

WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE

**FZR-281**

Dezember 1999

ISSN 1437-322X



**Archiv-Ex.:**

*Herausgeber: Horst-Michael Prasser*

**3. Workshop**  
**„Meßtechnik für stationäre und transiente**  
**Mehrphasenströmungen“**

14. Oktober 1999 in Rossendorf

Herausgeber:  
FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF  
Postfach 51 01 19  
D-01314 Dresden  
Telefon +49 351 26 00  
Telefax +49 351 2 69 04 61  
<http://www.fz-rossendorf.de/>

Als Manuskript gedruckt  
Alle Rechte beim Herausgeber

*Herausgeber: Horst-Michael Prasser*

**3. Workshop**  
**„Meßtechnik für stationäre und transiente**  
**Mehrphasenströmungen“**

14. Oktober 1999 in Rossendorf

**Veranstalter:**

Forschungszentrum Rossendorf e.V., Institut für Sicherheitsforschung

Institut für Prozeßtechnik, Prozeßautomatisierung und Meßtechnik (IPM) an der  
Hochschule für Technik, Wirtschaft und Sozialwesen Zittau/Görlitz (FH)

DECHEMA - Deutsche Gesellschaft für Chemisches Apparatewesen, Chemische  
Technik und Biotechnologie e.V.

Kerntechnische Gesellschaft (KTG)

# INHALT

	Seite
Vorwort	1
<b>S. John, R. Wilfer, N. Rübiger, <i>Universität Bremen</i>, Messung hydrodynamischer Parameter in Mehrphasenströmungen bei hohen Dispersionsgehalten mit Hilfe der Elektrodiffraktionsmeßtechnik</b>	3
<b>E. Krepper, A. Aszodi, <i>Forschungszentrum Rossendorf</i>, Temperatur- und Dampfgehaltsverteilungen bei Sieden in seitlich beheizten Tanks</b>	10
<b>D. Hoppe, <i>Forschungszentrum Rossendorf</i>, Ein akustisches Resonanzverfahren zur Klassifizierung von Füllständen</b>	19
<b>W. Sengpiel, V. Heinzl, M. Simon, <i>Forschungszentrum Karlsruhe</i>, Messungen der Eigenschaften von kontinuierlicher und disperser Phase in Luft-Wasser-Blasenströmungen</b>	25
<b>R. Eschrich, <i>VDI</i>, Die Probestromentnahme zur Bestimmung der dispersen Phase einer Zweiphasenströmung</b>	50
<b>U. Hampel, <i>TU Dresden</i>, Optische Tomographie</b>	57
<b>O. Borchers, C. Busch, G. Eigenberger, <i>Universität Stuttgart</i>, Analyse der Hydrodynamik in Blasenströmungen mit einer Bildverarbeitungsmethode</b>	66
<b>C. Zippe, <i>Forschungszentrum Rossendorf</i>, Beobachtung der Wechselwirkung von Blasen mit Gittersensoren mit einer Hochgeschwindigkeits-Videokamera</b>	75
<b>H.-M. Prasser, <i>Forschungszentrum Rossendorf</i>, Geschwindigkeits- und Durchflußmessung mit Gittersensoren</b>	79

## Vorwort

Am 14. Oktober 1999 wurde in Rossendorf die dritte Veranstaltung in einer Serie von Workshops über Meßtechnik für stationäre und transiente Mehrphasenströmungen durchgeführt. Dieses Jahr können wir auf 11 interessante Vorträge zurückblicken. Besonders hervorzuheben sind die beiden Hauptvorträge, die von Herrn Professor Hetsroni aus Haifa und Herrn Dr. Sengpiel aus Karlsruhe gehalten wurden. Ihnen und allen anderen Vortragenden möchten wir herzlich für ihren Beitrag zum Gelingen des Workshops danken.

Erneut lag ein wichtiger Schwerpunkt auf Meßverfahren, die räumliche Verteilungen von Phasenanteilen und Geschwindigkeiten sowie die Größe von Partikeln bzw. Blasen der dispersen Phase zugänglich machen. So wurde über einen dreidimensional arbeitenden Röntgentomographen, ein Verfahren zur Messung von Geschwindigkeitsprofilen mit Gittersensoren und eine Methode zur simultanen Messung von Blasengrößen sowie Feldern von Gas- und Flüssigkeitsgeschwindigkeit mit einer optischen Partikelverfolgungstechnik vorgetragen. Daneben wurden interessante Entwicklungen auf dem Gebiet der lokalen Sonden vorgestellt, wie z.B. eine Elektrodiffusionssonde. Neue meßtechnische Ansätze waren ebenfalls vertreten; hervorzuheben ist der Versuch, die Methode der optischen Tomographie für die Untersuchung von Zweiphasenströmungen nutzbar zu machen.

Wir möchten den Workshop gern weiterführen und dabei an die positive Resonanz der Jahre 1997 und 1998 anknüpfen. Deshalb schon an dieser Stelle der Aufruf an alle Teilnehmer des diesjährigen Workshops, auch im Jahr 2000 wieder nach Rossendorf zu kommen und vielleicht auch Kollegen und Bekannte auf unsere Veranstaltungsserie aufmerksam zu machen.

gez. Prof. Frank-Peter Weiß  
Direktor des Instituts für Sicherheitsforschung  
im Forschungszentrum Rossendorf e.V.

gez. Prof. Rainer Hampel  
Direktor des Instituts für Prozeßtechnik,  
Prozeßautomatisierung und Meßtechnik  
(IPM) e.V. an der HTWS Zittau/Görlitz (FH)

# MESSUNG HYDRODYNAMISCHER PARAMETER IN MEHRPHASENSTRÖMUNGEN BEI HOHEN DISPERSPHASENGEHALTEN MIT HILFE DER ELEKTRODIFFUSIONSMESSTECHNIK

Dipl.-Ing. S. John; Dipl.-Ing. R. Wilfer; Prof. Dr.-Ing. N. Rübiger

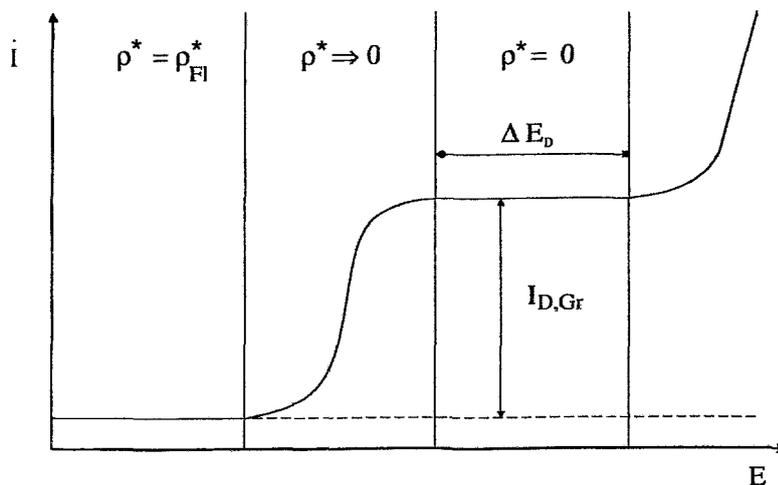
*Institut für Umweltverfahrenstechnik, Universität Bremen*

## 1. Einleitung

Die Kenntnis der Hydrodynamik von Dreiphasenströmungen ist eine wesentliche Grundlage zur Auslegung und Berechnung von Suspensionsreaktoren. Hierzu sind Messungen der lokalen Strömungsparameter in mehrphasig betriebenen Reaktoren unerlässlich. Dabei wird in der Praxis bei relativ hohen Dispersphasengehalten gearbeitet, wodurch optische Meßverfahren – insbesondere bei Dreiphasensystemen – wegen der hohen Streuungen und der mangelnden Strahlungsdurchlässigkeit meist versagen. In diesem Einsatzgebiet bieten sich elektrochemische Meßverfahren an, die allein von den Eigenschaften der zu vermessenden kontinuierlichen Phase abhängig sind. Zu diesen Meßverfahren zählt die Elektrodifusionsmeßtechnik (EDM), die auf den Grundlagen der Polarographie an der Universität Dortmund entwickelt wurde und heute am Institut für Umweltverfahrenstechnik der Universität Bremen im Einsatz ist.

## 2. Meßprinzip

Wird in einer polarographischen Meßzelle zwischen der Kathode und der Anode das anliegende Potential erhöht, stellt sich nach Überschreiten einer Grenzspannung ein Stromfluß ein. Ab einer bestimmten Spannung, wie dem als  $\Delta E_D$  in **Bild 1** dargestellten Bereich im Polarogramm zu entnehmen ist, wird jedoch keine weitere



**Bild 1:** Polarogramm

Zunahme der Stromstärke verzeichnet, da alle an die Elektrodenoberfläche transportierten Ionen direkt reagieren, wodurch die Diffusion die Reaktionsgeschwindigkeit und damit die Stromdichte limitiert. Erst wenn ein wesentlich höheres Potential anliegt, nimmt die Stromdichte aufgrund einer nachgelagerten Reaktion wieder zu.

Die Stromdichte im Bereich der diffusionslimitierten Elektrodenreaktion wird jedoch nicht allein durch die Konzentration von Ionen begrenzt, sondern hängt vor allem von der Dicke der Diffusionsgrenzschicht ab. Nimmt die Dicke der Diffusionsgrenzschicht bei angeströmter

Elektrodenoberfläche und damit konvektiven Stofftransport infolge verringerter Strömungsgrenzschicht ab, so erhöht sich die Stromdichte des Grenzstromplateaus.

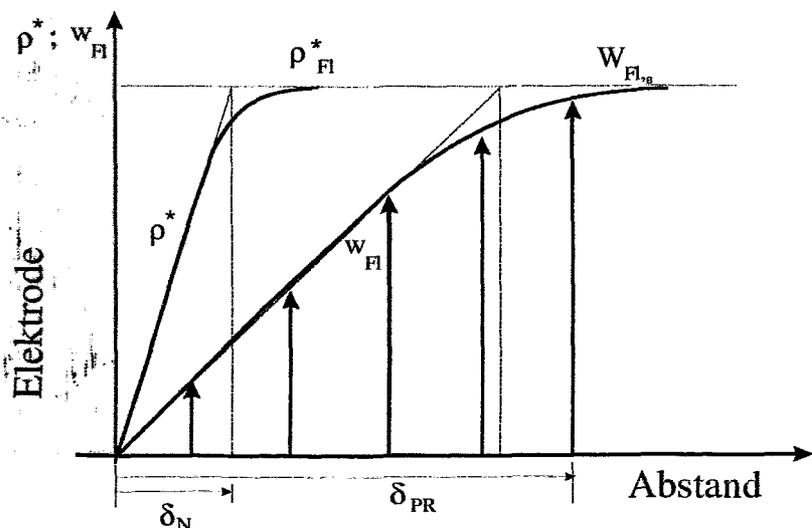
Der Zusammenhang zwischen Strömungsgrenzschicht und Diffusionsgrenzschicht an der Elektrodenoberfläche ist aus **Bild 2** schematisch zu ersehen. Über die nach Vielstich [1] geltende Beziehung

$$\delta_N = \delta_{PR} \left( \frac{v}{D} \right)^{-1/3} \quad , \quad \text{Gl. 1}$$

zwischen Nernst'scher Diffusionsgrenzschicht und Prandtl'scher Strömungsgrenzschicht, und mit dem 1. Fickschen Gesetz

$$\dot{I}_D = z \cdot F \cdot D \cdot \frac{\rho_{FI}^* - \rho_0^*}{\delta_N} \quad \text{Gl. 2}$$

kann dann, im Bereich des Grenzstromplateaus, aus der Stromdichte auf die Anströmgeschwindigkeit geschlossen werden, sofern die Elektronenkonzentration in der Bulkströmung bekannt ist und die Diffusionsgrenzschicht innerhalb der Strömungsgrenzschicht liegt. Durch den Einsatz einer - im Verhältnis zur Gegenelektrode - kleinen Meßelektrode ist die Stromdichte an der Meßelektrode um ein Vielfaches höher als an der Gegenelektrode, so daß vereinfacht der gesamte Stromfluß auf die Elektrodenreaktion an der Meßelektrode zurückgeführt werden kann.



**Bild 2:** Grenzschichten an der Meßelektrode

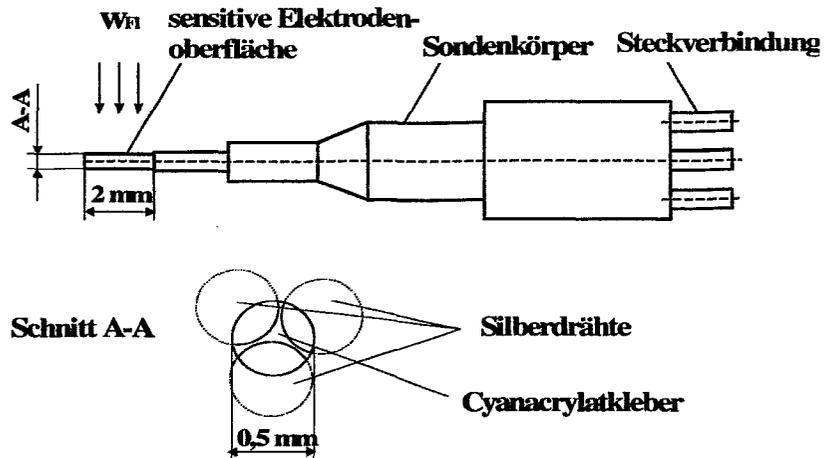
Dieser Zusammenhang stellt die Grundlage der Elektrodendifusionsmeß-

technik dar, der anhand der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport über folgenden Zusammenhang von Strom und Anströmgeschwindigkeit [2]

$$I = a + b \cdot w^g \quad \text{Gl. 3}$$

beschrieben werden kann. Dabei müssen die Konstanten  $a$ ,  $b$  und  $g$  durch Kalibrierung ermittelt werden [3]. Der Exponent  $g$  steht in der Theorie für den Wert  $0,5$ , der jedoch in der Praxis leicht abweichen kann, weshalb hierfür eine nicht-lineare Regression durchgeführt wird.

Die Dreisegment-Sonden der Elektrodifusionsmeßtechnik sind zylindrische Körper, in denen sich drei Drähte (Silber, Gold oder Platin) von ca. 100 – 150  $\mu\text{m}$  Durchmesser in einer 120°-Anordnung befinden und die durch Epoxydharz voneinander elektrisch getrennt sind. Der vordere, sensitive Sondenteil (vgl. Bild 3) ist zylindrisch abgeschliffen, wodurch die Drähte über eine Länge von 1-2 mm eine freie Oberfläche aufweisen, an der die Elektrodenreaktion stattfindet. Der hintere Teil der Sonden endet, mit den elektrischen Leitungen verknüpft, in einer Glaskapillare, die mit dem Sondenkörper verbunden ist. Die Steckverbindung am Sondenkörper leitet die einzelnen Signale (Segmentströme) an die im Sondenhalter befindlichen Signalleitungen weiter.

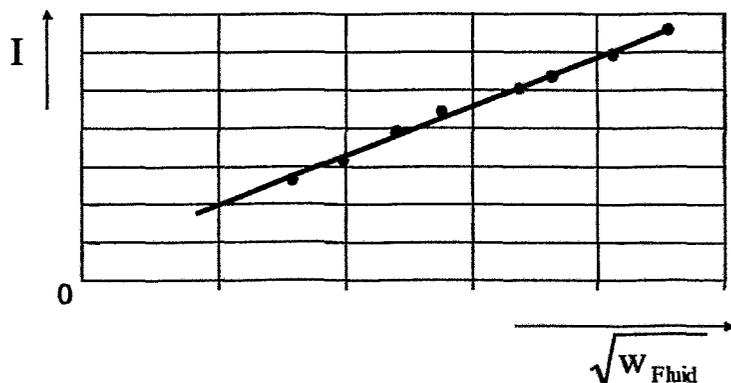


**Bild 3:** Dreisegment-Sonde

Das Material der Sondensegmente hängt im wesentlichen von den zu detektierenden Strömungsgeschwindigkeiten, dem zu messenden Fluid und dem zum Einsatz kommenden Redoxsystem ab (vgl. [2]).

Die Kalibrierung von Dreisegment-Sonden erfolgt zur Bestimmung der in Gl. 3 angegebenen Konstanten und der Richtungsabhängigkeit der Segmentströme, um neben der generellen Aussage über die Gesamtströmungsgeschwindigkeit ebenfalls eine zweidimensionale Differenzierung über die Anströmungsrichtung zu ermöglichen.

Im Rahmen der Kalibrierung werden zur Bestimmung der Konstanten (Gl. 3) daher bis zu 13 verschiedene Anströmgeschwindigkeiten mit bis zu 120 cm/s eingestellt und der jeweilige Strom, als Summe der Einzelsegmentströme, aufgezeichnet. In Bild 4 ist der lineare Zusammenhang zwischen Summenstrom und Anströmgeschwindigkeit dargestellt. Ebenfalls wird für jede Geschwindigkeit die Richtungscharakteristik der Sonden aufgenommen, in dem die Sonde in 40 Schritten um 360° gedreht wird und die einzelnen Segmentströme aufgenommen werden. Hierdurch wird nach entsprechender Auswertung ein für die jeweilige Sonde

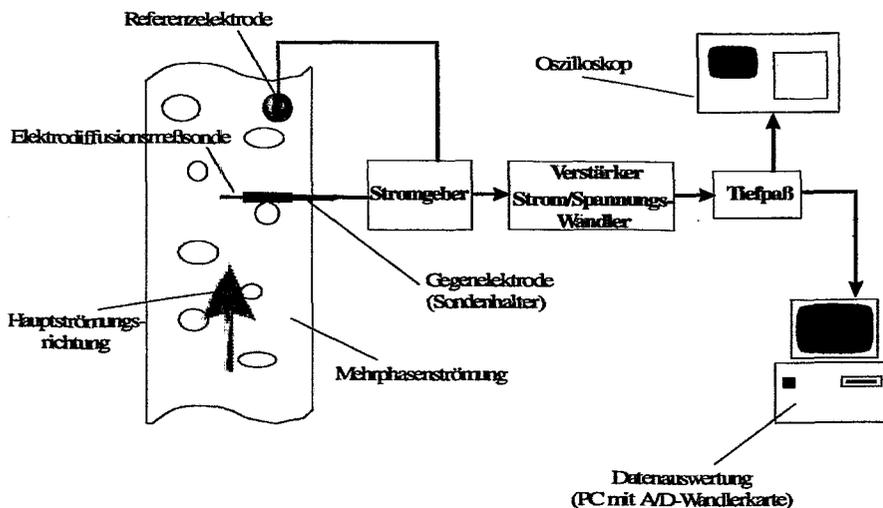


**Bild 4:** Summenstrom als Funktion der Geschwindigkeit

charakteristischer Kalibrierdatenfile erstellt, der bei der Auswertung von Meßergebnissen nicht allein die Bestimmung von der Strömungsgeschwindigkeit und Schwankungsgeschwindigkeit ermöglicht, sondern auch eine Differenzierung der Richtungsanteile der Geschwindigkeitskomponenten zulässt.

### 3. Technischer Einsatz

Die Dreisegment-Sonden der Elektrodifusionsmeßtechnik sind in weiten Bereichen der Ein- und Mehrphasenströmung einsetzbar. Sehr gute praktische Ergebnisse mit dieser Meßtechnik wurden vor allem in Dreiphasenströmungen mit Sauerstoff als Depolarisator erreicht [2,3,4]. Im Gegensatz zu den meisten optischen oder akustooptischen Meßverfahren kann die Elektrodifusionsmeßtechnik auch bei sehr hohen Dispersphasengehalten zuverlässige Meßergebnisse erzielen. Gerade bei einer feststoffbeladenen Strömung, die im Bereich hoher Dispersphasengehalte mit üblichen Meßverfahren schwer oder gar nicht zu erfassen ist, sind für die Elektrodifusionsmeßtechnik durch den ständigen Abrieb Bedingungen gegeben, die dem Fouling und der Alterung an der Sondenoberfläche entgegenwirken, und damit zu einer Erhöhung der Standzeiten führen.



**Bild 5:** Technischer Einsatz

Die für den praktischen Einsatz übliche Signalerfassung, -leitung und Verarbeitung ist in **Bild 5** dargestellt. Zusätzlich zu dem im Meßschema bereits vorgestellten Elektroden befindet sich hier eine Referenzelektrode im System, die Potentialverschiebungen zwischen Meß- und Gegen-

elektrode entgegen wirken soll. Das Signal wird vor der Auswertung über einen Tiefpassfilter geleitet, wo durch hochfrequente Störungen hervorgerufene Signalan-teile herausgefiltert werden können.

Ein speziell in Blasenströmungen auftretendes Problem sind die Signalanteile, die durch das Durchtreten der sensitiven Sondenspitze durch eine Blase hervorgerufen werden. Ein solch charakteristisches Blasensignal ist in **Bild 6** dargestellt, und kennzeichnet den Sondenstrom im Verlauf der Zeit bei dem Durchtreten der Sonde durch eine Blase. Zum Zeitpunkt  $t_2$  taucht die Sonde in die Gasphase ein, der Stromfluß ist unterbrochen bis, zum Zeitpunkt  $t_3$ , die Sonde wieder mit der umgebenden Flüssigkeit in Kontakt kommt. Hier stellt sich nun sprunghaft ein starker Sondenstrom ein, da zur Zeit  $t_3$  die Konzentration von Ionen an der Elektrodenoberfläche der im Medium entspricht bzw. zum Zeitpunkt  $t_4$  abnimmt, da die Nernstsche Diffusionsgrenzschicht wieder aufgebaut wird und zum Zeitpunkt  $t_5$  wieder voll aus-

gebildet ist. Mittels verschiedener Kriterien kann dieses Blasensignal aus den Meßdaten gefiltert werden, um nur die charakteristischen Größen für die flüssige Phase in die Auswertung einzubeziehen.

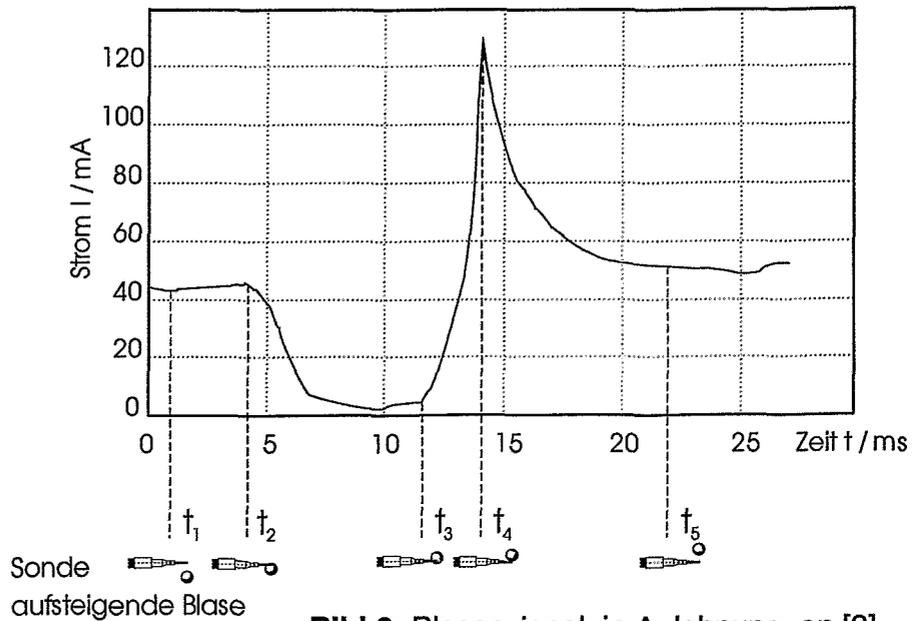


Bild 6: Blasensignal in Anlehnung an [3]

#### 4. Exemplarische Meßergebnisse

Die aus den mit der Elektrodifusionsmeßtechnik gemessenen Daten hervorgehenden Meßgrößen sind im wesentlichen die mittlere Flüssigkeitgeschwindigkeit und die Turbulenzintensität bzw. Schwankungsgeschwindigkeit. Dabei können aufgrund der Richtungsabhängigkeit der Segmentströme die Meßwerte, welche mit Dreisegment-Sonden ermittelt wurden, in zwei Raumrichtungen senkrecht zur Sondenachse differenziert werden.

In Bild 7 sind Meßwerte für die Flüssigkeitgeschwindigkeit in einer linksseitig begasten Flachapparatur im Vergleich mit optischen Meßtechniken dargestellt.

