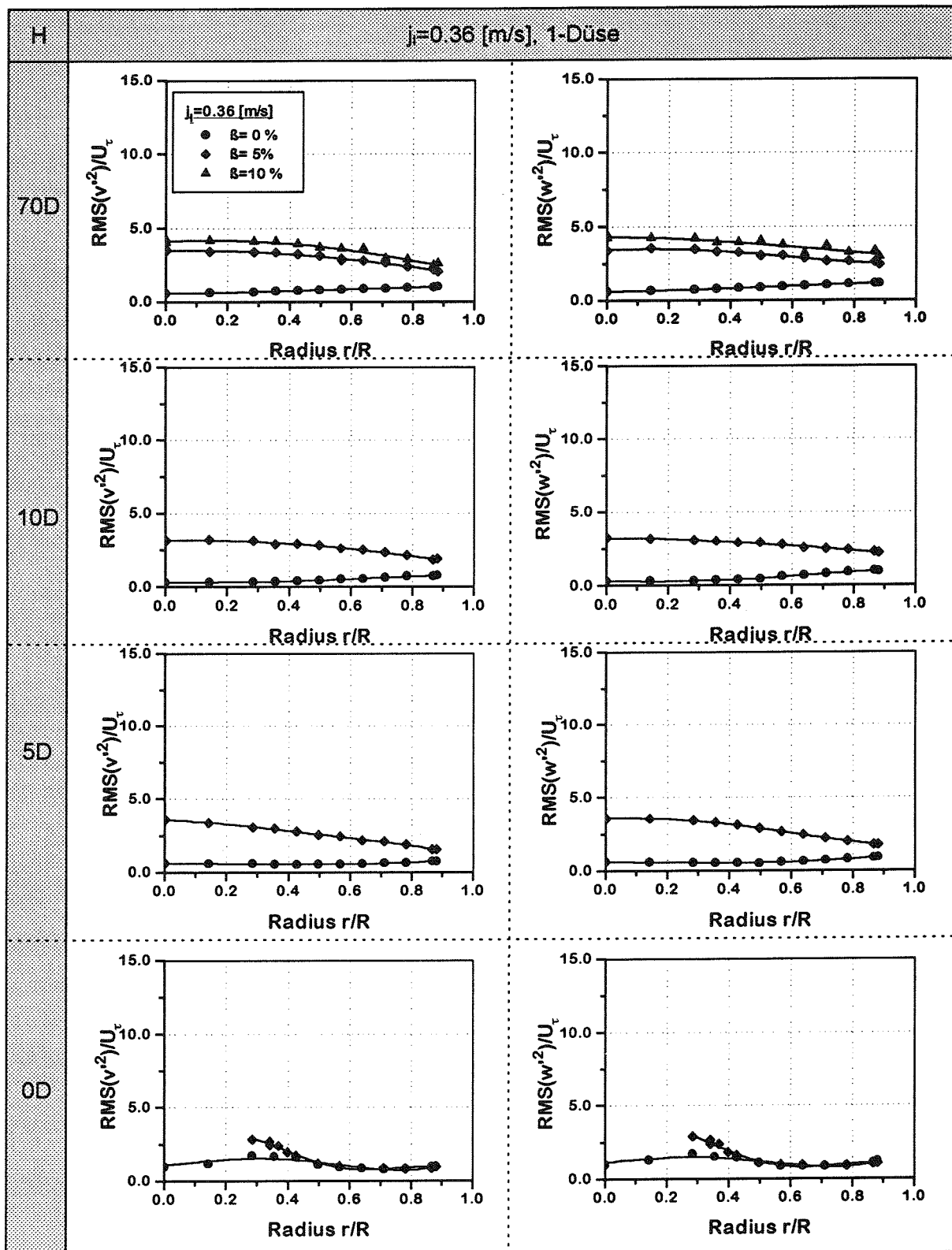


Abb. B-3: Radiale Profile der zeitlich gemittelten radialen und azimuthalen turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit einer Düse,  $j_1=0.36$  m/s.