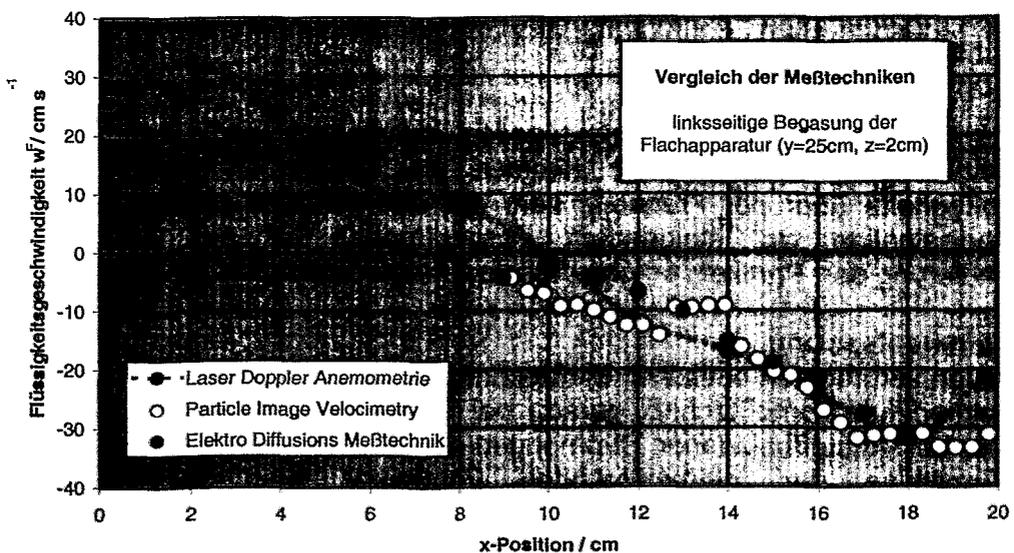
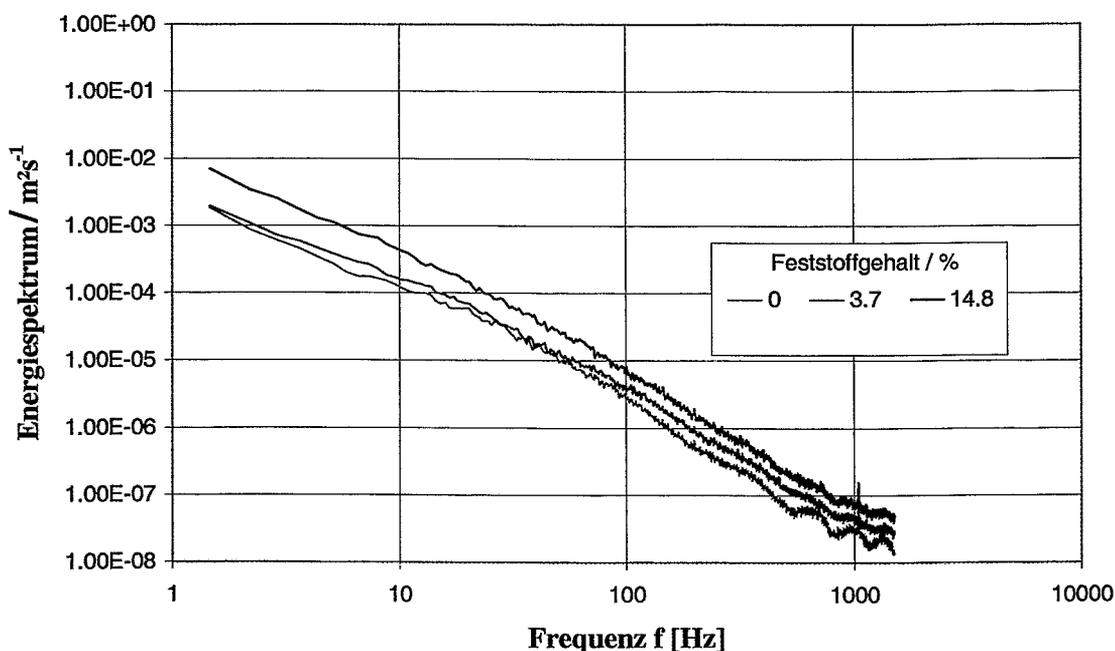


Bild 7: Meßergebnisse in der Flachapparatur

Durch die einseitige Begasung in der Apparatur bildet sich ein großräumiger Wirbel aus, so daß für die linke Hälfte, in der eine Blasenaufrtriebströmung vorliegt, positive Flüssigkeitsgeschwindigkeiten und in der rechten Hälfte negative Flüssigkeitsgeschwindigkeiten entsprechend der abwärtsgerichteten Strömung vorliegen. Für den hier beschriebenen Anwendungsfall kann der Vergleich die recht gute Übereinstimmung der verschiedenen Meßtechniken sowohl in quantitativer als auch qualitativer Hinsicht deutlich machen. Dabei muß erwähnt werden, daß die hier vorliegende Strömung keine hohen Dispersphasengehalte aufweist.

In **Bild 8** sind die aus den Ergebnissen der Elektrodifusionsmeßtechnik für Dreiphasenströmungen mit verschiedenen Feststoffgehalten ermittelten Energiespektren dargestellt. Diese Energiespektren (turbulente Energiedissipation) wurden



aus den ermittelten Schwankungsgeschwindigkeiten und deren zeitlichen Ableitungen generiert. Qualitativ stimmen die Kurven für die verschiedenen Feststoffgehalte über der Frequenz sehr gut überein. Der jeweilige Anstieg der Energiedissipation mit steigendem Feststoffgehalt ist auf die durch die Suspendierung der Partikeln erhöhte, lokale Energiedissipation zurückzuführen.

## 5. Zusammenfassung

Neben den verbreiteten optischen Meßtechniken und der Heißfilmanemometrie stellt die Elektrodifusionsmeßtechnik gerade bei hohen Dispersphasenkonzentrationen und/oder bei feststoffbeladenen Strömungen ein überaus geeignetes Meßinstrument zur Ermittlung der interessierenden Parameter wie Fluidgeschwindigkeit, Schwankungsgeschwindigkeit und den daraus generierbaren Größen dar. Die Meßwerte spiegeln jedoch nicht die integralen Parameter, sondern vielmehr die

lokale Hydrodynamik wieder, wodurch Beobachtungen der lokal ablaufenden Wechselwirkungsmechanismen erst möglich werden.

Die Elektrodifusionsmeßtechnik bietet darüber hinaus nicht nur die Grundlagen zur Ermittlung der hydrodynamischen Parameter, sondern kann natürlich auch zur Bestimmung der Depolarisatorkonzentration eingesetzt werden. Gerade in Hinblick auf biologische Systeme konnten hier bereits gute Ergebnisse erzielt werden [4].

## 6.Literatur

- [1] C. H. Hamann; W. Vielstich  
„Elektrochemie“  
Wiley-VCH, Weinheim 1998
- [2] J. Pauli  
„Einsatz der Elektrodifusionsmeßtechnik in Gas-Flüssigkeits-Strömungen mit Sauerstoff als Depolarisator“  
Diss. Universität Dortmund, VDI-Verlag, Düsseldorf 1992
- [3] S. Pannek  
„Untersuchung der Elektrodifusionsmeßtechnik mit Sauerstoff als Depolarisator für den Einsatz in Mehrphasenströmungen“  
Diss. Universität Dortmund, Shaker Verlag, Aachen 1997
- [4] M. Hainke, K. Ammon, U. Onken  
„Simultane Messung von Gelöstsauerstoffkonzentration und Hydrodynamik in aeroben Submersfermentationen“  
Chem.-Ing.-Tech.(70) 3 (1998) 299 – 301

## 7. Zeichen und Indizes

### Zeichen

a	Konstante
b	Konstante
D	Diffusionskoeffizient, $m^2/s$
E	Potential, V
F	Faraday-Konstante, C/mol
F	Frequenz, Hz
g	Konstante
$\dot{i}$	Stromdichte, $A/m^2$
I	Strom, A
t	Zeit, s
w	Geschwindigkeit, m/s
z	Anzahl übergehender Elektro- nen
$\delta$	Grenzschichtdicke, m
$\nu$	kin. Zähigkeit, $m^2/s$
$\rho^*$	Konzentration, $mol/m^3$

### Indizes

0	An der Elektrodenoberfläche
D	Die Diffusion betreffend
Fl	Das Fluid betreffend
Gr	Den Grenzstrom betreffend
N	Nernst
PR	Prandtl

# TEMPERATURE AND VOID FRACTION DISTRIBUTION IN A SIDE WALL HEATED TANK

Attila Aszódi<sup>1</sup> and Eckhard Krepper<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Technical University Budapest, Institute of Nuclear Techniques, Hungary

<sup>2</sup>Forschungszentrum Rossendorf, Institut für Sicherheitsforschung

## 1. Introduction

Storage tanks for fluids are widely used industrial facilities. As a consequence of an external fire, the heat-up of the inventory may lead to the evaporation of the liquid and to release of significant quantities of dangerous gases into the environment. Comprehensive experiments were performed, to investigate the heating up processes. The experiments have shown that the liquid inventory behaves very differently depending on the mode of heating. Bottom heating leads to an irregular thermoconvective motion of the liquid, which causes good mixing, so that saturation is reached at all points inside the tank approximately at the same time. The maximum enthalpy of the liquid always remains close to the average value. If the vessel is heated from the side, stable temperature stratification is observed leading to large temperature gradients. Evaporation can start much earlier than the average temperature reaches saturation. The scenario is very realistic for cylindrical barrels, which are exposed to an external fire. In the paper, the experimental results of the tests with side wall heating are presented and the observed phenomena are described.

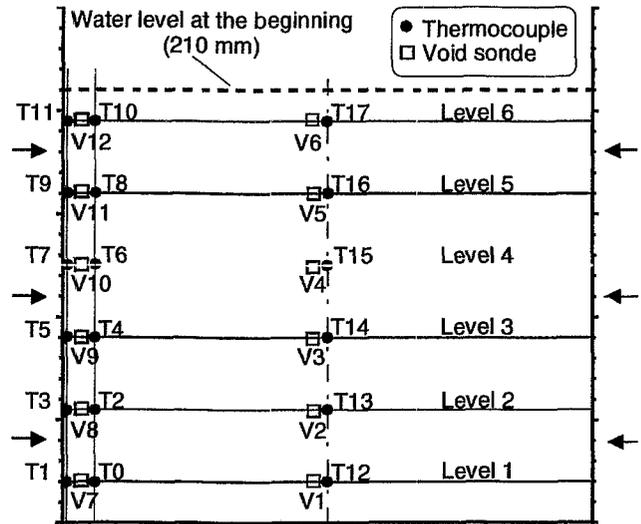


Fig. 1: Test arrangement and localisation of the measuring probes

Table 1: Localisation of the measurements

Level	H [mm]	Near the Wall		Centre of the tank		
		(10mm)		Temp.	Void	
		Temp.	Void			
6	195	T11	V12	T10	T17	V6
5	160	T9	V11	T8	T16	V5
4	125	T7	V10	T6	T15	V4
3	90	T5	V9	T4	T14	V3
2	55	T3	V8	T2	T13	V2
1	20	T1	V7	T0	T12	V1

The first experiments were performed with temperature measurements only [3-5]. In order to clarify the physical nature of the details of the heating up process in simple geometrical boundary conditions, a two-dimensional mathematical model was developed, which also includes evaporation and two-phase flow. The calculated results of the model essentially contributed to the understanding of the phenomena

observed during the tests. It was found that two-phase processes play an important role. Therefore, the tests were repeated, in which the local void fractions were measured too (see Figure 1).

## 2. The experimental test arrangement

The experimental test arrangement consisted of a cylindrical tank with a diameter of 0.25 m and a height of 0.25 m (see Figure 1). On the side walls, heating elements with an overall power of 4 kW are arranged, so that the heating power was equally distributed over the wall. During the tests, the tank was equipped with thermocouples and with conductivity probes for measuring the local void fractions at different locations. The measuring devices were arranged in certain heights over the bottom in the centre of the tank and near the walls (see Figure 1 and Table 1).

## 3. The experimental results

Different experiments were performed with different distances of the needle shaped void fraction measurements from the side wall between 1 mm and 5 mm. The experiments showed qualitatively the same behaviour of the fluid during the heating up process. The time dependence of the temperatures measured in different heights from the tank bottom is shown in Figure 2 for the thermocouples in the centre. Temperature and void fraction signals for the different levels are shown in Figure 3a to 3f. During the experiment the void fraction probes V7 through V12 had a distance of 1 mm from the wall.

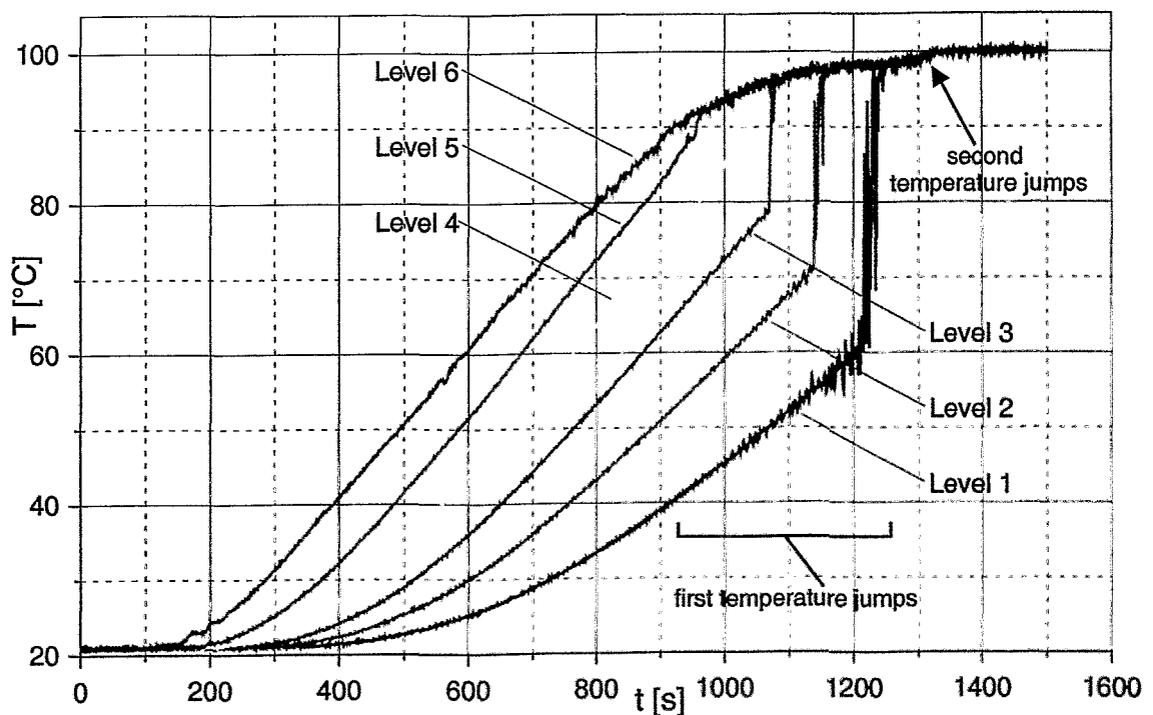


Fig. 2: Experimental results of the temperature measurements in the centre of the tank (T12 through T17)

Already some hundreds of seconds after the beginning of the heating a strong temperature stratification occurs. Temperature differences up to 50 degrees between the 1<sup>st</sup> and the 6<sup>th</sup> height level are observed (see Figure 2 after about 1000 seconds). The different temperatures of the thermocouples at 1 mm and at 10 mm distance from the wall show, that already shortly after starting the test a small boundary layer of only a few millimetres is established with up to 7 °C higher fluid temperature (see Figure 2 and 3a to 3f).

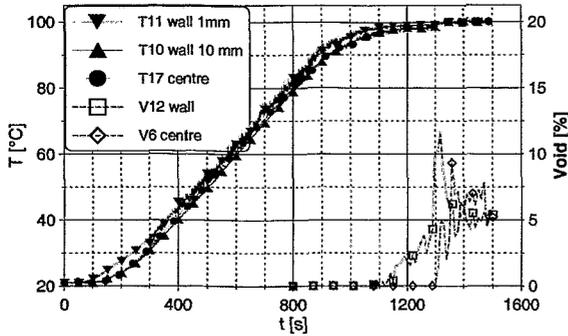


Fig. 3a: Level 6, H = 195 mm

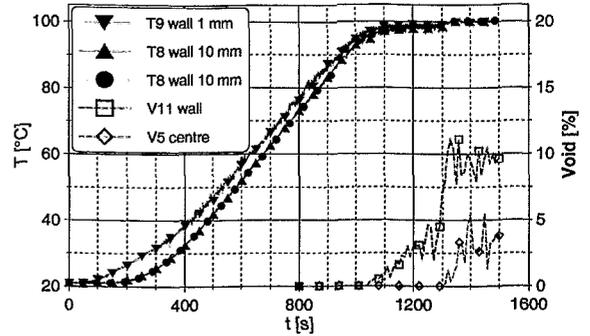


Fig. 3b: Level 5, H = 160 mm

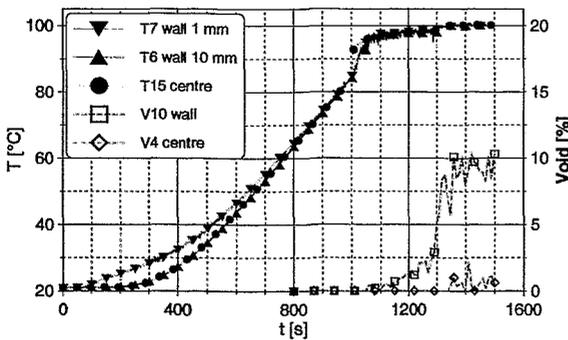


Fig. 3c: Level 4, H = 125 mm

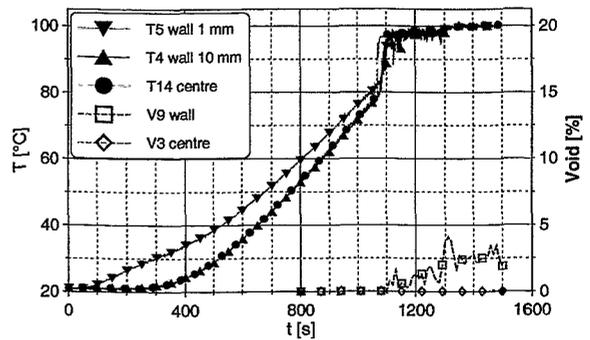


Fig. 3d: Level 3, H = 90 mm

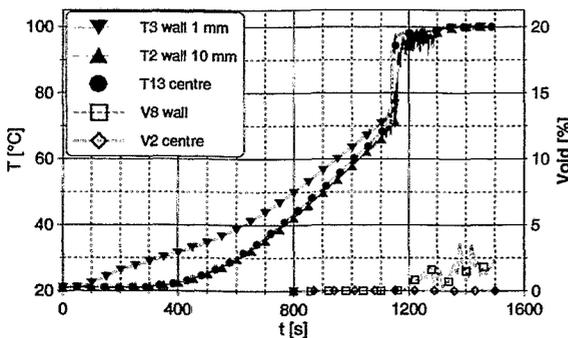


Fig. 3e: Level 2, H = 55 mm

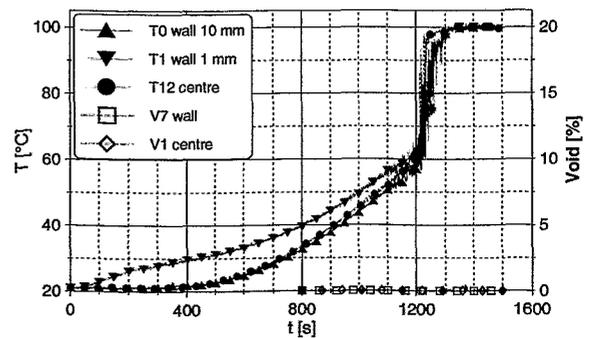


Fig. 3f: Level 1, H = 20 mm

Fig. 3: Fluid temperature and void fraction courses at different height levels in the tank

After about 1100 seconds first boiling is detected by the void probes near the wall at the levels 6 to 3 (see Figure 3a to 3e). During the time period from 900 to 1200 seconds temperature jumps to about 98 °C are observed. The jump is only small in the level 5. The jumps for the levels 4 to 1 are clearly to be seen in Figures 2 and 3c

to 3f: in level 4 at 1000 seconds, level 3 at 1080 seconds, level 2 at 1130 seconds and finally in the lowest level 1 the largest jump (approximately 40 °C) at 1220 seconds. In the lower levels temperature oscillations are observed shortly before the jump. During this period no steam is detected in the centre of the tank (see Figure 3). Shortly after the last jump at level 1 a second temperature jump from 98 °C to 100 °C is observed for all thermocouples at about 1300 seconds (see Figure 2).

Simultaneously with the second temperature jump the needle probes V9 to V12 near the wall indicate a clear increase of the void fraction. Only after that steam was detected in the levels 6 to 3 in the centre of the tank (see Figure 3a to d). As an additional effect the void fraction detected by the wall probe at the highest level 6 decreases (see Figure 3a).

The needle shaped probes during the experiments yielded reliable signals, but problems occurred because of the probe size. The probes had a diameter of 1 millimetre. Therefore, they are not capable of detecting bubbles with a diameter smaller than about 1.5 mm. During the tests small bubbles were seen at the wall already after about 950 seconds. Also the typical noise at subcooled boiling was heard. The probes detect first boiling only after about 1100 seconds.

#### **4. A numerical model**

In order to clarify the physical nature of the details of the heating-up and the evaporation process in simple geometrical boundary conditions, a two-dimensional mathematical model was developed. The flow in the vessel was approximated by a two-dimensional flow in a rectangular area in Cartesian co-ordinates. It was assumed that neither temperature nor gas fraction influences the density of the liquid in the mass conservation equation and in the inertial term of the momentum equation. The changing density was taken into account only at the volume force term in the momentum equation (Boussinesq-approximation). This simplification leads to simpler calculation of the velocity field of liquid phase: when actual temperature and gas fraction distributions are given over the time, the volume force term can be determined explicitly and the motion of the liquid can be further calculated independently from the gaseous phase. For the gaseous phase, a constant bubble rise velocity was assumed. The vector of the gas velocity results from the liquid velocity by adding a constant value to the vertical velocity component.

Caused by these simplifications, the momentum of the gaseous phase is neglected and there is no need to solve a second momentum equation. The model is therefore restricted to low gas densities. This condition holds in the majority of practical applications.

So the model consists of four main equations [7]: the energy conservation equation, the momentum and mass conservation equation for the fluid and the mass conservation equation for the gaseous phase. The continuity equation was considered for each phase. The transport of the gaseous phase was described by a mass conservation equation that contains an empirical bubble diffusion coefficient. The energy conservation equation was simplified to the heat transport equation, which includes an effective thermal conductivity coefficient. The momentum equation was considered only for the fluid phase. A constant turbulent viscosity represented turbulence.

The phase transition due to evaporation and condensation was modelled assuming thermodynamic equilibrium. The mass source of steam was computed from the superheating or subcooling of water. The heating power was considered by the source term in the heat transport equation. The heat is added to the cells near to the heated wall. The time dependent power derived from the measured heater sheet temperatures is shown in Figure 4.

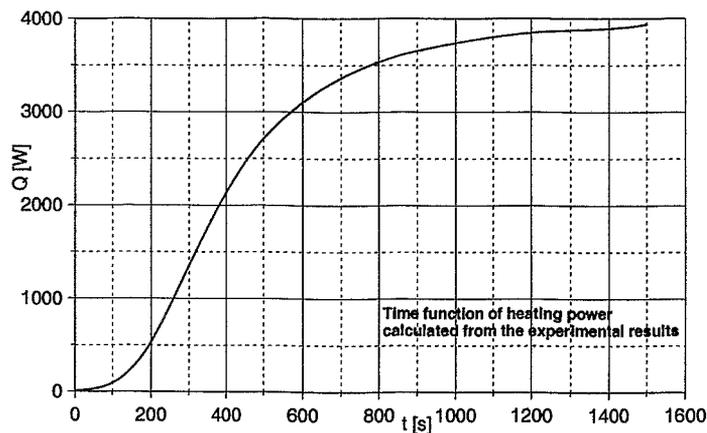


Fig. 4: Calculated time function of heating power

### 5. Numerical results and physical interpretation of the heating up process

The 2D model described in chapter 4 reproduces the experimental results and all phenomena in good agreement to the experiment (see Figure 5). The simulations enabled to clarify the physical reasons for the occurrence of the temperature jumps, which are explained in the following.