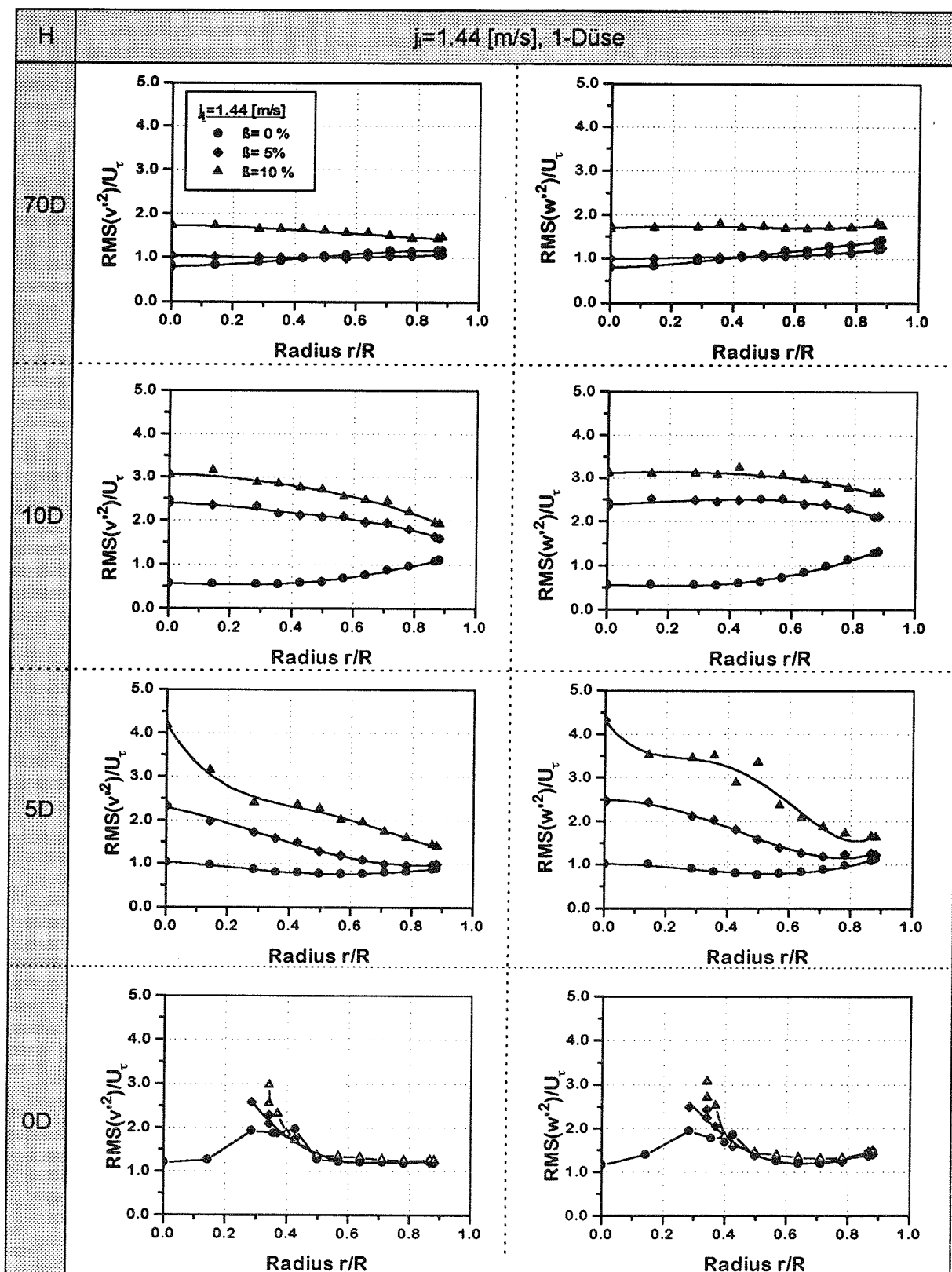


Abb. B-4: Radiale Profile der zeitlich gemittelten radialen und azimuthalen turbulenten Schwankungen, bei symmetrischer Begasung mit einer Düse,  $j_1=1.44$  m/s.

## Anhang C: Abschätzung der Blasenoberfläche

Das Kugelvolumen  $V_B$  und die Kugeloberfläche  $O_B$  ist in Gleichung (C-1) wie folgt definiert.

$$V_B = \frac{\pi}{6} d^3, \quad O_B = \pi d^2 \quad (C-1)$$

Bei der Vereinigung zweier gleich großer, kugelförmigen Blasen entsteht nach Gleichung (B-2) eine einzelne Blase mit dem Volumen  $V_{B,2}$ . Mit Gleichung (B-1) und (B-2) kann der Blasendurchmesser und damit die Blasenoberfläche bestimmt werden.

$$V_{B,2} = 2V_{B,1} \quad (C-2)$$

Aus Gleichung (C-2) ergibt sich eine Reduzierung auf ungefähr 80% der ursprünglichen Oberfläche  $2 \cdot O_{B,1}$ .

$$d_{B,2} = \sqrt[3]{2} d_{B,1} \quad (C-3)$$

$$\frac{O_{B,2}}{2O_{B,1}} = \sqrt[3]{0.5} \approx 0.8$$

## Anhang D: Beziehungen zur Blasenordnung

Bei der Berechnung des lokalen Gasgehaltes mit fiktiver Blasenordnung wurden zwei Fälle betrachtet, "kubisch" und "flächenzentriert". Dabei ergeben sich je nach Wandabstand  $\gamma$  oder Blasenabstand  $\omega$  verschiedene Ansätze für den lokalen Gasgehalt. Diese sind für die "kubische" Anordnung in Gleichung (D-1) bis (D-3) und für die "flächenzentrierte" Anordnung in Gleichung (D-4) bis (D-8) berücksichtigt.

### "kubisch":

$$\alpha = \pi \frac{R^2 - \gamma^2}{(2R + \omega)^2} \quad 0 \leq \gamma < R \quad (\text{D-1})$$

$$\alpha = 0 \quad R \leq \gamma < R + \omega \quad (\text{D-2})$$

$$\alpha = \frac{R^2 - (R + \omega - \gamma)^2}{(2R + \omega)^2} \quad R + \omega \leq \gamma < 3R + \omega \quad (\text{D-3})$$

### "flächenzentriert":

$$\ell = \sqrt{\frac{1}{2}}(2R + \omega)$$

$$\alpha(\gamma, \omega) = \pi \frac{2(R^2 - \gamma^2)}{4\ell^2} \quad 0 \leq \gamma < \ell - R \quad (\text{D-4})$$

$$\alpha(\gamma, \omega) = \pi \frac{2(R^2 - \gamma^2)}{4\ell^2} + \pi \frac{2(R^2 - (\ell - \gamma)^2)}{4\ell^2} \quad \ell - R \leq \gamma < R \quad (\text{D-5})$$

$$\alpha(\gamma, \omega) = \pi \frac{2(R^2 - (\ell - \gamma)^2)}{4\ell^2} \quad R \leq \gamma < 2\ell - R \quad (\text{D-6})$$

$$\alpha(\gamma, \omega) = \pi \frac{2(R^2 - (\ell - \gamma)^2)}{4\ell^2} + \pi \frac{2(R^2 - (2\ell - \gamma)^2)}{4\ell^2} \quad 2\ell - R \leq \gamma < \ell + R \quad (\text{D-6})$$

$$\alpha(\gamma, \omega) = \pi \frac{2(R^2 - (2\ell - \gamma)^2)}{4\ell^2} \quad 2\ell + R \leq \gamma \quad (\text{D-7})$$

$$\alpha(\gamma, \omega) = 0 \quad \begin{cases} (R \leq \gamma < \ell - R) \wedge (\ell - R > R) \\ (\ell + R \leq \gamma < 2\ell - R) \wedge (2\ell - R > \ell + R) \end{cases} \quad (\text{D-8})$$