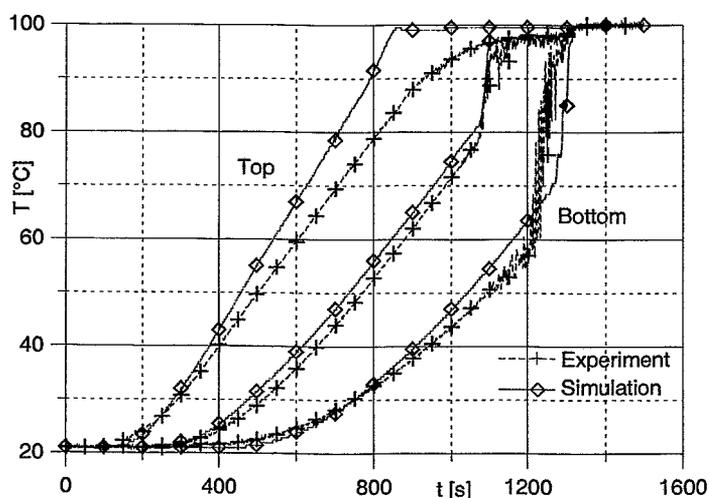


Fig. 5: Calculated and measured time dependence of temperatures. The bottom temperature corresponds to the probe T13, the middle to T14 and the top to T17 (compare Fig. 1)

Figure 6 shows the temperature distribution after 600 seconds. Heating of the side walls leads to significant horizontal temperature and density gradients in the vertical boundary layer. The resulting volume forces impose a strong preference direction of circulation. The result is a stable vortex that transports the warm liquid from the heated wall to the surface. In the bulk, stable temperature stratification develops. As the temperature in the boundary layer increases in time, the liquid arriving at the surface is always piled up at the top. In the bulk a large vertical temperature gradient arises. In the consequence, evaporation starts much earlier than predicted by the average enthalpy. The steam generated in the boundary layer and at the top of the liquid discharges from the vessel. That leads to early mass losses.

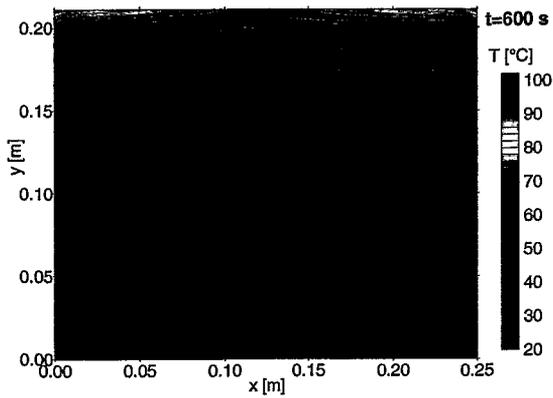


Fig. 6: Calculated temperature field at 600 seconds

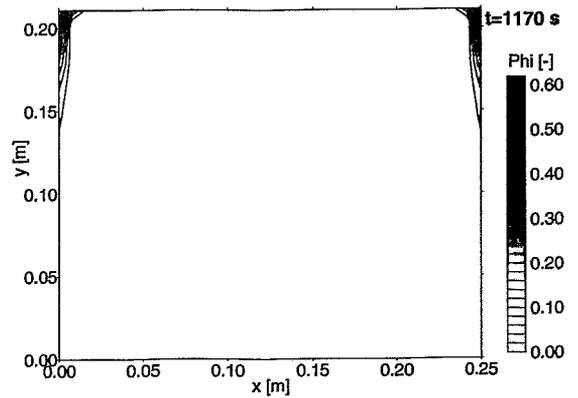


Fig. 7: Calculated void fraction field at 1170 seconds

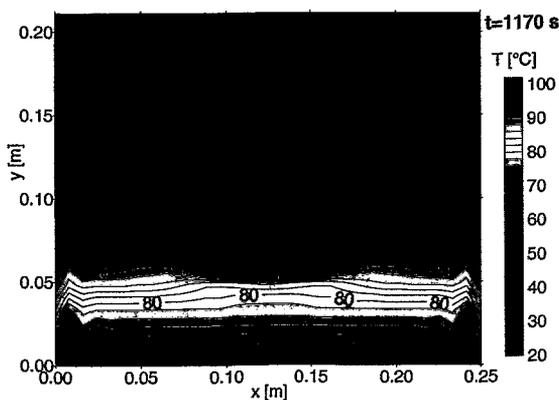


Fig. 8: Calculated temperature field at 1170 seconds

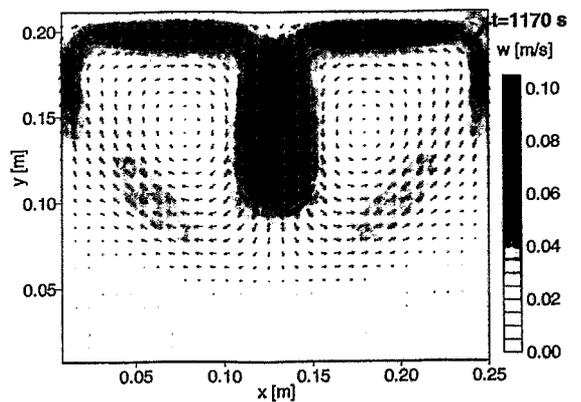


Fig. 9: Calculated velocities at 1170 seconds

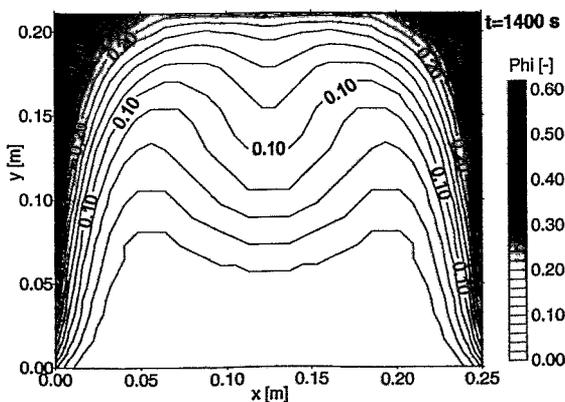


Fig. 10: Calculated void fraction at 1400 seconds at 1400 seconds

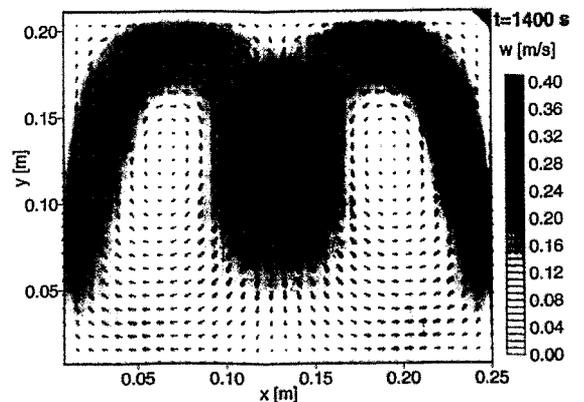


Fig. 11: Calculated velocities

The system responds very sensitively to the appearance of steam in the boundary layer. As it is seen also in the experiments, evaporation is first observed in the upper region of the side wall (see Figure 7). There, the buoyancy force caused by the bubbles is much higher than in the region below, where only density differences of the liquid phase drive the circulation. In the result, the upper region is well mixed, while the fluid in the region below remains stratified (see Figure 8 for the temperatures, Figure 9 for the velocities and Figure 7 for void fraction distribution).

The region of good mixing is extending downwards, because the onset of boiling moves down in the boundary layer. When the mixing front reaches the position of a thermocouple, its reading rapidly increases to a value close to saturation temperature. This explains the first successive temperature jumps found in the experiment.

Approaching saturation, the steam generation in the boundary layer gets more and more intensive causing significant mass and energy losses, but also accelerates natural circulation. When the sink velocity at the centre of the vessel becomes greater than the bubble rise velocity, suddenly a part of the produced steam is entrained into the bulk of the liquid. This causes a rapid approach to the saturation temperature in the entire fluid volume. In the temperature measurements this event is seen as the second temperature jump after 1300 seconds (see Figure 2). Figure 10 and Figure 11 show the calculated void distribution and velocities during the period of pool boiling. The described scenario yields the explanation, that during the heating up process before the second temperature jump no steam is found in the centre of the tank. The increased mixture velocity after the second jump causes a decreased void fraction at the upper probe on the wall (V12, see Figure 3a). This effect could be confirmed during several tests.

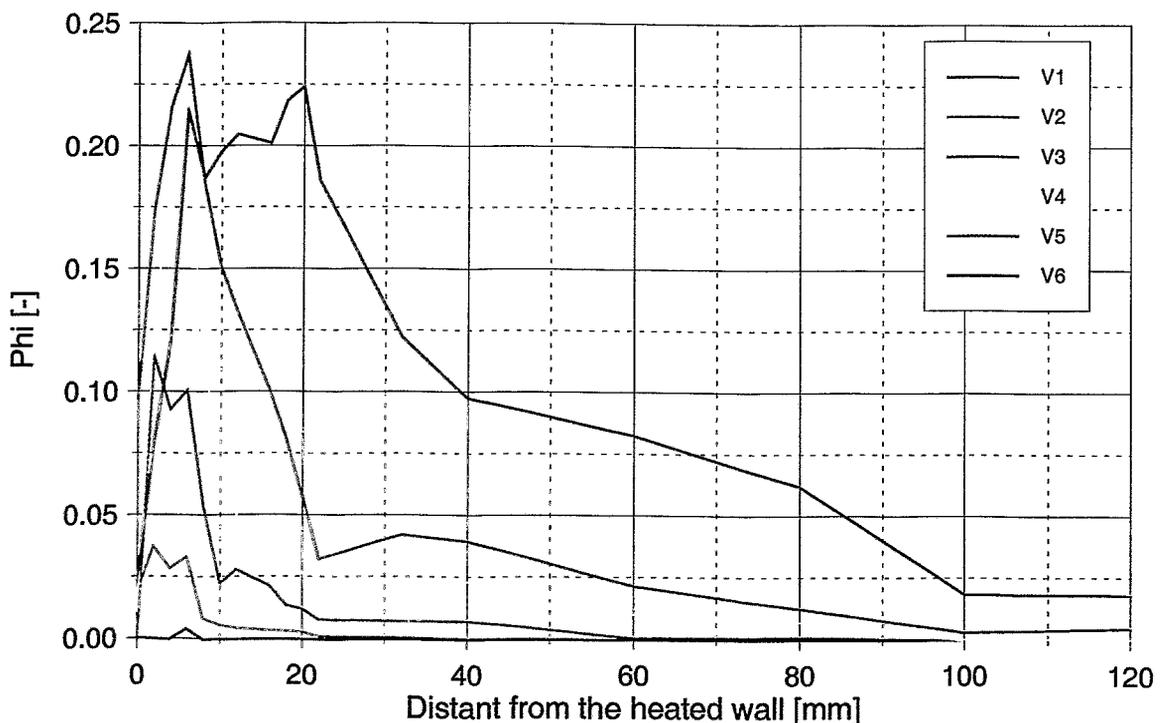


Fig. 12: Measured void fraction profiles after the second temperature jump

Additional measurements during further tests were performed, which aimed at the determination of the void fraction profiles during the period of pool boiling after 1300 seconds. For this purpose, the void fraction measurement arrangement V1 to V6 was moved through the tank in radial direction. The result is shown in Figure 12 and Figure 13. Figure 12 shows the measured void fractions depending on the distance from the heated wall. The figure shows clearly that steam is measured not only near the wall, but also in the bulk. Steam bubbles are carried down in the centre of the tank. The void fraction field in Figure 13 was derived by interpolation of the data of Figure 12. Figure 13 can be compared with Figure 10. The computed void fraction field shows a qualitatively good correspondence to the measured data. During the pool boiling period of the test the void distribution in the tank is very sensitively influenced by the relation of steam degassing from the tank surface and steam entrainment by the downward moving fluid into the centre of the tank.

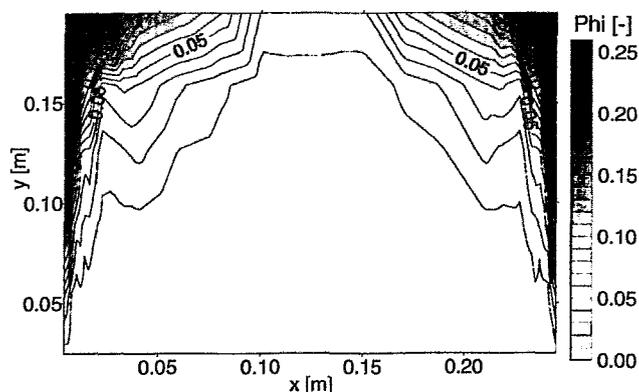


Fig. 13: Measured void fraction field after the second temperature jump

## 6. Conclusions

The paper presents experimental and numerical investigations of single and two phase heating up processes of tanks with side wall heating. The measurement of the temperature and of the void fraction at different locations in the tank provides deeper insight into the mechanisms of two-phase natural convection in a tank. Despite some simplifications, the numerical 2D-model served as a tool, to understand and explain the observed events.

It was found, that side wall heating yields a considerably non-uniform temperature distribution in the tank. Assessing the numerical and experimental results, it is possible to identify the temperature stratification and the subcooled boiling near the wall as the cause of the first temperature jumps observed in the experiments. The quick transition from slight subcooled to volumetric boiling causes the second temperature jumps and a rapid approach to the saturation temperature in the entire fluid volume. This event was reproduced correctly by the two dimensional model.

## References

- [1] Aszódi A., E. Krepper and H.-M. Prasser, 1999, Investigation of heating up processes of fluids in storage tanks by experiments and by numerical simulation, 2<sup>nd</sup> International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa Italy, 23-26.May 1999, Proc. Vol III, pp. 1667-1674
- [2] Aszódi A., E. Krepper and H.-M. Prasser, 1999, Experimental and numerical investigation of one and two phase natural convection in storage tanks, EURO THERM Seminar No. 63, Genua, Sept. 1999
- [3] A. Aszódi, P. Liewers, E. Krepper and H.-M. Prasser, 1997, Erwärmungsprozesse in Lagertanks mit gefährdenden Flüssigkeiten bei äußerer Brandeinwirkung, VDI Technische Überwachung, Springer Verlag Düsseldorf, Vol. 4/97, pp. 22-25
- [4] A. Aszódi, E. Krepper and H.-M. Prasser, 1997, Investigation of heating up processes in storage tanks with dangerous fluids influenced by an external fire, Achema '97, Frankfurt/Main, Germany, Session Safety Technology
- [5] A. Aszódi, 1996, Simulation der transienten Naturkonvektion in einem seitlich beheizten Behälter, Proc. of Annular Meeting on Nuclear Technology '96, Mannheim, Germany, pp. 106-109
- [6] M. A. Grolmes, M. Epstein, 1985, Vapor-Liquid Disengagement in Atmospheric Liquid Storage Vessels Subjected to External Heat Source, Plant/Operations Progress 4, pp. 200- 205
- [7] A. Aszódi, 1996, Modelling of transient natural convection – Thermal-hydraulic analysis for an accident of dangerous fluid storage tanks, PhD. Thesis, Technical University Budapest, p. 95
- [8] A. Aszódi , P. Liewers , H.-M. Prasser, 1995, Simulation of transient natural convection in side wall heated storage tanks in F.-P. Weiß, U. Rindelhardt (Ed.) Institute of Safety Research, Annual Report 1995, pp. 20-26.
- [9] A. Aszódi, E. Krepper, 1995, Investigation of an external heated storage vessel by means of CFX-4 calculations in F.-P. Weiß, U. Rindelhardt (Ed.) Institute of Safety Research, Annual Report 1995, pp. 27-29.

## Acknowledgements

The work was initiated by safety investigations concerning a storage tank of liquid nuclear waste owned by the Verein für Kernverfahrenstechnik und Analytik Rossendorf e.V.. The authors wish to thank Prof. P. Liewers and his co-workers for the fruitful co-operation and making available the experimental facility. The authors wish to thank also for the support of the void fraction measurements by D. Baldauf (Research Center Rossendorf).

The work of Dr. Attila Aszódi was sponsored by the Hungarian Scientific Research Fund under the number D 25134.

# EIN AKUSTISCHES RESONANZVERFAHREN ZUR KLASSIFIKATION VON FÜLLSTÄNDEN

D. Hoppe

*Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), PSF 510119, D-01314 Dresden*

## 1. Einführung

Vorgestellt wird ein Resonanzverfahren zur Füllstandsbestimmung in Behältern, das auf der Ausnutzung von passivem Schall basiert, d.h. von Schall, der aus weitgehend unbestimmten und wechselnden Schallquellen stammen kann und der ohnehin ins Untersuchungsobjekt eindringt. Es läßt zu, daß die akustischen Eigenschaften dieses Schalls (insbesondere die Intensitätsverteilung über Frequenz und Zeit) weitgehend unbestimmt sind. Somit können alle Schallquellen akzeptiert werden, die im jeweiligen akustischen Umfeld des Untersuchungsobjektes gerade in Erscheinung treten. Unter solchen Bedingungen kann ggf. nicht unterschieden werden, ob eine Überhöhung im Amplitudenspektrum eines empfangenen Schallsignals von einer Resonanz im Untersuchungsobjekt oder bereits von der Schallquelle herrührt. Zur Lösung dieses Problems wird das folgende Resonanzverfahren vorgeschlagen [HG98]:

Unter der Voraussetzung, daß das Innere bzw. das Volumen des Untersuchungsobjektes meßtechnisch zugänglich ist, wird

- der Schall einmal im untersuchten Volumen und einmal in der Umgebung gemessen und
- durch die Bildung des Quotienten der Fourier-Transformierten beider Schallsignale der Einfluß der Schallquelle eliminiert.

Der spektrale Quotient entspricht einem Frequenzgang und repräsentiert nur noch das schallquellenunabhängige akustische Übertragungsverhalten zwischen dem Ort des Schallaufnehmers außerhalb des Volumens und demjenigen innerhalb. Dieses Übertragungsverhalten wird durch die Geometrie (Größe, Gestalt) des untersuchten Volumens geprägt. Weil sich die Geometrie eines Volumens nicht nur an einem einzigen, sondern an verschiedenen Merkmalen des Frequenzganges widerspiegelt, wird versucht, die darüber benötigte Information durch Klassifikation statt durch Messung zu gewinnen. Die Klassifikation besteht dabei darin, den zur unbekanntem Volumengeometrie gehörenden Frequenzgang verschiedenen vorklassifizierten Referenz-Frequenzgängen zuzuordnen und so eine Erkennung des unbekanntem Volumens zu erreichen.

## 2. Verfahrensbeschreibung

Für ein Volumen, dessen Geometrie vom Füllstand eines darin enthaltenen flüssigen oder fließfähigen Mediums abhängt, gelten folgende Voraussetzungen:

- Das Volumen ist von seiner Umgebung physisch abgegrenzt (z.B. durch die Wandung eines Gefäßes), akustisch aber nicht entkoppelt.

- Aus der Umgebung in das Volumen eindringender Schall erfährt spektrale Veränderungen, die im wesentlichen von der Geometrie und insbesondere von den Eigenfrequenzen des Volumens abhängen.
- Eine akustische Rückwirkung vom Volumen zur Umgebung sowie eine Schall-emission im Volumen sind ausgeschlossen oder vernachlässigbar klein.

In der Umgebung und im Inneren des Volumens befinden sich identische Schall-aufnehmer  $S_U$  und  $S_V$  (z.B. Mikrofone); sie erzeugen die Schallsignale  $S_U(t)$  und  $S_V(t)$ . Für die Modellierung dieses Systems gelten  $S_U(t)$  als Ein- und  $S_V(t)$  als Ausgangs-größen eines linearen dynamischen Übertragungsopeators  $G_{UV}$ . Dieser Operator ent-spricht im Zeitbereich einer Gewichtsfunktion (Impulsantwort) und im Frequenzbereich einem Frequenzgang. Demgemäß entsteht das Ausgangssignal durch Faltung oder Multiplikation dieses Operators mit dem Eingangssignal:

$$S_V(t) = G_{UV}(t) * S_U(t), \quad S_V(j\omega) = G_{UV}(j\omega) \times S_U(j\omega) \quad (1)$$

Fortan wird der Frequenzbereich bevorzugt, da er praktische Vorzüge bietet. Der Quoti-ent der beiden komplexen Signalspektren  $S_V(j\omega)$  und  $S_U(j\omega)$  ist der komplexe Fre-quenzgang

$$\frac{S_V(j\omega)}{S_U(j\omega)} = \frac{G_{UV}(j\omega) S_U(j\omega)}{S_U(j\omega)} = G_{UV}(j\omega). \quad (2)$$

Wie (2) zeigt, eliminiert die Division den Umgebungsschall. Folglich muß es mit dem empirischen Frequenzgang  $G_{UV}(j\omega)$  formal möglich sein, die füllstandsrelevanten Ei-genschaften des Volumens  $V$  bei nahezu beliebigem Umgebungsschall zu bestimmen; Bedingung ist nur, daß  $S_U(j\omega)$  und  $S_V(j\omega)$  existieren, wenigstens im Bereich der niedrig-sten Eigenfrequenzen von  $V$ .

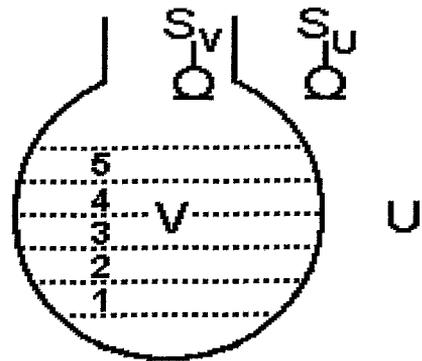
Für die Klassifikation werden von ausgewählten Volumengeometrien (Füllstände) die zugehörigen Realisierungen des Frequenzganges  $G_{UV}(j\omega)$  als Referenzen festgehalten. Unbekannte Füllstände lassen sich dann dadurch bestimmen, daß ihre zugehörigen Frequenzgänge mit den Referenzen verglichen werden. Die Anzahl der Klassen, die Anzahl der Referenzen pro Klasse sowie die Anzahl und die Art der Merkmale des Fre-quenzganges richten sich nach der geforderten Auflösung und Trennschärfe bei der Klassifikation.

Praktisch ist mit Meßstörungen zu rechnen. Außerdem kann der räumliche Abstand zwi-schen den Schallaufnehmern  $S_U$  und  $S_V$  dazu führen, daß räumliche Inhomogenitäten in der Intensitätsverteilung des Umgebungsschalls sowie Laufzeiteffekte zwischen den Schallaufnehmern einen Anteil am Unterschied zwischen  $S_U(t)$  und  $S_V(t)$  haben. Um die Auswirkung solcher Störeinflüsse abzuschwächen, wird (2) wie folgt modifiziert: Zu-nächst werden von den beiden Signalspektren die Beträge  $S_V(\omega) = |S_V(j\omega)|$  und  $S_U(\omega) = |S_U(j\omega)|$  gebildet. Diese reellen Spektren werden über die Frequenz symmetrisch geglättet (Tiefpaß mit symmetrischer Impulsantwort) und erst dann gemäß (2) dividiert; das Ergebnis ist der reelle Frequenzgang

$$\frac{\bar{S}_V(\omega)}{\bar{S}_U(\omega)} = \bar{G}_{UV}(\omega). \quad (3)$$

### 3. Experimentelle Füllstandsbestimmung

Das Bild 1 zeigt eine Anwendungsmöglichkeit für das beschriebene Verfahren. Es handelt sich um ein oben offenes, teilweise mit Flüssigkeit gefülltes Gefäß. Das Volumen  $V$  ist dabei der Raum zwischen der inneren Gefäß- oder Rohrwand, der Flüssigkeitsoberfläche und der oberen Öffnung des Gefäßes oder Rohres. Zwar ist das Volumen wegen seiner unscharfen oberen Grenze nicht eindeutig bestimmt, doch hat dies für die Füllstandsklassifikation keine Bedeutung; wichtig dafür ist allein, daß die füllstandsabhängigen Eigenfrequenzen von  $V$  eindeutig auf die vorgegebenen Füllstandsintervalle (Klassen) schließen lassen.



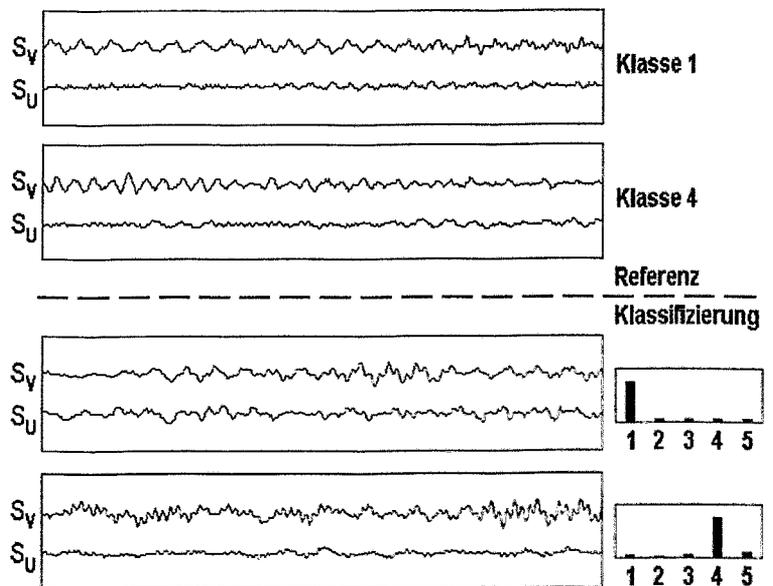
**Bild 1** Gefäß mit einer enthaltenen Flüssigkeit, deren Füllstand in den angegebenen Intervallen zu klassifizieren ist

( $V$  - Volumen,  $U$  - Umgebung,  $S_V$ ,  $S_U$  - Aufnahme des Schalls aus dem Volumen/ der Umgebung)

Im Experiment wird eine Versuchsanordnung nach Variante a) verwendet, wobei Wasser in ein etwa 40 cm hohes Gefäß von unten her geräuscharm einströmt. Der Versuch erfolgt in einem Raum von der Größe eines gewöhnlichen Wohnzimmers, wobei in zwei getrennten Telexperimenten sehr unterschiedliche Schallquellen in Erscheinung treten:

- (I) Straßenlärm, der durch das offene Fenster eindringt
- (II) Stimmengewirr im Raum bei geschlossenem Fenster

Zur Bildung von Referenzen für die Klassifikation wird das Füllstandsintervall in fünf vorklassifizierte Teilintervalle unterteilt (Bild 1). Als Referenzen werden aus jedem Teilintervall sechs Realisierungen des reellen Frequenzganges  $\bar{G}_{UV}(\omega)$  ausgewählt, jeweils sechs Referenzen pro Klasse und dies nur vom Telexperiment (Messung bei Straßenlärm). Die Frequenzgänge aus dem Telexperiment (Messung bei

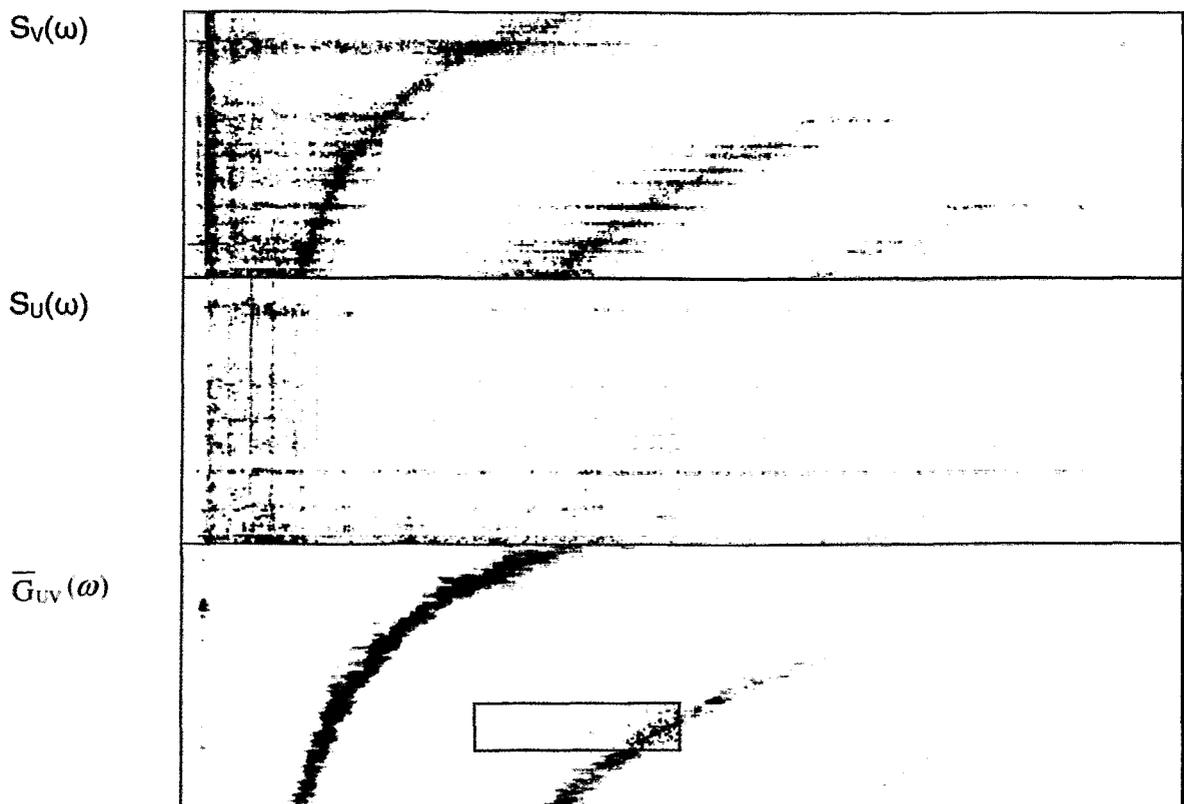


**Bild 2** Schallsignale  $S_V(t)$  und  $S_U(t)$ , Referenz: Straßenlärm, Klassifizierung: Stimmengewirr; jeweils oben: bei niedrigem Füllstand, jeweils unten: bei hohem Füllstand (s. Bild 1)

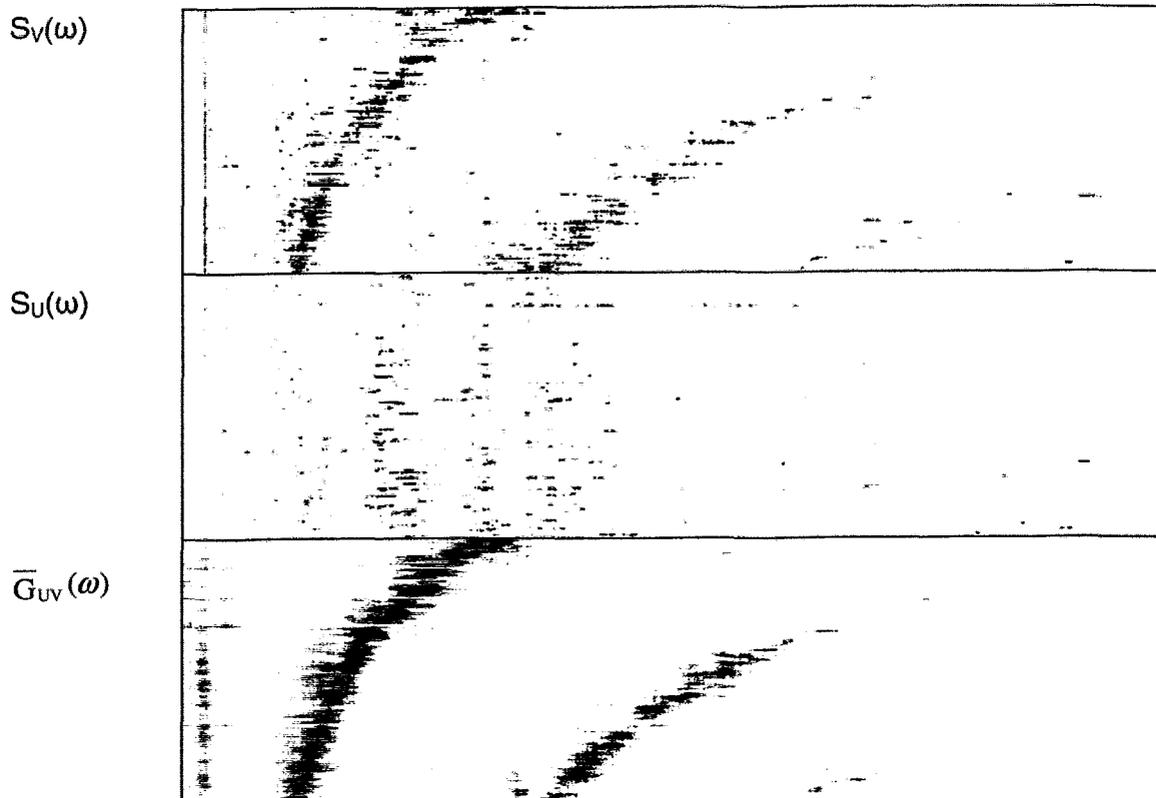
Stimmengewirr) gelten als unbekannt und werden klassifiziert. Der Klassifikator, auf den hier nicht näher eingegangen wird, vergleicht den jeweils unbekanntem Frequenzgang mit jeder einzelnen Referenz und bestimmt daraus die Klassenzugehörigkeit des unbekanntem Frequenzganges. Das Klassifizierungsergebnis zeigt das Bild 2 unten rechts.

Das Bild 2 zeigt weiterhin kurze Signalverläufe aus beiden Teilerperimenten. Deutlich sichtbar ist, daß  $S_V(t)$  bei hohem Füllstand deutlich höherfrequente Anteile als bei niedrigem Füllstand enthält. Bei  $S_U(t)$  gibt es einen entsprechenden Unterschied nicht. Das Signal aus der Umgebung unterscheidet sich vielmehr deutlich für die beiden Schallquellen. Obwohl sich die Signale, die zur Klassifizierung kommen, aus diesem Grund deutlich vom entsprechenden Referenzfall unterscheiden, findet eine richtige Klassifizierung statt. Verdeutlicht wird die Wirkungsweise der Methode durch die folgenden Spektrogramme.

Die Signale  $S_U(t)$  und  $S_V(t)$  wurden abschnittsweise für gleichlange disjunkte Zeitabschnitte verarbeitet. Bild 3a und b zeigen die Frequenz-Zeit-Diagramme (Spektrogramme) von den beiden noch ungefilterten reellen Signalspektren  $S_V(\omega)$  und  $S_U(\omega)$  sowie vom gefilterten reellen Frequenzgang  $\bar{G}_{UV}(\omega)$ , aufgenommen als Referenzmessung mit Straßenlärm und zur Klassifizierung mit Stimmengewirr als Schallquelle.



**Bild 3a** Spektrogramme aus der Referenzmessung (Straßenlärm) (waagrecht: Frequenz, senkrecht: Zeit, Schwärzungsgrad = spektraler Betrag). Zum Verdeutlichen der Filterwirkung zeigt ein kleiner Ausschnitt im  $\bar{G}_{UV}(\omega)$ -Spektrogramm von (I) den ungefilterten Frequenzgang  $S_V(\omega)/S_U(\omega)$ .



**Bild 3b** Spektrogramme aus dem zu klassifizierenden Fall (Stimmengewirr)  
(waagrecht:: Frequenz, senkrecht: Zeit, Schwärzungsgrad = spektraler Betrag)

Die Signalspektrogramme von  $S_V(\omega)$  und  $S_U(\omega)$  widerspiegeln die Verschiedenheit der Schallquellen: Während der Referenzmessung erscheinen zunächst mehrere vorüberfahrende Kraftfahrzeuge. Sie äußern sich durch schmale waagerechte Linien. Nach einer Pause zeigt sich das relativ langanhaltende Geräusch einer Straßenbahn. Zwischenzeitlich ist es zuweilen sehr leise. Bei der zu klassifizierenden Messung lassen sich durchgehend in schnellem (Wort-)Wechsel laute und leise Phasen erkennen.

Innerhalb des Volumens ( $S_V(\omega)$ , im Bild 3 jeweils oben) gibt es im Unterschied zur Umgebung ( $S_U(\omega)$ , im Bild 3 jeweils Mitte) deutliche zeit- bzw. füllstandsabhängige Resonanzerscheinungen. Ihre Ursache sind die vertikalen Eigenfrequenzen im Volumen (Grundfrequenz und deren ungerade Vielfache). Mit zunehmendem Füllstand wachsen die Resonanzfrequenzen etwa reziprok zur abnehmenden Volumenhöhe (Höhe über der Flüssigkeitsoberfläche).

Die zeitlichen Intensitätsschwankungen im Signalspektrum  $S_V(\omega)$  sind so beträchtlich, daß die Intensität an einer Resonanzstelle z.T. geringer ist als zu anderen Zeitpunkten außerhalb der Resonanzstellen. Dies würde es schwierig und teilweise sogar unmöglich machen, allein aus  $S_V(\omega)$  auf den Füllstand zu schließen. Die Division nach (3) erreicht aber, daß im Frequenzgang  $\overline{G_{UV}}(\omega)$  (im Bild 4 jeweils unten) keine vergleichbar starken Schwankungen vorkommen.  $\overline{G_{UV}}(\omega)$  eignet sich deswegen entschieden besser für die Klassifikation.

#### **4. Zusammenfassung**

Der Beitrag stellt ein sehr einfaches, passiv und indirekt arbeitendes akustisches Resonanzverfahren für die Volumenklassifikation vor und zeigt dessen Wirkungsweise bei der Füllstandsbestimmung. Das Grundanliegen des Verfahrens, durch die Bildung eines Frequenzganges den Einfluß der Schallquelle zu eliminieren und das Verfahren dadurch schallquellenunabhängig zu machen, wird vom experimentellen Ergebnis bestätigt. Ob das beschriebene Verfahren die Genauigkeiten aktiv oder direkt arbeitender Verfahren erreichen kann, wurde nicht untersucht. Sollten solche Genauigkeiten nicht erreicht werden, so eignet sich das beschriebene Verfahren zumindest für Reserve- oder Überwachungseinrichtungen. Wegen seiner Einfachheit, Robustheit und folglich Zuverlässigkeit besteht ein bevorzugtes Anwendungsgebiet des Verfahrens bei sicherheitsrelevanten Anlagen.

#### **Literatur**

- [BI94] Blumenauer, H.: Werkstoffprüfung. Deutscher Verlag der Grundstoffindustrie, Leipzig, Stuttgart, 1993
- [SK88] Stuart, H.; Klages, G.: Kurzes Lehrbuch der Physik. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, u.a., 1988
- [[HG98] Hoppe, D., Giera, H.-D.: Anordnung und Verfahren zur akustischen Volumenbestimmung. Erfindungsanmeldung Nr. 198 30 442.0 beim Deutschen Patentamt, 1998

# MESSUNGEN DER EIGENSCHAFTEN VON KONTINUIERLICHER UND DISPERSER PHASE IN LUFT-WASSER-BLASENSTRÖMUNGEN

W. Sengpiel, M. Samstag<sup>\*</sup>, V. Heinzl, M. Simon

*Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Institut für Reaktorsicherheit / IRS  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe  
<sup>\*</sup>Aktuelle Adresse: Adam Opel AG Rüsselsheim*

## 1. Einleitung

Turbulente Gas-Flüssigkeits-Zweiphasenströmungen als Teilbereich der turbulenten Mehrphasen-Mehrkomponentenströmungen spielen in vielen technisch-industriellen Anwendungen eine wichtige Rolle. Das Verständnis der physikalischen Phänomene, die solche Zweiphasenströmungen kennzeichnen, erfordert detaillierte experimentelle Untersuchungen, deren Einblicke und Ergebnisse in die Entwicklung fortgeschrittener physikalischer Modelle für CFD(“Computational Fluid Dynamics“)-Codes einfließen. Das Zwei-Fluid-Rechenmodell als heutiges Standardmodell der Zweiphasen-CFD [ 1] erweist sich zwar in vielen Fällen als brauchbares Werkzeug, es weist aber zwei wesentliche Mängel auf, welche die universelle Anwendung zur Berechnung von Strömungsformen in allgemeinen Geometrien verhindern: 1. Der Mangel an einem zuverlässigen Turbulenzmodell für Zweiphasenströmungen, und 2. das diesem Rechenmodell eigene Nichterfassen von Phasengrenzen. Turbulenzstruktur und Wechselwirkungen an den Phasengrenzen jedoch hängen stark von der Topologie der Phasengrenzflächen (also der Strömungsform) ab, weshalb deren theoretische Beschreibung eines der Ziele im Rahmen der Entwicklung fortgeschrittener numerischer und physikalischer Modelle für Zweiphasenströmungen ist.

Am Institut für Reaktorsicherheit (IRS) des Forschungszentrums Karlsruhe werden solche Modelle für die “Large Eddy“-Simulation (LES) von Zweiphasenströmungen entwickelt [ 2]. Dabei steht die Simulation von Einzelblasen bzw. Blasenschwärmen einerseits und von Blasenströmungen andererseits im Vordergrund. Parallel dazu werden Experimente an Einzelblasen bzw. Blasenschwärmen im Labormaßstab und an Blasenströmungen in einer großen Versuchsanlage für Luft-Wasser-Zweiphasenströmungen durchgeführt; über experimentelle Untersuchungen an Luft-Wasser-Blasenströmungen durch senkrechte kreisrunde Kanäle in der TWOFLEX 1 – Anlage wird im folgenden berichtet.

Eine der bahnbrechenden experimentellen Arbeiten an Luft-Wasser-Blasenströmungen, die die Forschung auf dem Gebiet der Mechanik der Zweiphasenströmungen stark beeinflusst haben, ist die von Serizawa et al. [ 3]. Mittels einer Zwei-Sensor-Widerstandssonde sind der lokale relative Gasgehalt und die Blasengeschwindigkeit in aufwärts gerichteten Blasenströmungen gemessen worden, mittels einer Heißfilmsonde die axiale Geschwindigkeit und die axialen turbulenten Schwankungen in der flüssigen Phase. Es wurde gezeigt, daß unter den gewählten Strömungsbedingungen mit charakteristischen Blasendurchmessern von ca. 3 mm im quasi-ausgebildeten Strömungszustand ein Maximum der lokalen Blasenhäufigkeit

an der Kanalwand gemessen wird ("wall peaking") und daß mit zunehmendem Gasgehalt beim Übergang zur Propfenströmung eine Umverteilung der Gasphase zur Kanalmitte hin stattfindet ("core peaking"). In einer darauf folgenden größeren Zahl weiterführender experimenteller Arbeiten wurden die Einflüsse von Strömungsparametern (Blasengröße und -form, Kanalgeometrie, Strömungsrichtung, Strömungsgeschwindigkeit) auf die sich entwickelnden Strukturen von Blasenströmungen (Gasverteilung, spezifische Phasengrenzflächendichte, turbulente Energie der flüssigen Phase) untersucht (u.a. Wang et al. [ 4], Liu [ 5], Liu und Bankoff [ 6], Zun [ 7], Kataoka und Serizawa [ 8], Serizawa und Kataoka [ 9 ], Bertodano [10 ], Kalkach-Navarro et al. [11 ], Hibiki und Ishii [12]). Dabei gewinnt neben der Frage nach den physikalischen Ursachen der beobachteten charakteristischen Phasenverteilungen über der Querschnittsfläche des Strömungskanals der Aspekt der Turbulenzstruktur in Blasenströmungen, gekennzeichnet von Bereichen sowohl der Turbulenzanfangung als auch der Turbulenzdämpfung, an Bedeutung (Kataoka et al. [13]).

Die experimentellen Untersuchungen in TWOFLEX 1 (Class et al. [15], Samstag [16], Cherdron et al. [17]) gehören in die Klasse der oben genannten Blasenströmungsexperimente. Ziel ist die Erstellung eines konsistenten umfassenden Datensatzes der lokalen strömungsmechanischen Eigenschaften beider Phasen in Luft-Wasser-Blasenströmungen durch senkrechte kreisrohrförmige Kanäle: Phasenverteilungen, Blasengrößen, Blasengeschwindigkeiten, Phasengrenzflächendichten, Wassergeschwindigkeiten, Turbulenzeigenschaften des Wassers. Dabei wird die sich entwickelnde Strömung entlang der gesamten Teststrecke erfaßt. Im folgenden wird ein Überblick über den Stand der Arbeiten am IRS gegeben. In Abschnitt 2 werden der Aufbau der Versuchsanlage und die eingesetzten Meßtechniken beschrieben und in Abschnitt 3 werden Ergebnisse der Messungen von Gasverteilung, Turbulenzstruktur sowie der Strömungseigenschaften der dispersen Phase gezeigt und diskutiert. In Abschnitt 4 wird ein neu entwickelter 3D-Röntgen-Tomograph vorgestellt, und die Ergebnisse erster Testmessungen werden mit denen des alten 2D-Röntgen-Tomographen verglichen. Abschnitt 5 faßt die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchungen zusammen und gibt einen kurzen Ausblick auf weitere experimentelle Arbeiten.

## **2. Beschreibung der Versuchsanlage TWOFLEX 1 und der Meßtechniken**

Die TWOFLEX 1 – Anlage (Bild 1) besteht aus einem Wasserkreislauf mit zwei senkrechten Meßstrecken aus Plexiglasrohren für aufwärts bzw. abwärts gerichtete Strömungen; (im Bild 1 ist nur die aufwärts gerichtete Meßstrecke angegeben, da die hier diskutierten Meßergebnisse in aufwärts gerichteten Strömungen gewonnen worden sind). Der Innendurchmesser der Plexiglasrohre beträgt  $D=70$  mm, die für die Messungen verfügbaren Rohrlängen betragen  $H=5000$  mm. An den axialen Positionen  $H=3D$  (0D: Teststreckeneintritt),  $5D$ ,  $10D$ ,  $20D$ ,  $40D$  und  $70D$  sind Vorrichtungen zur Einführung von Meßsonden in die Strömung angebracht. Die Innenflächen der Plexiglasrohre sind bearbeitet worden derart, daß der Innendurchmesser über die gesamte Länge mit einer Genauigkeit von  $0.01$  mm konstant gehalten wird. Das Wasser wird mit einer Wasserenthärtungsanlage aufbereitet. Die Pumpe erlaubt Wasser-Leerrohrgeschwindigkeiten in den Teststrecken bis  $j_l = 3.6$  m/s, bisher ist mit maximal  $1.8$  m/s gearbeitet worden. Die Luft wird in einem Blasengenerator über Gasdüsen zugeführt und im Gasabscheider (Kessel mit freier Oberfläche) abgeführt.

Bild 2 zeigt schematisch einen Horizontalschnitt durch den Blasengenerator von TWOFLEX 1. Das Wasser wird im unteren Bereich des Blasengenerators umgelenkt und strömt dann durch die sieben Unterkanäle des Gleichrichters, wo über jeweils eine Gasdüse die Luft zugeführt wird, in die Teststrecke. Bei hohen Luftdurchsätzen durch eine Düse entsteht im Unterkanal ein Gasstrahl, der in der hochturbulenten Umgebung in einzelne Gasblasen zerteilt wird; unter den Versuchsbedingungen, wie sie bisher in der Testmatrix festgelegt waren, ist das die übliche Weise der Blasen-generierung in TWOFLEX 1 – ein konstruktionsbedingter Nachteil, weil definierte Blasengrößen so nicht einstellbar sind. Der Blasengenerator erlaubt mittlere volumetrische Gasgehalte von 15 % bei  $j=1.8$  m/s, was einem maximalen Durchsatz von einigen zehntausend Blasen pro Sekunde (Blasendurchmesser 3-4 mm) durch die Querschnittsfläche der Teststrecke entspricht. Die Gasdüsen sind einzeln betreibbar, so daß verschiedene Modi symmetrischer und asymmetrischer Blaseneinspeisung am Teststreckeneintritt möglich sind.

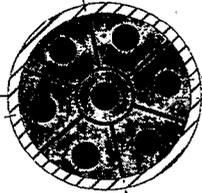
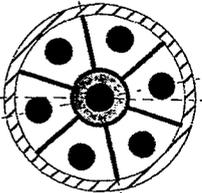
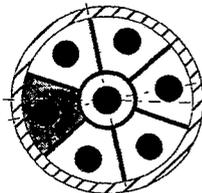
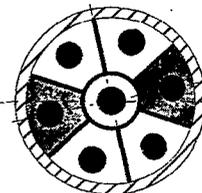
Für die Geschwindigkeits- und Turbulenzmessungen in der flüssigen Phase wird die Heißfilmanemometrie mit zweidimensional messenden X-Draht-Sonden (DANTEC 9055R0611) angewendet. Die Abtastrate jeder der beiden Sensoren bei der AD-Wandlung beträgt 10 kHz. Die Sonden werden in einem in den TWOFLEX 1-Wasserkreislauf integrierten Kalibrierkreislauf kalibriert. Bild 3 zeigt das Schema der Kalibrierung in einem Freistrahler und ein Beispiel von Kalibrierdaten in Form eines charakteristischen Kennfeldes. Für die Messung der Blasen-eigenschaften – Blasendurchmesser, Blasen-geschwindigkeit und Blasen-frequenz – werden Zwei-Sensor-Widerstandssonden eingesetzt, die im IRS selbst entwickelt worden sind. Beide Sondentypen lassen sich im Prinzip auch für die Messung des lokalen relativen Gasgehalts einsetzen. Hier bietet sich aber statt dessen die Computertomographie mit den Vorteilen des nicht-invasiven Meßverfahrens an, weshalb die Entwicklung eines Röntgentomographen zur Messung der Gasverteilung im Rahmen der TWOFLEX 1 – Experimente ein wesentlicher Arbeitsschwerpunkt war [14]. Bild 4 zeigt ein Prinzipschema des 2D-Tomographen. Eine Plattform mit der Röntgenröhre, der Kollimatoranordnung und dem Detektorsystem, bestehend aus 63 Miniatur-Geiger-Müller-Zählern, rotiert kontinuierlich in einem Winkel von  $220^\circ$  um die Achse des Strömungskanals. Dabei werden 120 Zentralprojektionen in ca. 10 Minuten aufgenommen. Bild 5 zeigt ein Photo der Plattform mit der kompletten Anordnung der Bausteine des Tomographen. Eine detaillierte Diskussion über die Auflösungs-genauigkeit und Fehlerquellen bei der Anwendung des Tomographen wird in [17] vorgenommen. Inzwischen ist ein 3D-Röntgen-Tomograph mit stark verbesserter Auflösung entwickelt worden, der in Abschnitt 4 vorgestellt wird.

Die Regelung des Kreislaufs (Konstanz von Temperaturen sowie Wasser- und Gas-durchsätzen), die Positionierung der Sonden und der Geräteplattform der Röntgen-tomographie sowie Datenaufnahme und –auswertung werden mit einer Reihe von PCs vorgenommen.

### **3. Ergebnisse der Messungen von Gasverteilung, Turbulenzstruktur, Eigen-schaften der dispersen Phase**

Die bisherigen Experimente wurden unter den Versuchsbedingungen durchgeführt wie in der Tabelle 1 angegeben. Strömungsparameter, die variiert wurden, sind die

Wasserleerrohrgeschwindigkeit  $j_i$ , der mittlere volumetrische Gasgehalt  $\beta = Q_g/(Q_g+Q_l)$  ( $Q_g, Q_l$  sind die volumetrischen Gas- bzw. Wasserdurchsätze [ $m^3/s$ ]), und die Art der Gaseinspeisung (symmetrisch: alle sieben Düsen oder eine zentrale Düse; asymmetrisch: eine äußere Düse oder zwei gegenüberliegende äußere Düsen). Die Blasengrößen weisen eine statistische Verteilung auf und variieren in Abhängigkeit von der Höhe (abnehmender Druck) und der Art der Gaseinspeisung (bei gleichem volumetrischem Gasgehalt ist der Gasstrahl durch eine einzige Düse kompakter, was zu einem breiteren Spektrum an Blasengrößen führt). In Bild 6 sind aus den gemessenen Blasensignalen der Zwei-Sensor-Widerstandssonde abgeleitete statistische Verteilungen der Blasendurchmesser dargestellt, wobei die Auswertung von (näherungsweise) sphärischer Blasen geometrie ausgeht. Bild 7 zeigt beispielhaft einen photographischen Ausschnitt einer Blasenströmung in der TWOFLEX 1-Teststrecke. Die Blasen mit charakteristischen Durchmessern von 3 bis 4 mm zeigen vielmehr – wie bekannt – die Form von Ellipsoiden, so daß die Blasendurchmesser- und -volumenbestimmung mit der Zwei-Sensor-Widerstandssonde als eine Näherung angesehen werden muß.

Symmetrisch		Asymmetrisch	
7 Düsen	1 Düse	1 Düse	2 Düsen
			
Röntgen-Tomograph Zwei-Sensor-Widerstandssonde X-Draht-Heißfilmsonde		Röntgen-Tomograph	

Parameterbereiche:  $j_i = 0.36, 0.72, 1.08, 1.44$  und  $1.80$  [ $m/s$ ]  
 $\beta = 5, 10$  [%]  
 Axiale Meßposition:  $H = 3, 5, 10, 20, 40$  und  $70$  (63) D

Tabelle 1: Bedingungen der Gaszuführung und Parameterbereiche der experimentellen Untersuchungen an aufwärts gerichteten Blasenströmungen in der TWOFLEX 1-Anlage /16/

### 3.1 Hohe Wasserleerrohrgeschwindigkeit

Für hohe Wasserleerrohrgeschwindigkeiten – d.h. niedriger Schlupf ( $U_B/U_l \rightarrow 1$ ,  $U_B, U_l$  sind die axialen Blasen- bzw. Wassergeschwindigkeiten) – führt die sich entwickelnde Blasenströmung zu den bekannten Maxima der lokalen Blasendichte bzw. des lokalen relativen Gasgehalts an der Kanalwand. In Bild 8a werden Ergebnisse der Entwicklung der Gasverteilung entlang der Teststrecke bei symmetrischer Gas-

einspeisung mit sieben Düsen bzw. einer zentralen Düse, gemessen mit der Röntgentomographie, verglichen.  $j_1$  ist 1.08 m/s,  $\beta$  ist 5 %. Der Fall mit allen sieben Düsen zeigt bereits bei  $H=3D$  (nahe Teststreckeneintritt) ein deutliches 'wall peaking', das darauf zurückzuführen ist, daß es bei hohen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten bereits innerhalb des Gleichrichters des Blasengenerators zu einer Umverteilung der Blasen in radialer Richtung nach außen kommt. Dieses vorab aufgeprägte 'wall peaking' bleibt erhalten und prägt sich noch stärker aus. Der Fall mit einer Düse zeigt, daß sich, ausgehend von einem Maximum in Kanalmitte bei  $H=3D$ , bereits nach  $H=10D$  ein relatives Maximum des lokalen Gasgehalts an der Wand ausgebildet hat, das sich bis zu  $H=63D$  zu einem absoluten Maximum ausprägt, ohne den quasi-ausgebildeten Zustand des Falles mit sieben Düsen erreicht zu haben; dazu reicht die Kanallänge von 5000 mm offenbar nicht aus. In Bild 8b wird deutlich, daß bei konstantem vol. Gasgehalt  $\beta$  das Maximum der Blasendichte an der Wand mit zunehmender Wasserleerrohrgeschwindigkeit  $j_1$  ausgeprägter wird. Umgekehrt haben die Experimente ergeben, daß bei konstanter Wasserleerrohrgeschwindigkeit  $j_1$  mit zunehmendem vol. Gasgehalt  $\beta$  die Blasenhäufigkeit in Rohrmitte zunimmt und beim Übergang zur Propfenströmung dort einen Maximalwert erreicht [ 3]. Der Prozeß der Gasumverteilung wird noch ausgeprägter in den Fällen asymmetrischer Gaszuführung; Bild 8c zeigt einen Fall mit einer exzentrischen Düse, Bild 8d den mit zwei gegenüberliegenden Düsen. Hier erfolgt ein Konzentrationsausgleich in Umfangsrichtung mit der Tendenz zu den gleichen charakteristischen Blasenverteilungen mit den Häufigkeitsmaxima an der Wand im quasi-ausgebildeten Strömungszustand wie im Falle der symmetrischen Gaseinspeisungen. Es wirken also sowohl radiale als auch azimutale Kräfte auf die Blasenoberflächen. Bei der Interpretation und Analyse der Phasenverteilungen spielt die Wirkung der klassischen Kutta-Joukowski'schen Auftriebskraft in Scherströmungen (in der Literatur 'lift force', [ 1]) die entscheidende Rolle [18]. Sie wirkt im Bereich großer Geschwindigkeitsgradienten der flüssigen Phase und hält die Blasen im quasi-ausgebildeten Strömungszustand in Wandnähe (in aufwärtsgerichteten Blasenströmungen). Noch nicht quantifizierbar dagegen ist der Einfluß turbulenter Blasen transports ('turbulente Diffusion') auf die resultierenden Phasenverteilungen. Die bei symmetrischer Gaszuführung im Kernbereich der Strömung zu beobachtende schnelle Tendenz zu gleichmäßiger Blasenverteilung ebenso wie der schnelle Ausgleich der Blasenverteilung an der Kanalwand in azimutaler Richtung bei asymmetrischer Gaszuführung sind aber deutliche Hinweise auf turbulente Diffusionsvorgänge.

### **3.2 Niedrige Wasserleerrohrgeschwindigkeit**

Ein anderes Bild der lokalen Phasenverteilung ergibt sich in den Fällen niedriger Wasserleerrohrgeschwindigkeiten – d.h. hohen Schlupfes  $U_B/U_1 \gg 1$ . In Bild 8e ist zu erkennen, daß dabei eine eher homogene Blasenverteilung über dem Rohrquerschnitt vorliegt. Der hohe Grad an schlupfinduzierter Turbulenz läßt turbulenten Blasen transport gegenüber anderen Transportmechanismen überwiegen. Der Fall mit 1 Düse (rechte Seite Bild 8e) zeigt darüberhinaus eine signifikante Verschiebung des Blasengrößenspektrums zu großen Blasen hin mit einem hohen Anteil Blasendurchmessern größer als 5 mm (siehe Bild 8e, rechts). Experimente, bei denen die Blasengröße als Parameter variierbar ist [ 5], [19], zeigen, daß große Blasen in aufwärts gerichteten Strömungen nicht mehr der erwarteten Wirkungsrichtung der klassischen Kutta-Joukowski-Kraft folgen, sondern zur Kanalmitte hin transportiert wer-

den. Die Gasverteilung bei  $H=63D$  mit einem Maximum in Kanalmitte bestätigt diese Beobachtung.

### 3.3 Turbulenzstruktur in der flüssigen Phase

Zeitgemittelte axiale Geschwindigkeiten, turbulente Schwankungen und die turbulente kinetische Energie der flüssigen Phase sind aus Messungen aller drei momentanen Geschwindigkeitskomponenten mit der X-Draht-Heißfilmsonde über dem Durchmesser des Strömungskanals ermittelt worden. Die turbulente kinetische Energie  $k = \frac{1}{2} * (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$  mit den Mittelwerten der Quadrate der turbulenten Schwankungen  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$  in axialer, radialer und tangentialer Richtung ist – normiert mit dem Quadrat der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $U_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$  – in Bild 9 für  $H=70 D$  und  $j_l = 0.36 \text{ m/s}$  und  $j_l = 1.44 \text{ m/s}$  gezeigt. Zum Vergleich sind die entsprechenden Meßwerte für einphasige Wasserströmungen angegeben. Die Konstruktion der Sondenhalterung erlaubte nur Messungen bis  $r/R = 0.89$ . Im Fall niedriger Wassergeschwindigkeiten, d.h. hohen Schlupfes, werden turbulente Schwankungen und dementsprechend turbulente kinetische Energien gemessen, die über der ganzen Strömungsfläche viel höher sind als im einphasigen Fall; der Turbulenzgrad steigt mit zunehmendem mittlerem volumetrischem Gasgehalt  $\beta$ . Hier überwiegt über dem ganzen Strömungskanal die schlupfinduzierte Turbulenz gegenüber der wandinduzierten. Im Fall hoher Wasserleerrohrgeschwindigkeiten sieht die Turbulenzstruktur über dem Strömungsquerschnitt dagegen ganz anders aus (Bild 9, rechts). Nur bei hohen volumetrischen Gasgehalten (hier  $\beta = 0.10$ ) wird im Strömungszentrum die Turbulenz angefacht, während die radialen Positionen im Außenbereich der Strömung Turbulenzdämpfung (im Vergleich zur einphasigen Strömung) zeigen; bei niedrigen volumetrischen Gasgehalten herrscht Turbulenzdämpfung über dem ganzen beobachteten Strömungsbereich vor. Im unmittelbaren Wandbereich mit dem steilen Geschwindigkeitsabfall gegen Null müssen noch ergänzende Messungen durchgeführt werden. Die zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeiten (hier mit  $j_l$  normiert) zeigen flachere Profile als im einphasigen Fall, wenn die Maxima der Blasendichten an der Kanalwand liegen; in diesen Fällen liegen die Maxima der axialen Wassergeschwindigkeiten bei  $r/R \approx 0.7$ . Bei gleichmäßiger Blasenverteilung oder Blasenhäufigkeitsmaxima im Kanalzentrum – wie im Fall niedriger Wasserleerrohrgeschwindigkeiten und großer Blasen – liegen dagegen die Geschwindigkeitsmaxima in Kanalmitte.

Die Fortschritte bei den Bemühungen, die physikalischen Hintergründe von Turbulenzanfächung und –dämpfung zu verstehen und in Form eines Turbulenzmodells für Blasenströmungen quantitativ zu beschreiben, sind noch gering (siehe u.a. /13/). In einer von Serizawa und Kataoka / 9/ entworfenen "Turbulenzkarte", Bild 10, wird versucht, Turbulenzanfächung und –dämpfung in Abhängigkeit von den Leerrohrgeschwindigkeiten von flüssiger und gasförmiger Phase zu ordnen. Unsere eigenen Meßergebnisse (Samstag /16/) stützen die gemachten qualitativen Aussagen.

In Bild 11 sind radiale Profile des mittleren Blasendurchmessers und der mittleren Blasengeschwindigkeit bei  $H = 70 D$  für den Fall  $j_l = 1.44 \text{ m/s}$  gezeigt. Beide Profile zeigen nahezu homogene Verläufe in den Kernbereichen der Strömungen. Der An-

stieg des Blasendurchmessers zur Wand hin könnte auf Koaleszenzeffekte in der wandnahen Schicht hoher Blasendichte hinweisen. Die Profile der Blasengeschwindigkeiten mit Maxima außerhalb der Rohrmitte spiegeln die Verläufe der axialen Wassergeschwindigkeiten, Bild 10, wider.

#### 4. Neue Entwicklungen – 3D-Röntgentomographie

Der 2D-Röntgentomograph, mit dem die gezeigten Entwicklungen der Gasverteilungen entlang der Teststrecke gemessen worden sind, hat den Nachteil einer nur mäßigen lokalen Auflösung (1-2 mm), die nicht ausreicht, um die beobachteten steilen Gradienten des Gasgehaltes in Wandnähe und damit die lokalen Maxima genau genug zu erfassen; dazu ist ein Auflösungsvermögen in den Submillimeterbereich hinein nötig. Deshalb wurde ein neuer Tomograph entwickelt /20/, der diesen Anforderungen genügt und darüberhinaus eine 3D-Rekonstruktion erlaubt. Der wesentliche Fortschritt liegt in der Verwendung eines flachen 2D-Sensorfeldes aus diskreten Photodioden, die zu einem 512 x 512 Pixelgitter mit einem Pixelabstand von 0.4 mm angeordnet sind. Die maximale Abtastfrequenz beträgt 5 Hz (entsprechend einer minimalen Integrationszeit von 200 ms). Der neue 3D-Röntgentomograph erlaubt eine Auflösung von lokalen Strukturelementen < 0.5 mm.

Bild 12 zeigt das Prinzipschema. Während der Rotation der Quelle-Detektor-Anordnung um die Meßstrecke werden typischerweise 200 bis 250 Projektionen in 2 bis 3 Minuten aufgenommen. Das Ergebnis der 3D-Rückkonstruktion führt – wie bei der 2D-Röntgentomographie – zu einer zeitgemittelten lokalen Phasenverteilung. Tabelle 2 faßt die wesentlichen Merkmale des neuen tomographischen Systems zusammen.

Geometrie:	Konusförmige Strahlgeometrie, kreisförmige Umlaufbahn; Entfernung Röntgenquelle – Rohrachse: 300 mm, Entfernung Quelle – Detektor: 450 mm, effektive Konuswinkel: 15° horizontal, 20° vertikal.
Projektionen:	Einige hundert Projektionen (optional) während kontinuierlicher Rotation um 360° in 2-10 Min.
Größe des abgetasteten Feldes:	Zylindrisch, Radius 50 mm, Höhe 110 mm.
Detektorsystem:	2D Sensorfeld, 512 x 512 Pixel, 0.4 x 0.4 mm <sup>2</sup> Pixelgröße, keine Kollimation, Firma EG&G Heimann (Wiesbaden).
Datenaufnahme:	16 bit ADC, max. 15 Hz Abtastrate, PC Pentium II
Rekonstruktions-Algorithmen:	3D gefilterte Rückprojektion (Feldkamp-Algorithmus)

Tabelle 2: 3D-Röntgentomograph - Systemspezifikationen

Das räumliche Auflösungsvermögen der Dichteverteilungen sowie die Genauigkeit der Rekonstruktionsalgorithmen sind mittels verschiedener Probekörper intensiv untersucht worden. Für einen solchen Probekörper aus Polyäthylen (Außendurchmesser 70 mm), der in die Plexiglasteststrecke als Wasser-Luft-Substitut eingebracht wurde, mit zwei Reihen von jeweils 5 bzw. 6 durchgehenden Bohrungen (Durchmesser von 1.5 bis 12 mm) zeigt Bild 13 im Querschnitt durch die Mittelebene einen Vergleich der Dichte-Rekonstruktionen von 3D-Tomographie mit der alten 2D-Tomographie. Klar zu erkennen ist die exakte lokale Dichteauflösung mit der 3D-Tomographie, die die steilen Dichtegradienten an den Bohrungsändern wiedergibt, während die 2D-Tomographie hier unscharfe verschmierte Übergänge zeigt; der kleinste Bohrungsdurchmesser von 1.5 mm wird von der 2D-Tomographie gar nicht aufgelöst. Es wurde festgestellt, daß das räumliche Auflösungsvermögen von Pixelgröße (0.4 mm) und die Qualität der Dichteauflösung mit einem Fehlerband von weniger als 1 % innerhalb eines Bereiches von  $\pm 5$  cm senkrecht von der Mittelebene erhalten bleiben.

Der neue 3D-Röntgentomograph ist bisher nur zu Test- und Vergleichszwecken zur Messung der Gasverteilung in Blasenströmungen an der TWOFLEX 1 – Anlage eingesetzt worden. In Bild 14 wird für eine aufwärts gerichtete Blasenströmung – ähnlich wie in Bild 13 – ein Vergleich mit bisherigen Ergebnissen der 2D-Tomographie angestellt. Die steilen Dichtegradienten an der Kanalwand werden besser aufgelöst, was zu schmaleren und höheren Häufigkeitsmaxima führt. Dies wird in Bild 15 in Form eines Querschnitts durch die gemessenen Verteilungen des relativen Gasgehalts in der Mittelebene unterstrichen; zusätzlich sind hier noch entsprechende Meßwerte gezeigt, die mit der Zwei-Sensor-Widerstandssonde als eines der klassischen Meßinstrumente zur Detektion des lokalen Gasgehalts ermittelt worden sind.

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

Mit Hilfe der Röntgen-Tomographie als schnelles nicht-invasives Verfahren zur mehrdimensionalen Messung lokaler Gasverteilungen sowie mit den Techniken von Widerstandssonden und Heißfilmanemometrie ist ein umfangreicher konsistenter Datensatz zur Charakterisierung der lokalen Eigenschaften von gasförmiger und flüssiger Phase in Blasenströmungen erstellt worden. In aufwärts gerichteten Blasenströmungen überlagern sich radiale turbulente Diffusion im Strömungskern und Kutta-Joukowski'sche Auftriebskraft im Bereich steiler Geschwindigkeitsgradienten im wandnahen Bereich und führen zu ausgeprägten Blasenhäufigkeitsmaxima an der Kanalwand. Unter quasi-ausgebildeten Strömungsbedingungen verhindert die Kutta-Joukowski-Kraft das Zurückwandern der Blasen in den Strömungskern, während dort bei näherungsweise homogenen Geschwindigkeits- und Turbulenzbedingungen kein Nettotransport durch turbulente Diffusion stattfindet. Nur im Falle geringer Wasserleerrohrgeschwindigkeiten ist die schlupfinduzierte Turbulenz so hoch, daß die turbulente Diffusion die Wirkung anderer Blasen-transportmechanismen übersteigt und zu einem homogenen Blasendichteprofil über dem Strömungsquerschnitt führt. Im Falle großer Blasen mit Durchmessern  $> 5$  mm wurden andererseits Blasenhäufigkeitsmaxima im Strömungszentrum gemessen. Dieser Befund ist mit der klassischen Theorie der Wirkungsweise der Kutta-Joukowski-Kraft nicht zu erklären.

Lin /5/ hat Blasenmigration in das Strömungszentrum bei höheren Wasserleerrohr-geschwindigkeiten und Blasendurchmessern  $d_B > 5$  mm gemessen, Tomiyama et al. /19/ haben bei Untersuchungen aller Bahnen von Einzelblasen in aufwärts gerichteten Couette-Strömungen gleiche Tendenzen gefunden und unterscheiden in Abhängigkeit vom Blasendurchmesser drei Blasenmigrationsbereiche: „wall regime“ (→Häufigkeitsmaxima an der Wand), „neutral regime“ (→homogene Blasenverteilungen als Folge turbulenter Blasen-transporte) und „core regime“ (→Häufigkeitsmaxima im Strömungszentrum).

Die gemessenen Turbulenzdaten bestätigen die experimentellen Beobachtungen anderer Autoren (z.B. /4/, /9/), dass sowohl Turbulenzanfischung als auch Turbulenzdämpfung in Blasenströmungen vorkommen. Ein grobes Ordnungsschema ergibt, daß bei hohem Schlupf  $U_B/U_l \gg 1$  Turbulenzanfischung über dem gesamten Strömungsquerschnitt vorherrscht, während bei  $U_B/U_l \rightarrow 1$  Turbulenzanfischung im Strömungskern und -dämpfung im wandnahen Außenbereich der Strömung zu beobachten sind.

Die Weiterentwicklung unserer Meßtechnik führte zu einem leistungsstarken 3D-Röntgen-Tomographen mit hoher lokaler und hoher Dichteauflösung. Es konnte gezeigt werden, daß lokale Elemente der Größe 0.4 mm aufgelöst werden können. Die Ungenauigkeit der lokalen Dichtemessungen liegt auch weiter entfernt von der Mittelebene des Meßobjekts unter 1 %. Damit konnte – angewandt auf den Fall der Blasenströmung – eine hohe Meßgenauigkeit in Wandnähe mit der Auflösung steiler Dichtegradienten erreicht werden, wie sie bisher nicht möglich war.

Ähnliche experimentelle Untersuchungen in abwärtsgerichteten Blasenströmungen sind begonnen worden /21/, /22/. Über Nachrechnungen ausgewählter TWOFLEX 1-Experimente mit dem CFX Code wird in /18/ berichtet. Wesentliche Ziele zukünftiger Untersuchungen in Blasenströmungen an TWOFLEX 1 betreffen Turbulenzmessungen in der 3 mm-Grenzschicht im Wandbereich mit Laser-Doppler-Anemometrie. Außerdem werden vertiefte Turbulenzmessungen zur Bestimmung von Energiespektren und zur Ableitung von Wirbelgrößen in Blasenströmungen durchgeführt werden.

Daneben werden im Labormaßstab Versuche an Einzelblasen und Blasenschwämen durchgeführt, bei denen mit optischen Meßverfahren (Schlierenfotographie, LDA, PIV) die Strömungsbedingungen in der Nähe der Phasengrenzen und im Blasen-nachlauf gemessen werden.

### **Nomenklatur**

$A_{\text{Rohr}}$	Rohrquerschnittsfläche der Teststrecke
$D$	Rohrdurchmesser
$d_B$	Blasendurchmesser
$H$	Abstand der axialen Meßposition vom Teststreckeneintritt
$j_g$	Gasleerrohrgeschwindigkeit = $Q_g/A_{\text{Rohr}}$
$j_l$	Wasserleerrohrgeschwindigkeit = $Q_l/A_{\text{Rohr}}$
$k$	turbulente kinetische Energie [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ]
$Q_g$	Gas-Volumendurchsatz [ $\text{m}^3/\text{h}$ ]

$Q_l$	Wasser- Volumendurchsatz [ $m^3/h$ ]
$R$	Rohrradius
$r$	radiale Meßposition ( $r=0$ : Rohrmitte)
$U$	Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung
$U_B$	Blasengeschwindigkeit
$U_l$	Wassergeschwindigkeit
$U_\tau$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
$u'$	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit in axialer Richtung
$v'$	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit in radialer Richtung
$w'$	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit in azimuthaler Richtung
$\alpha$	lokaler relativer Gasgehalt [-]
$\beta$	mittlerer volumetrischer Gasgehalt der Blasenströmung = $100 * Q_g / (Q_g + Q_l)$ [%]
$\phi$	Anströmwinkel der Heißfilmsonde
$\rho$	Dichte des Wassers
$\tau_w$	Wandschubspannung

## Literatur

- [1] D.A. Drew  
"Analytical modeling of multiphase flows"  
Boiling Heat Transfer, R.T.Lahay (Editor), Elsevier, 1992, pp. 31-84
- [2] M. Wörner, A. Blahak, W. Sabisch, G. Grötzbach and D.G. Cacuci  
"Ein Konzept zur Grobstruktursimulation turbulenter Zweiphasenströmungen"  
GVC Fachausschußsitzung Mehrphasenströmungen, March 2-6, 1998, Aachen, paper 2.29
- [3] A. Serizawa, I. Kataoka and I. Michiyoshi  
"Turbulence structure of air-water bubbly flow – I-III"  
Int. J. Multiphase Flow 2 (1975), pp. 221,259
- [4] S.K. Wang, S.J. Lee, O.C. Jones, R.T. Lahey Jr.  
"3-D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows"  
Int. J. Multiphase Flow 13 (1987), pp. 327-343
- [5] T.J. Liu  
"Bubble size and entrance length effects on void development in a vertical channel"  
Int. J. Multiphase Flow 19 (1993), pp. 99-113
- [6] T.J. Liu and S.G. Bankoff  
"Structure of air-water bubbly flow in a vertical pipe – I-II"  
Int. J. Heat and Mass Transfer 36 (1993), pp. 1049-1072

- [7] I. Zun  
 "Transition from wall void peaking to core void peaking in turbulent bubbly flows"  
 in: N.H.Afgan(Ed.), Transient Phenomena in Multiphase Flow, Hemisphere, Washington, DC, 1988, pp. 225-245
- [8] I. Kataoka and A. Serizawa  
 "Interfacial area concentration in bubbly flow"  
 Nuclear Eng. Design 120 (1990), pp. 163-180
- [9] A. Serizawa and I. Kataoka  
 "Turbulence suppression in bubbly two-phase flow"  
 Nuclear Eng. Design 122 (1990), pp. 1-16
- [10] M.L. Bertodano  
 "Turbulent bubbly two-phase flow in a triangular duct"  
 PhD. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, New York, USA, 1992
- [11] S. Kalkach-Navarro, R.T. Lahey Jr., D.A. Drew and R. Meyder  
 "Interfacial area density, mean radius and number density measurements in bubbly two-phase flow"  
 Nuclear Eng. Design 142 (1993), pp. 341-351
- [12] T. Hibiki, M. Ishii  
 "Experimental study on interfacial area transport in bubbly two-phase flows"  
 Int. J. Heat and Mass Transfer 42 (1999), pp. 3019-3035
- [13] I. Kataoka, A. Serizawa and D.C. Besnard  
 "Prediction of turbulence suppression and turbulence modeling in bubbly two-phase flow"  
 Nuclear Eng. Design 141 (1993), pp. 145-158
- [14] G. Class  
 "Computertomographie zur Messung der räumlichen Verteilung des Gasgehaltes in Gas-Flüssigkeits-Zweiphasenströmungen"  
 GVC Fachausschußsitzung Mehrphasenströmungen, March 9-10, 1989, Berlin
- [15] G. Class, R. Meyder and W. Sengpiel  
 "Measurement of spatial gas distribution and turbulence structure in developing bubbly two-phase flow in vertical channels"  
 in: G.Matsui (Ed.), Proc. of the First Int. Conf. on Multiphase Flows-Vol.1, Tsukuba, Japan, September 24-27, 1991, pp. 473-477
- [16] M. Samstag  
 "Experimentelle Untersuchungen von Transportphänomenen in vertikalen Luft-Wasser-Blasenströmungen"  
 FZKA 5662, Februar 1996

- [17] W. Cherdron, G. Grötzbach, M. Samstag, W. Sengpiel, M. Simon, I. Tiseanu  
 "Experimental investigation of air/water bubbly flow in vertical pipes"  
 Proc. of Third International Conference on Multiphase Flow, Lyon,  
 June 8-12, 1998 (CD-ROM)
  
- [18] G. Janssens-Maenhout  
 "Beiträge zur Modellierung und numerischen Simulation von Zweiphasenströmungen mit Wärmeübertragung"  
 FZKA 6228, Februar 1999
  
- [19] A. Tomiyama, I. Zun, H. Tamai, S. Hosokawa and T. Okuda  
 "Measurement of Transverse Migration of Single Bubbles in a Couette Flow"  
 in: G.P.Celata, P.Di Marco and R.K.Shah(Ed.), Two-Phase Flow Modelling  
 and Experimentation, Editioni ETS, Pisa, 1999, pp. 941-948
  
- [20] I. Tiseanu and M. Simon  
 "High Resolution Cone-Beam Tomography for TWO-Phase Flow Diagnostics"  
 in: G.P.Celata, P.Di Marco and R.K.Shah(Ed.), Two-Phase Flow Modelling  
 and Experimentation, Editioni ETS, Pisa, 1999, pp. 1485-1492
  
- [21] J. Becker  
 "Experimentelle Untersuchung von Transportphänomenen und Blasenverteilungen in vertikalen turbulenten zweiphasigen Rohrströmungen"  
 Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik und Institut für Kern-  
 Technik und Reaktorsicherheit, Universität Karlsruhe, Studienarbeit,  
 Januar 1997
  
- [22] J. Fillibeck  
 "Experimentelle Untersuchung der Turbulenzeigenschaften einer abwärts gerichteten Luft-Wasser-Blasenströmung"  
 Institut für Kerntechnik und Reaktorsicherheit, Universität Karlsruhe, Studien-  
 arbeit, Februar 1997

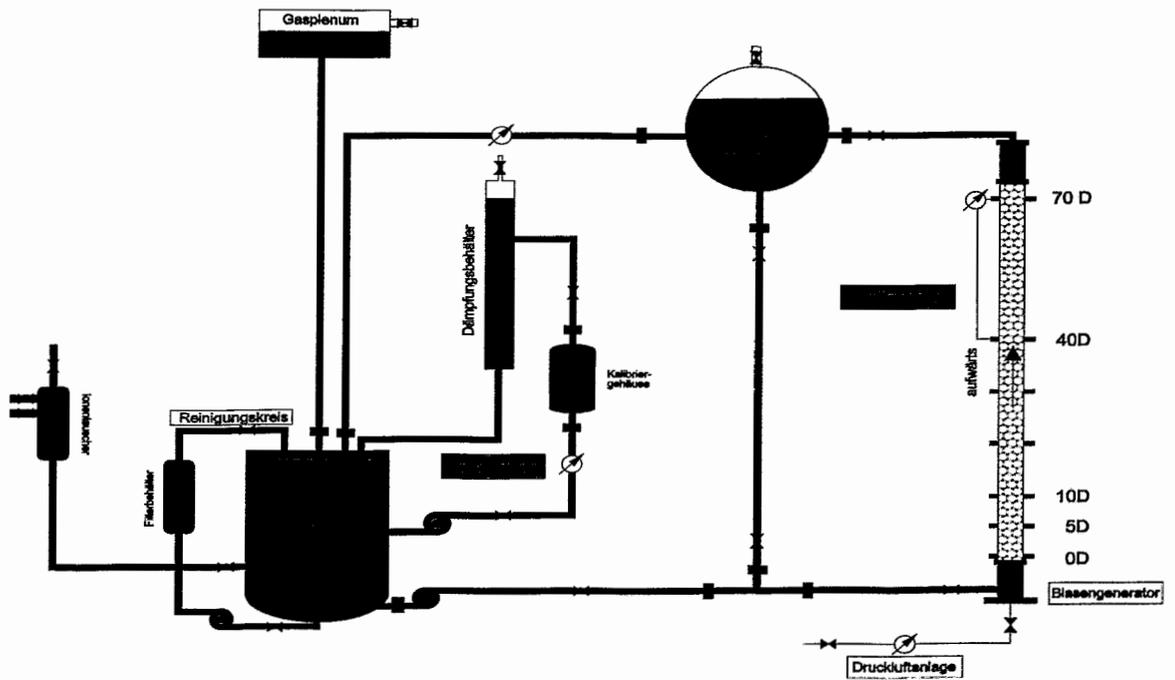


Bild 1: Schema des TWOFLEX 1-Kreislaufes mit Teststrecke für aufwärts gerichtete Luft-Wasser-Blasenströmungen

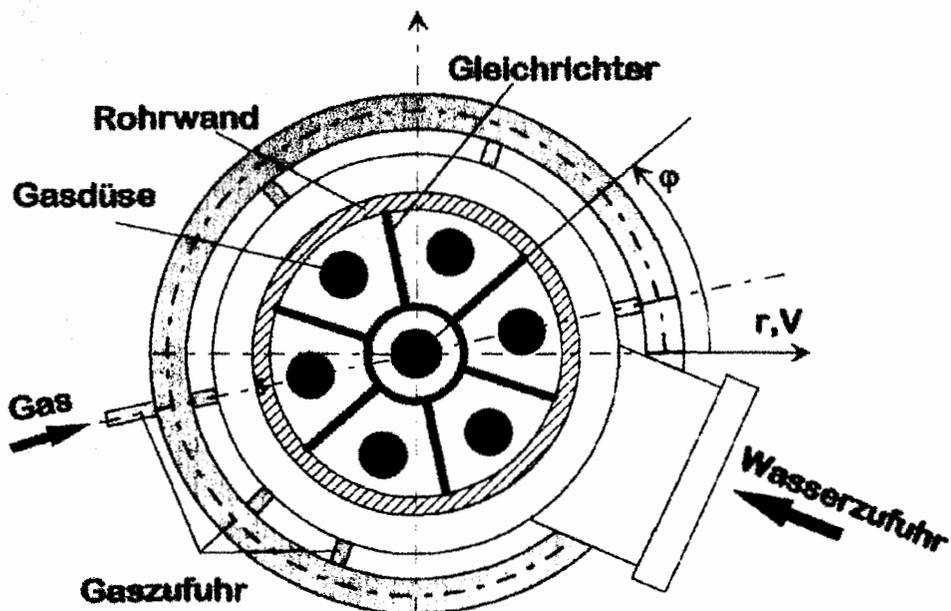
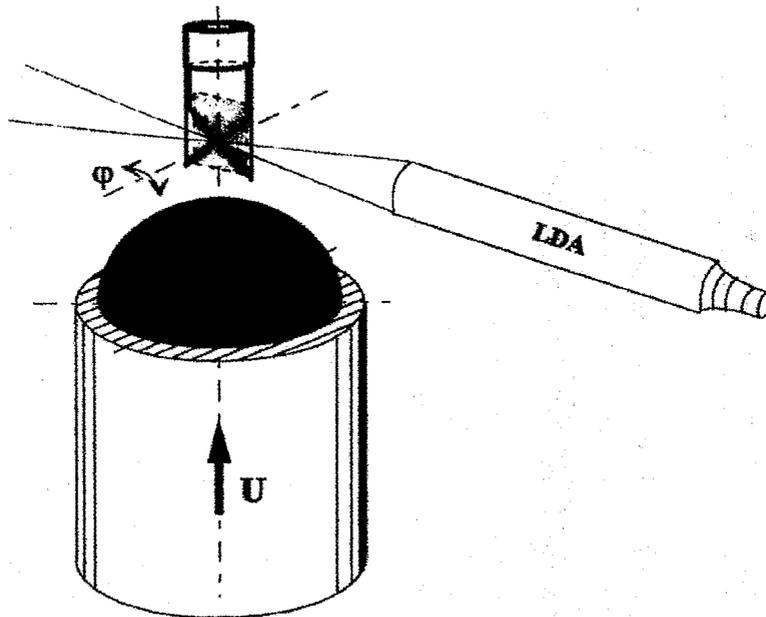
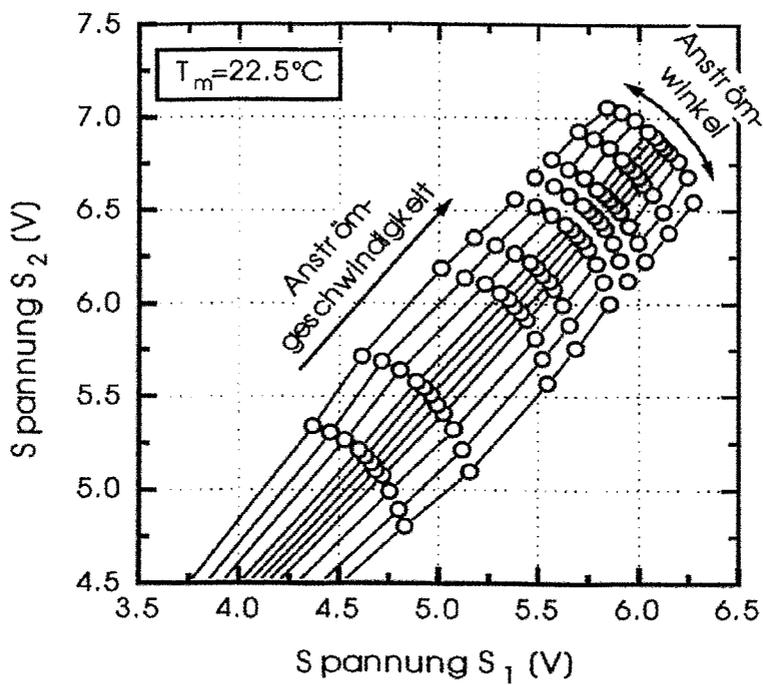


Bild 2: Schematischer Querschnitt durch den Blasengenerator der TWOFLEX 1-Teststrecke; die 7 Gasdüsen sind einzeln betreibbar



(a)



(b)

Bild 3: Schema der Kalibrierung der X-Draht-Heißfilmsonde (a) und resultierendes Kennlinienfeld (b)

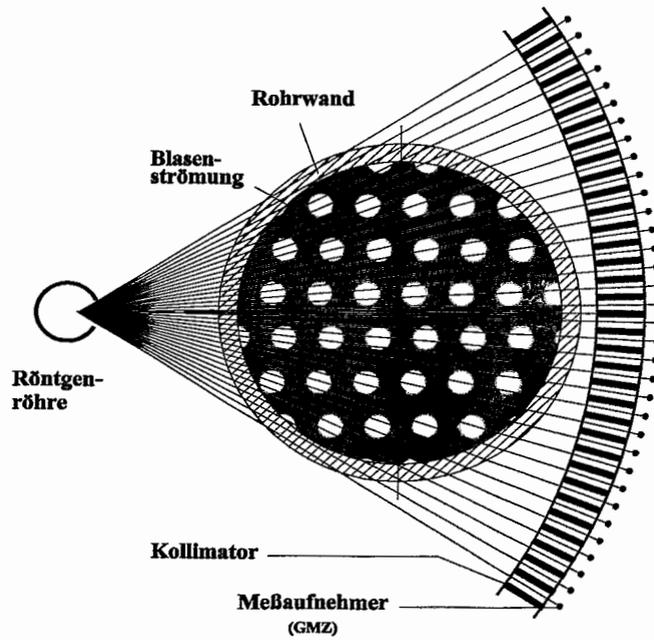


Bild 4: Schema des 2D-Röntgen-Tomographen

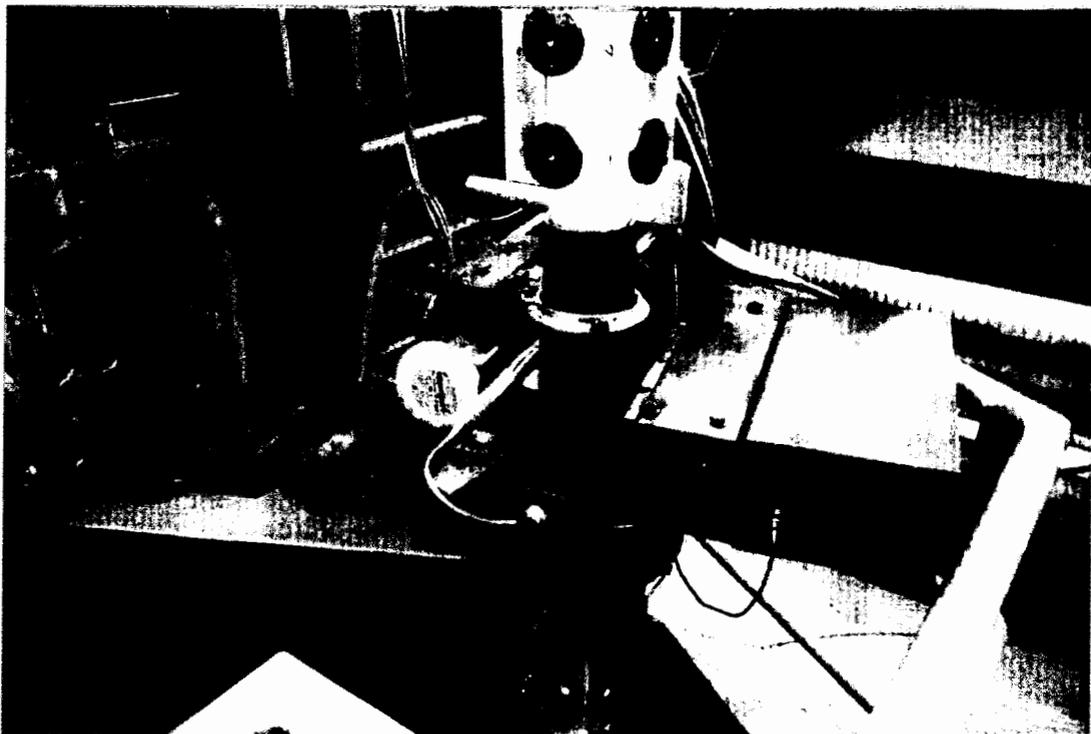


Bild 5: Ansicht des 2D-Röntgentomographen mit Röntgenröhre (links) sowie Kollimator und Meßaufnehmeranordnung (rechts)

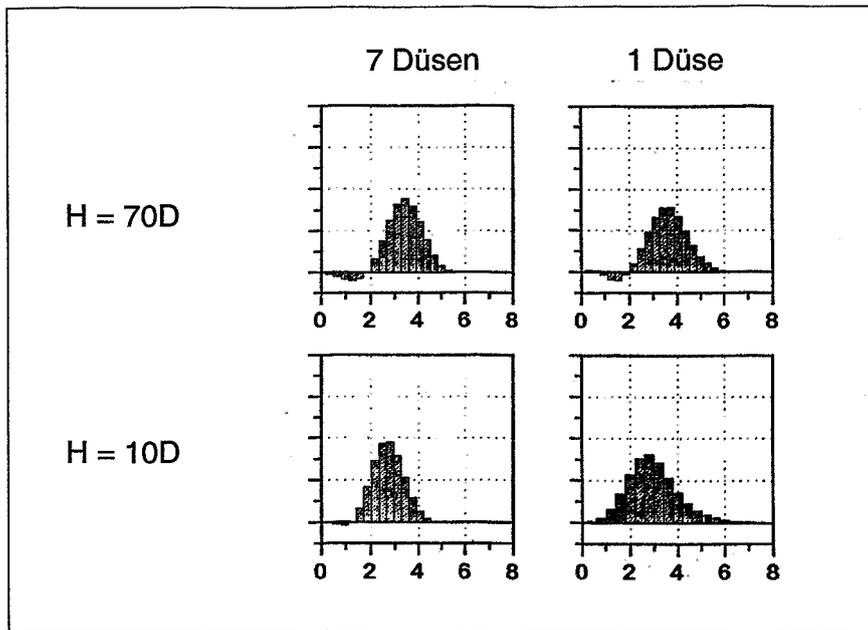


Bild 6: Statistische Verteilungen der Blasendurchmesser (mm), abgeleitet aus Messungen in Kanalmitte mit der Zwei-Sensor-Widerstandssonde ( $j_l = 1.44$  m/s,  $\beta = 10\%$ ) jeweils in 10D- und 70D-Abstand vom Teststreckenbeginn



Bild 7: Photo einer Blasenströmung in der TWOFLEX 1-Anlage mit charakteristischen Blasenformen (Blasendurchmesser 3 ...4 mm); die Kugel links unten hat einen Durchmesser von 4 mm (zum Vergleich)

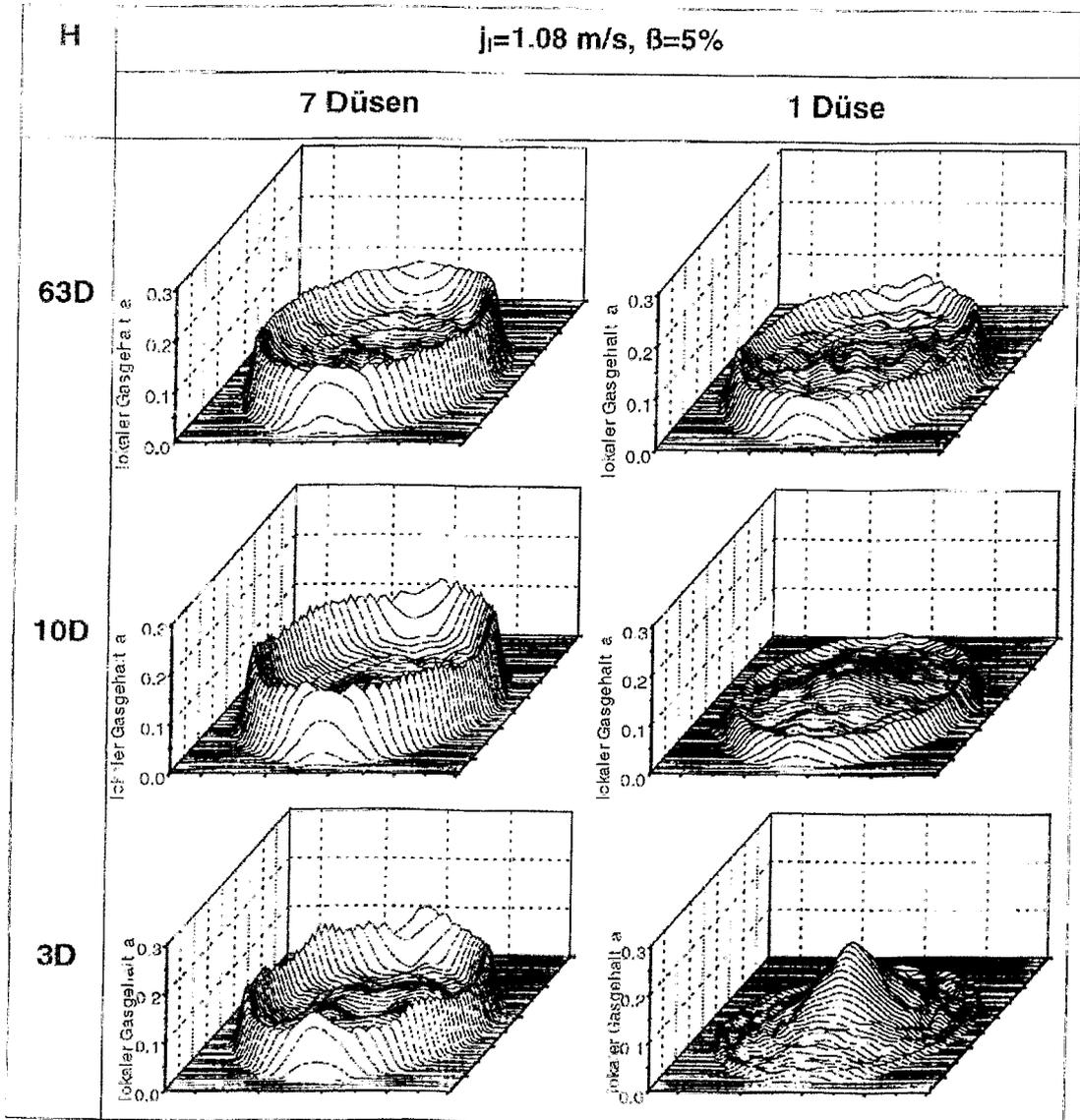


Bild 8a: Gasumverteilung und ‚wall peaking‘ bei symmetrischer Gaszuführung ( $j_1$ : Wasserleerrohrgeschwindigkeit,  $\beta$ : mittlerer volumetrischer Gasgehalt bei  $H=40D$ )

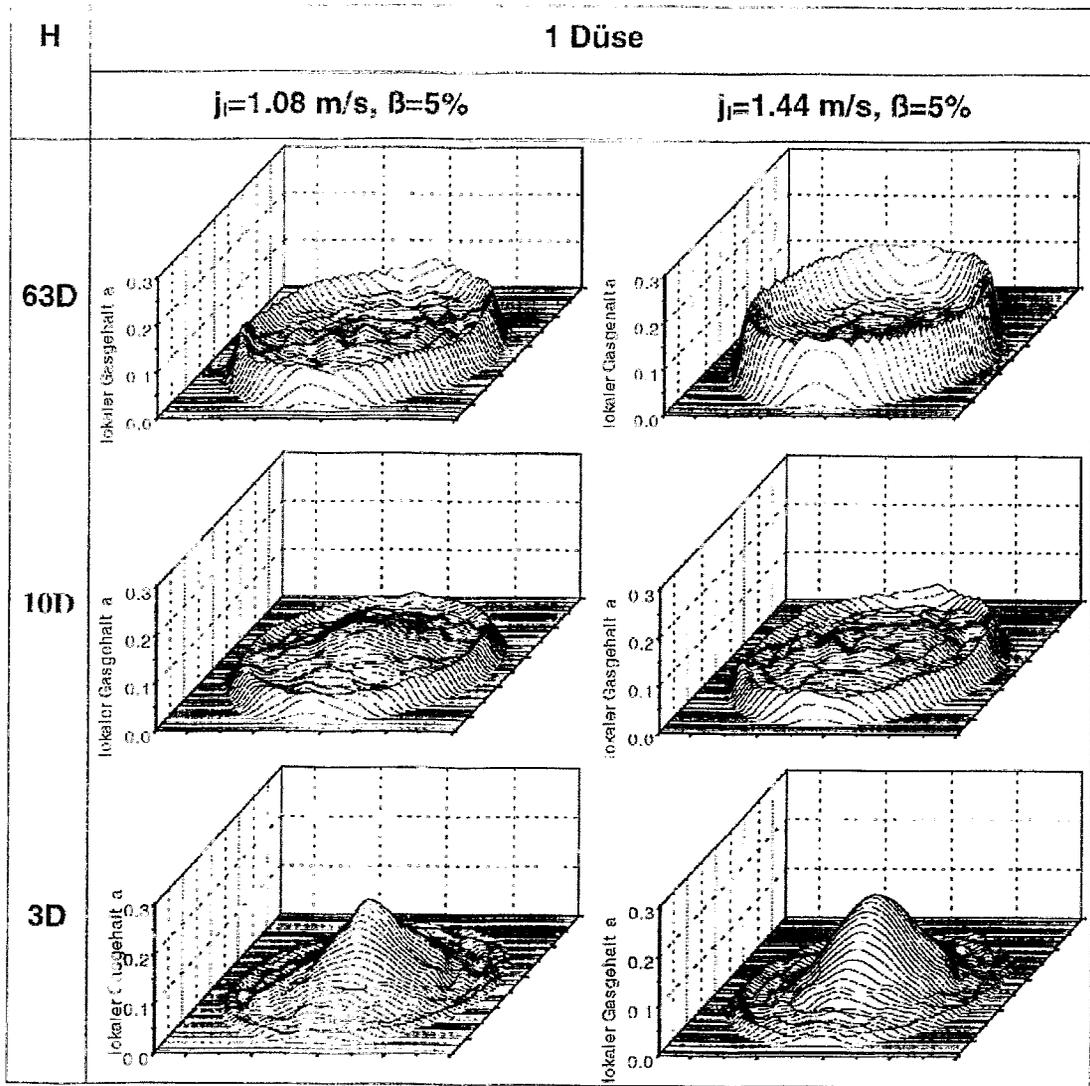


Bild 8b: Vergleich der Gasumverteilung bei Gaszufuhr mit 1 zentraler Düse bei unterschiedlichen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten

H

$|\mathbf{j}|=1.08 \text{ m/s}$ ,  $\beta=5\%$ , 1 Düse

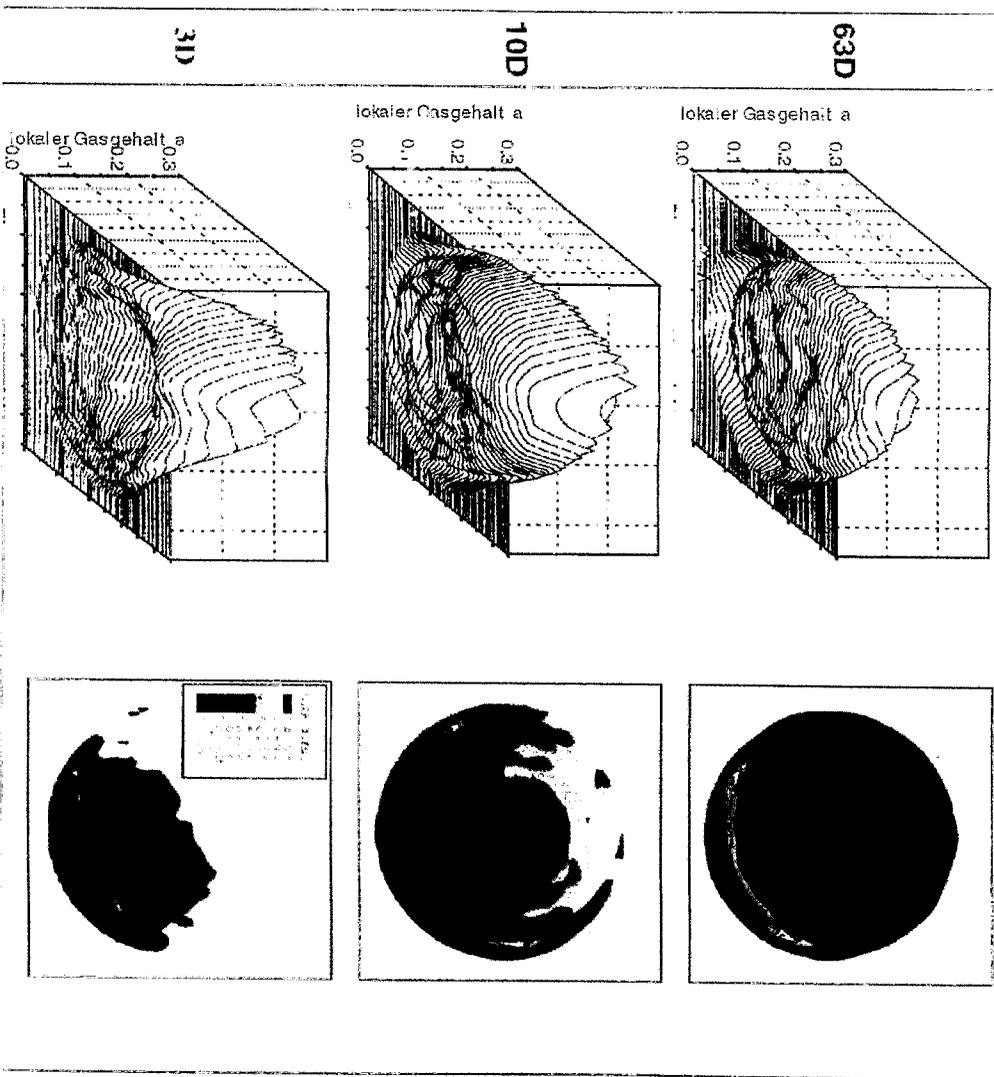


Bild 8c: Gasumverteilung bei nicht-symmetrischer Gaszuführung mit 1 peripheren Düse

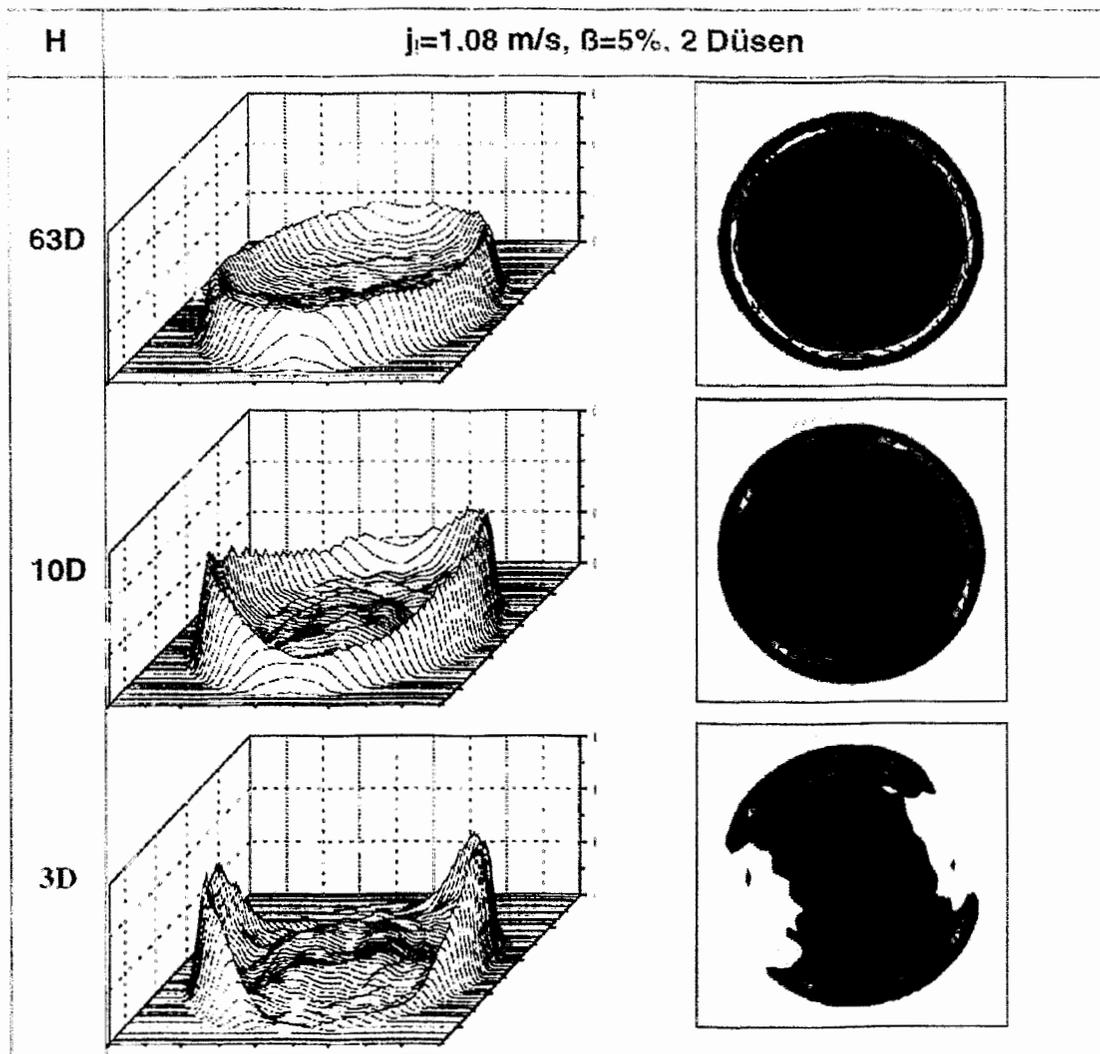


Bild 8d: Gasumverteilung bei nicht-symmetrischer Gaszuführung mit 2 gegenüberliegenden peripheren Düsen

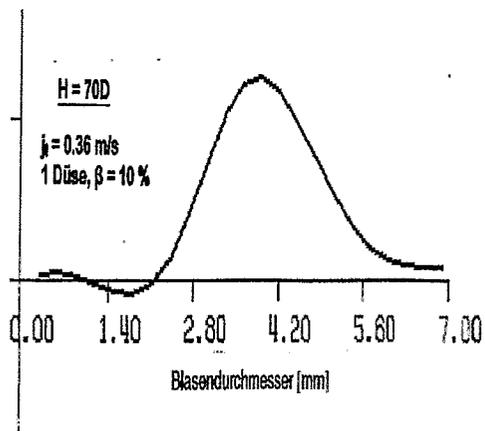
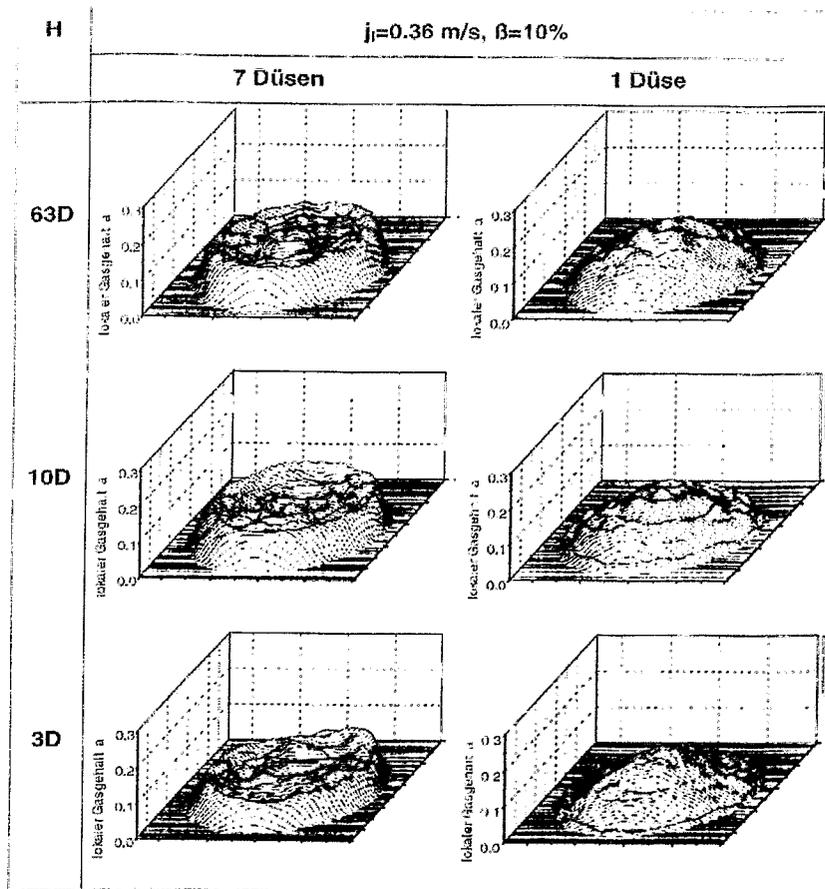


Bild 8e: Gasumverteilung entlang der Teststrecke bei Blasenströmungen mit niedriger Wasserleerrohrgeschwindigkeit (d.h. hohem Schlupf); unten eine gemessene statistische Verteilung der Blasendurchmesser für den Fall mit 1 Düse

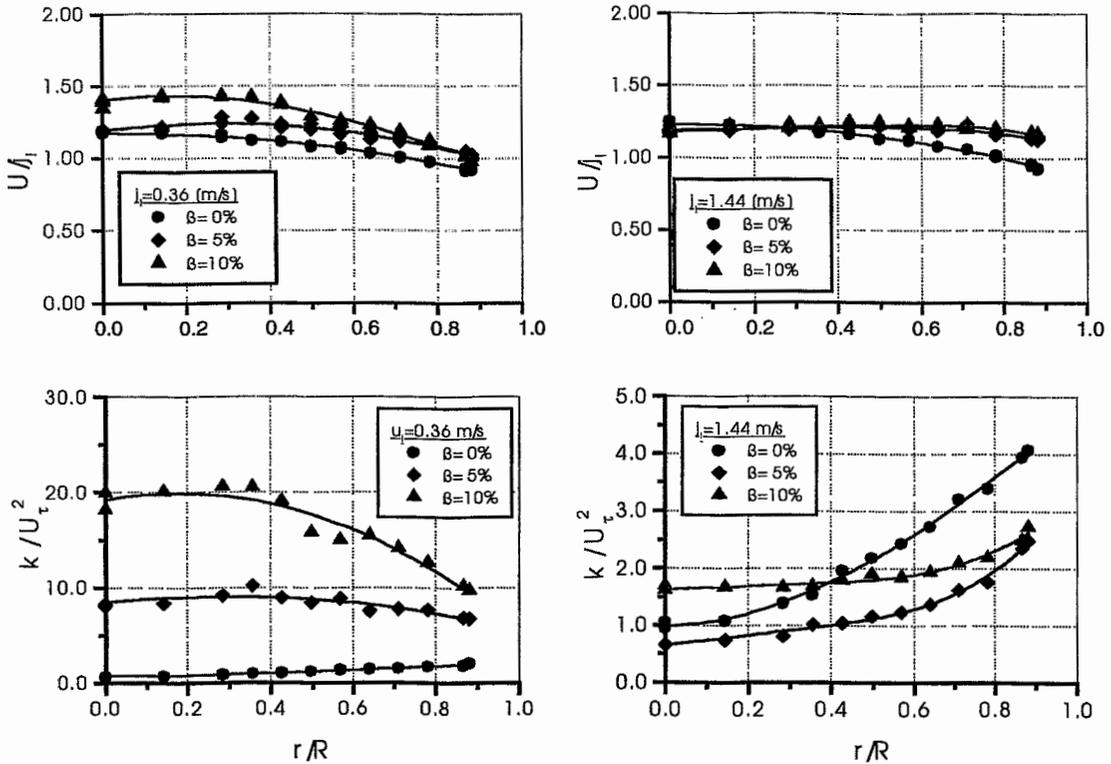


Bild 9: Radiale Profile der zeitlich gemittelten axialen Wassergeschwindigkeiten und der turbulenten kinetischen Energien; links  $j = 0.36$  m/s, rechts  $j = 1.44$  m/s

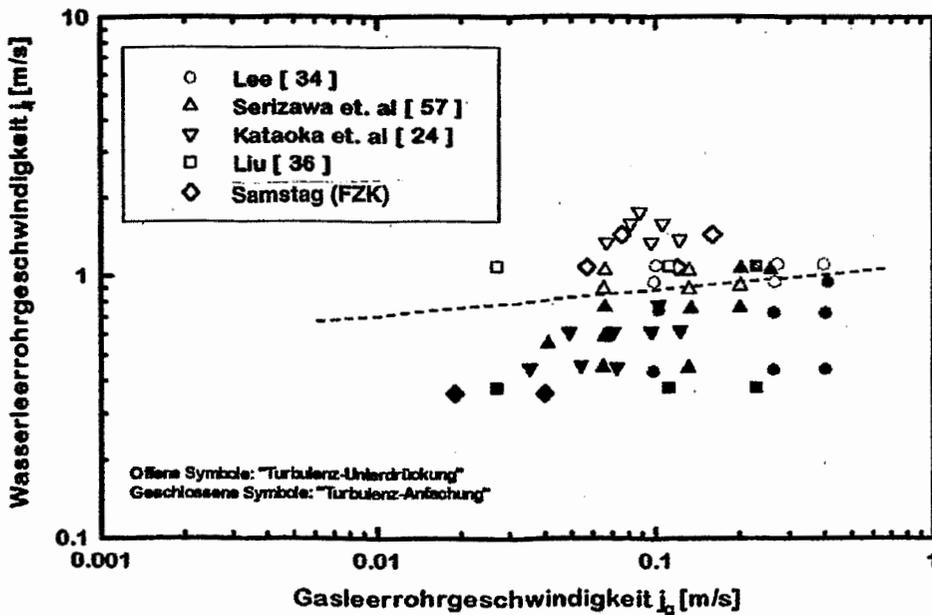


Bild 10: Turbulenzanfächerung und Turbulenzdämpfung in Blasenströmungen als Funktion der Wasser- und Gasleerrohrgeschwindigkeiten ([13], ergänzt durch Daten von Samstag [16])

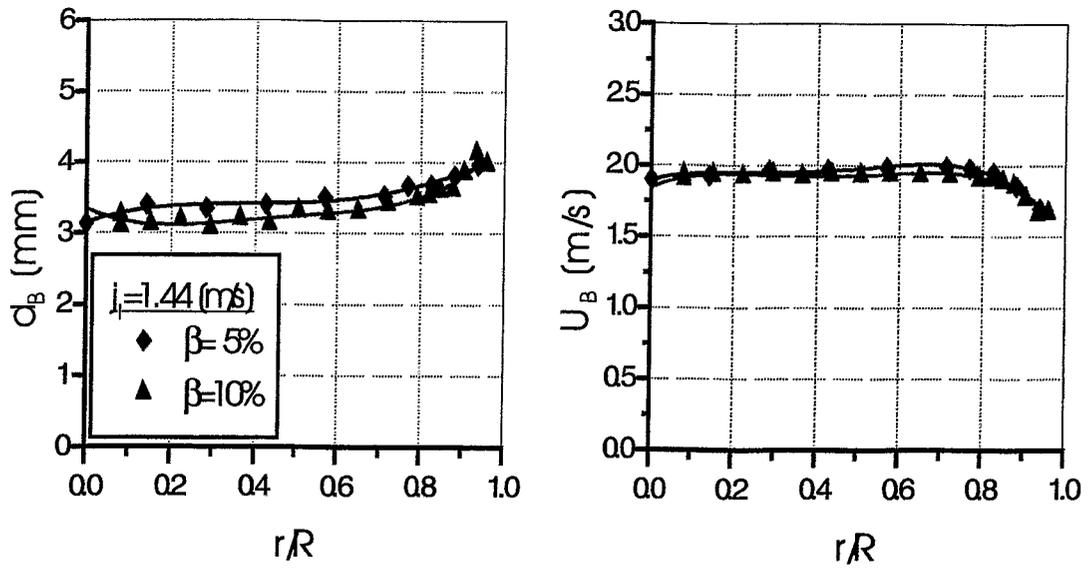


Bild 11 Radiale Profile von Blasendurchmesser ( $d_\beta$ ) und mittlere Blasengeschwindigkeit ( $U_B$ ), gemessen mit der Zwei-Sensor-Widerstandssonde bei  $H = 70D$ ;  $j_i = 1.44 \text{ m/s}$ ,  $\beta = 5\%$  und  $10\%$

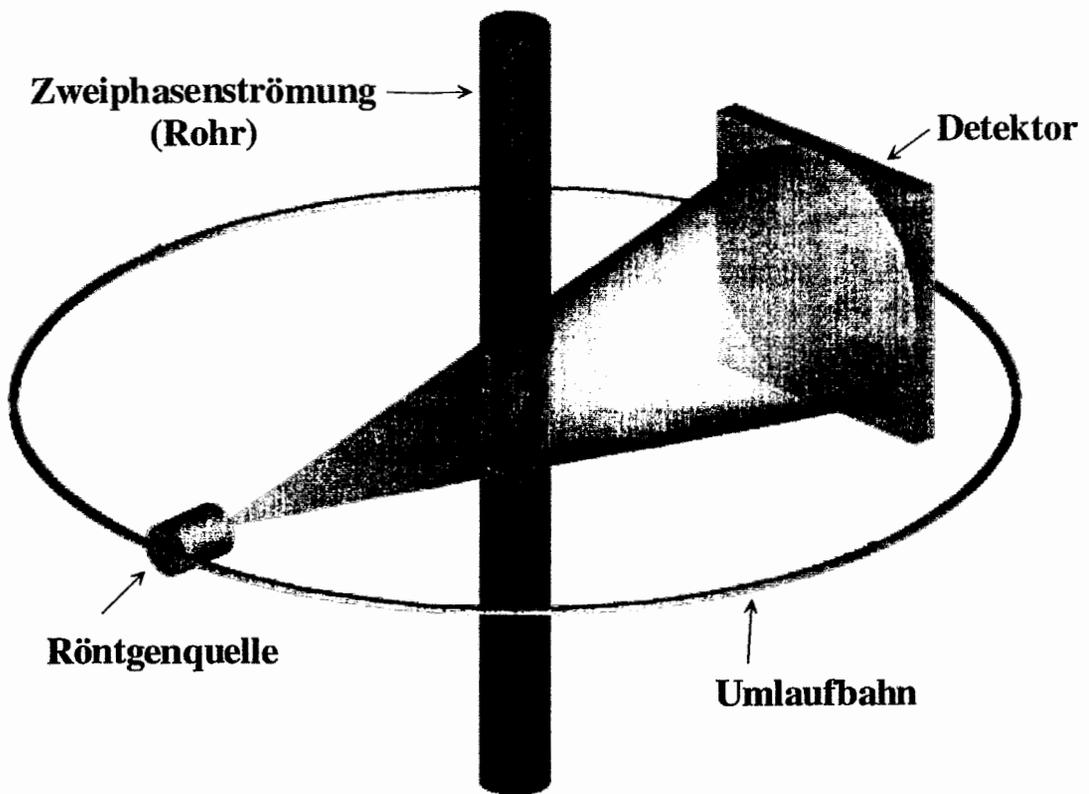


Bild 12: Schema des 3D-Röntgen-Tomographen

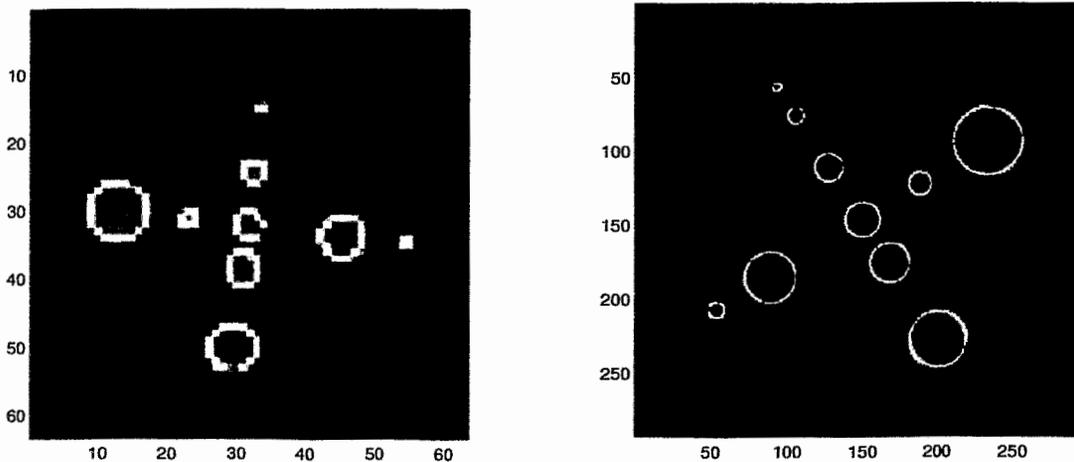


Bild 13: Rekonstruktion eines Probekörpers mit 2D-Tomograph (links) und neuem 3D-Tomograph (rechts); die Bohrungen haben Durchmesser zwischen 1.5 mm und 12 mm; es handelt sich in beiden Fällen um den gleichen Probekörper, die Winkel beider Ansichten sind unterschiedlich

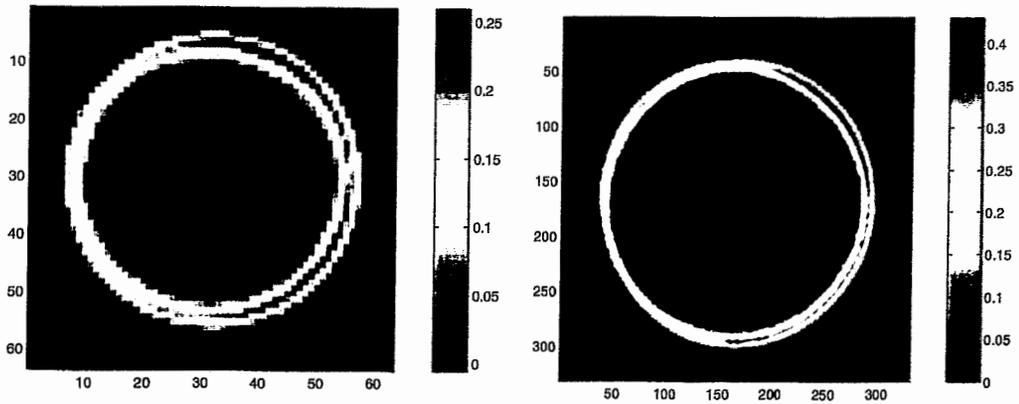


Bild 14: Vergleich der Messungen der Gasverteilungen in aufwärts gerichteter asymmetrischer Blasenströmung mit 2D-Tomograph (links) und neuem 3D-Tomograph (rechts);  $H = 40D$ ,  $j_i = 1.8 \text{ m/s}$ ,  $\beta = 5\%$

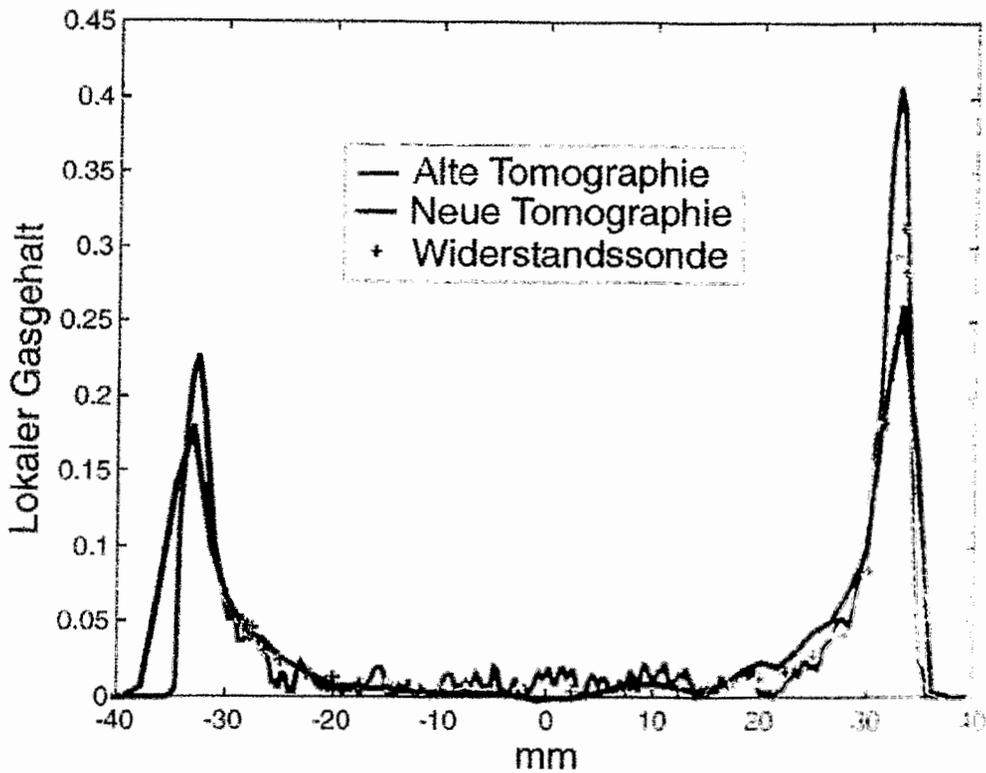


Bild 15: Vergleich radialer Profile des lokalen Gasgehalts, gemessen mit 2D- und 3D-Tomograph sowie der Zwei-Sensor-Widerstandssonde;  $H = 40D$ ,  $j_i = 1.8 \text{ m/s}$ ,  $\beta = 5\%$

# DIE PROBESTROMENTNAHME ZUR BESTIMMUNG DER DISPENSEN PHASE EINER ZWEIPHASENSTRÖMUNG

Robert Eschrich

VDI

## 1. Einleitung

Bei der Entnahme einer repräsentativen Probe aus einer Zweiphasenströmung, die aus einem Trägergas und einer dispersen Phase von Feststoff- oder Flüssigkeitspartikeln besteht, ist die isokinetische oder geschwindigkeitgleiche Absaugung erforderlich; denn in einer beschleunigten oder verzögerten Zulaufströmung kommt es durch die Trägheit der Partikel zu Schlupf, zu Entmischungen und folglich zu Messfehlern bei nachfolgenden Untersuchungen der Probe.

## 2. Absaugverhältnisse

Bild 1 zeigt die Zulaufströmung am achsparallel angeströmten, dünnwandigen Entnahmerohr im Parallelstrom bei unterschiedlichen Absaugverhältnissen a) b) c).

Der Fall a) ist die isokinetische Probenahme. Absauggeschwindigkeit  $w_s$  und Strömungsgeschwindigkeit  $w_o$  stimmen überein. Das Entnahmerohr schneidet den Probestrom einer zylindrischen Stromröhre mit  $D_o = D_s$  aus dem Hauptstrom heraus. Alle Partikel dieses Probestromes – und nur diese – gelangen in das Entnahmerohr. Die Probe ist repräsentativ.

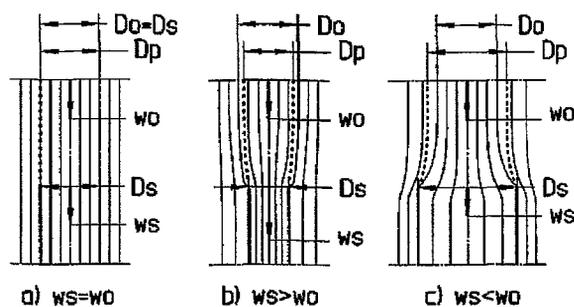


Bild 1 Zulaufströmung

Im Fall b) ist die Absauggeschwindigkeit  $w_s > w_o$ . Die Stromröhre der Zulaufströmung verengt sich von  $D_o$  auf  $D_s$ . Infolge der Trägheit der Partikel weichen die Partikelbahnen von den gekrümmten Strombahnen ab. Mit Sicherheit gelangen nur alle Partikel innerhalb  $D_s$  in das Entnahmerohr. Für die Partikel zwischen  $D_s$  und  $D_o$  gibt es Grenzbahnen, die entscheiden, welche Partikel in das Entnahmerohr gelangen und welche die Einlaufströmung verlassen und am Entnahmerohr vorbeifliegen. Folglich werden im Probestrom Partikel fehlen. Diese Probe ist nicht repräsentativ.

Im Fall c) ist  $w_s < w_o$ . Die Stromröhre der Zulaufströmung erweitert sich von  $D_o$  auf  $D_s$ . Hier gelangen mit Sicherheit alle Partikel innerhalb  $D_o$  in das Entnahmerohr. Die Grenzbahnen zwischen  $D_s$  und  $D_o$  entscheiden, welche Partikel zusätzlich in die Zulaufströmung und in das Entnahmerohr gelangen und welche am Entnahmerohr vorbeifliegen. Ein Überschuss an Partikeln gelangt in den Probestrom. Auch diese Probe ist nicht repräsentativ.

### 3. Isokinetische Probenahme bei Staubgehaltmessungen

Für rechtsverbindliche Messungen z.B. um Nachweis der Einhaltung von Staubemissionsgrenzwerten gibt es die VDI-Richtlinie 2066 Bl.1 für die gravimetrische Bestimmung des Staubgehaltes. Hier wird geschwindigkeitsgleiche Absaugung vorgeschrieben. Sie wird wie folgt definiert: „insbesondere soll durch die Ausführung der Sonde sichergestellt werden, dass die Trennlinien zwischen den Haupt- und Teilströmen von Partikeln und Gas zusammenfallen“

Die Filterkopfsonde Bild 2 [1] [8] mit einem einfachen Entnahmerohr, mit einem Staugerät (Dreilochsonde) für die Strömungsgeschwindigkeit im Hauptstrom und mit einer Messblende für den Probestrom ist ein praktisches Beispiel für die isokinetische Probenahme. Eine Automatik mit computer-gestützter Messwerterfassung gleicht stetig die Absaug-geschwindigkeit  $w_s$  an die Strömungsgeschwindigkeit  $w_0$  durch Regelung des Probestromes an. Bei manueller Messwerterfassung ist die Regelung der Isokinetik mit einer solchen Sonde allerdings zu kompliziert und kaum durchführbar.

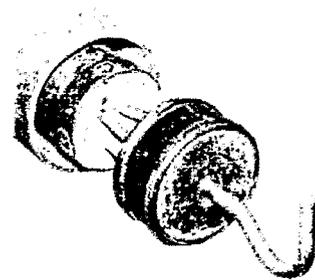


Bild 2 Filterkopfsonde

Die Nulldrucksonde Bild 3 ist eine rationelle Lösung für die isokinetische Probenahme bei rein manuellen Messungen, weil die Anpassung der Absaug-geschwindigkeit an die Strömungsgeschwindigkeit ohne die Bestimmung dieser komplexen Messgrößen möglich ist. Lediglich ein Handstellventil für den Probestrom und ein U-Rohr sind für die Isokinetikregelung an Stelle der Automatik erforderlich. Die Nulldrucksonde hat Druckmessbohrungen an der Außenkontur und eine Druckmessstelle im Entnahmerohr. Die Druckmessstellen sind so am Sondenprofil angeordnet, dass bei gleichen Drücken innen und außen (Nullabgleich am U-Rohr) die Zulaufströmung den isokinetischen Bedingungen entspricht.

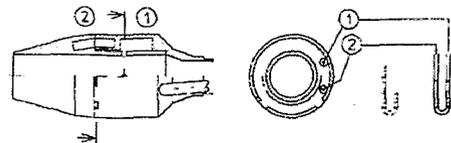


Bild 3 Nulldrucksonde [2]

Gegenüber dem einfachen Entnahmerohr ist die Nulldrucksonde wegen Anordnung der Druckmessstellen relativ dickwandig. Das führt zu einer beschleunigten Umströmung der Sonde mit erhöhtem Strömungswiderstand.

Aber vorteilhaft ist die beschleunigten Strömung für die Anordnung der Druckmessstellen und die Gestaltung der Sonde; denn

- beschleunigte Strömungen sind stabil und liefern zuverlässige Druckwerte
- die beschleunigte Einlaufströmung erleichtert die Gestaltung der Innenkontur
- der zusätzliche Unterdruck verstärkt den Messeffekt
- kurze Baulängen des Sondenkopfes sind möglich

Allerdings werden diese Vorteile bei traditionellen Ausführungen - Bild 4 - kaum genutzt; denn immer noch wird von Fachleuten der Staubmesstechnik die Ansicht vertreten, dass der äußere Druckmesswert dem statischen Druck im ungestörten Hauptstrom entsprechen müsse [3].

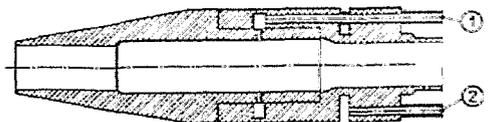


Bild 4 Nulldrucksonde [3]

Das Ergebnis sind lange Sondenköpfe mit langen Laufstrecken bis zu den Druckmessstellen, um die anfangs beschleunigte Umströmung wieder zu verzögern. Dicker werdende Wandgrenzschichten und Instabilitäten der verzögerte Strömung sind die Folge und offensichtlich die Ursachen für zweifelhafte Messergebnisse, die die Nulldrucksonde unnötigerweise in Verruf gebracht haben.

#### 4. Probenahmefehler bei nicht-isokinetischer Absaugung

Bei Konzentrationsmeseinrichtungen, die im kontinuierlichen Dauerbetrieb zuverlässig arbeiten müssen, wird meist auf die Automatik für eine isokinetische Probenahme verzichtet, zumal die betreffenden Messverfahren durchflussabhängig sind und folglich die ständige Anpassung des Probestromes neue Messfehler zur Folge hätte. Die Einrichtungen arbeiten bei diesen Anwendungen mit konstantem Probestrom und werden in der Regel für den Normalfall "Nennlast der Anlage" isokinetisch ausgelegt. Bei Teillast der Anlage sind infolge nicht-isokinetischer Absaugung Probenahmefehler zu erwarten, die entweder nach einer sicheren Abschätzung wegen Geringfügigkeit in Kauf genommen werden oder andernfalls eine systematische Korrektur erfordern.

Zur Frage nach dem Probenahmefehler und dessen Korrektur gibt es eine Reihe von Arbeiten. Im Folgenden werden Ergebnisse aus [4] [5] [6] [7] verwendet.

$$\text{Die Gleichung} \quad M_P/M_P^\circ = 1 + K_0 * [(w_S/w_0) - 1] \quad (1)$$

hat sich bei Untersuchungen von Badzioch [4] und Zenker [5] als sehr nützlich erwiesen.

Darin ist:

$w_0$  die Strömungsgeschwindigkeit des Hauptstromes

$w_S$  die Absauggeschwindigkeit im Eintritt des Entnahmerohres

$M_P^\circ$  die aufgefangene Partikelmenge bei isokinetischer Absaugung  $w_S = w_0$ , dementsprechend  $D_0 = D_S$

$M_P$  die aufgefangene Partikelmenge bei nicht-isokinetischer Absaugung,

$K_0$  der Korrekturbeiwert, der von den Parametern der Strömung, des Gases und insbesondere vom Partikeldurchmesser  $d_P$  abhängt.

Badzioch [4] benutzt die Grenzfälle  $K_0 = 0$  und  $K_0 = 1$  um die Fehlergrenzen nicht-isokinetischer Probenahme abzuschätzen und geht bei weiteren Betrachtungen von einer linearen Abhängigkeit in (1) für den Bereich

$$(w_S/w_0) = 0,5 \dots 4 \text{ aus.}$$

Den empirischen Nachweis der linearen Abhängigkeit (1) erbringt Zenker [5] mit zahlreichen Versuchsergebnissen für den Bereich  $(w_S/w_0) = 0,4 \dots 2,5$ .

Für eine bestimmte Partikelgröße gibt es in einer Zulaufströmung - Bild 1 - eine Grenzbahn, die für die Stromröhre der Partikelfraktion den Anfangsdurchmesser  $D_P$  liefert.

$$\text{Damit gilt für diese Partikelfraktion} \quad M_P/M_P^\circ = D_P^2/D_S^2 \quad (2)$$

Die Gleichungen (1) (2) liefern mit dem Absaugverhältnis  $w_s/w_0 = D_0^2/D_s^2$

$$K_0 = (D_P^2 - D_S^2) / (D_0^2 - D_S^2) \quad (3)$$

eine Beziehung, mit der die Bestimmung des Korrekturbeiwertes auf die Berechnung der Partikel-Grenzbahn zurückgeführt wird.

Der so berechnete Korrekturbeiwert gilt für **eine** Partikelgröße. Für Stäube mit bekannter Größenverteilung kann auf Grund der Linearität von (1) aus den Korrekturbeiwerten der Partikelgrößen bei Berücksichtigung der Häufigkeitsverteilung ein mittlerer Korrekturbeiwert bestimmt werden, so dass Gleichung (1) quasi für eine mittlere Partikelgröße gilt.

Die Extremfälle für  $K_0$  sind (siehe auch Bild 6) :

$K_0 \Rightarrow 0$  Dieser Fall betrifft sehr grobe Partikel, deren Flugbahnen durch  $w_s > w_0$  oder  $w_s < w_0$  nicht beeinflusst werden. Die aufgefangene Partikelmenge ist unabhängig vom abgesaugten Gasstrom.

Es gilt  $M_P/M_P^\circ \Rightarrow 1$  nach (1) und  $D_P \Rightarrow D_S$  nach (3).

$K_0 \Rightarrow 1$  Dieser Fall betrifft sehr feine Partikel, die stets den Stromlinien folgen. Die aufgefangene Partikelmenge ist proportional dem abgesaugten Gasstrom. Die Partikelkonzentration in der Probe ist gleich der im Gasstrom an der Entnahmestelle.

Es gilt  $M_P/M_P^\circ \Rightarrow w_s/w_0$  nach (1) und  $D_P \Rightarrow D_0$  nach (3).

Ein Verfahren zur Berechnung des Korrekturbeiwertes ist in [4] angegeben. Dem Verfahren liegt ein vereinfachtes, dort nicht dargestelltes Strombild der Zulaufströmung zu Grunde.

In [6] stützt sich die theoretische Bestimmung des Probenahmefehlers bzw des Korrekturbeiwertes auf die Berechnung der Partikel-Grenzbahnen in der Zulaufströmung, die durch iterative numerische Auswertung der Differentialgleichung der achssymmetrischen Stromfunktion bestimmt wird.

Bild 5 zeigt als Beispiel das Strombild einer der Zulaufströmungen, deren Stromfunktionen

$$\Psi = \Psi_{i0} + \Psi_{i1} + \Psi_{i2} * [(w_s / w_0) - 1] \quad (4)$$

für unterschiedliche Absaugverhältnisse  $w_s/w_0$  aus den elementaren Funktionen Parallelstrom  $\Psi_{i0}$ , Störung-Sondenkontur  $\Psi_{i1}$  und Einlaufströmung  $\Psi_{i2}$  zusammengesetzt sind.

Für eine Reihe praktischer Beispiele sind Berechnungen durchgeführt worden. Zur allgemeinen praktischen Anwendung sind in [6] die Ergebnisse in normierten Diagrammen unter Verwendung zutreffender Ähnlichkeitszahlen der Strömungstechnik angegeben.

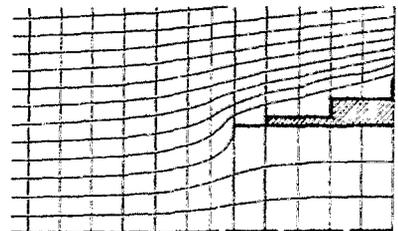


Bild 5 Zulaufströmung mit  $w_s/w_0=0,5$

Zum Vergleich von Theorie und Praxis sind im Anschluss an die Untersuchungen [8]

unter den dort gegebenen bestmöglichen Versuchsbedingungen Staubmessungen mit isokinetischer und mit nicht-isokinetischer Probenahme durchgeführt worden.

Für den Vergleich zeigt Bild 6 zunächst die Partikelmenge für verschiedene Partikeldurchmesser – berechnet nach der Methode [6] mit den Versuchsparametern von [7]. Bild 7 zeigt die zugehörige normierte Partikelkonzentration gemäß

$$C/C^\circ = (M_P/M_P^\circ) / (w_S/w_0) \quad (5)$$

In Bild 7 sind Versuchswerte  $C/C^\circ$  eingetragen. Die Werte sind in [7] durch parallele Messungen mit zwei gleichen Filterkopfgeräten ermittelt worden.

Eine nicht-isokinetische Messung und eine gleichzeitige, isokinetische Messung liefern jeweils die Konzentrationen  $C$  und  $C^\circ$  und damit den normierten Wert  $C/C^\circ$ .

Die Versuchswerte bilden eine denkbare Kurve, deren Verlauf mit relativ geringer Streuung gut zu den berechneten Kennlinien passt und etwa mit der berechneten  $2m\ddot{u}$ -Linie übereinstimmt. Diese Übereinstimmung wird bestätigt durch die Häufigkeitsverteilung des verwendeten Versuchsstaubes - Bild 8 aus [8].

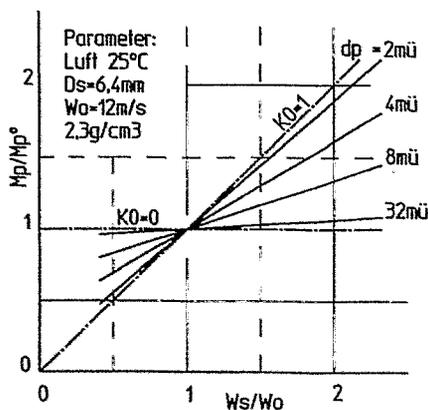


Bild 6 Partikelmenge in [g/g]

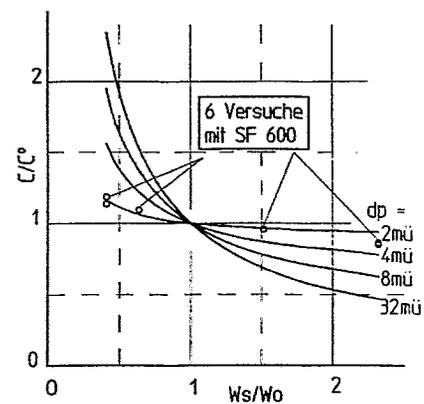


Bild 7 Partikelkonzentration in [(g/m³)/(g/m³)]

Die gute Übereinstimmung ist eine Empfehlung für die praktische Anwendung der Berechnungsmethode [6] - beispielsweise für die Fehlerbewertung von Messergebnissen oder für sinnvolle Anforderungen an Entnahme- und Messeinrichtungen.

Zu bemerken wäre, dass die Handhabung der normierten Diagramme in [6] im Hinblick auf heutige Rechentechnik recht aufwendig ist. Rationeller wäre ein neues Rechenprogramm, das für jede praktische Anwendung die Ergebnisse direkt, damit genauer und schneller liefert.

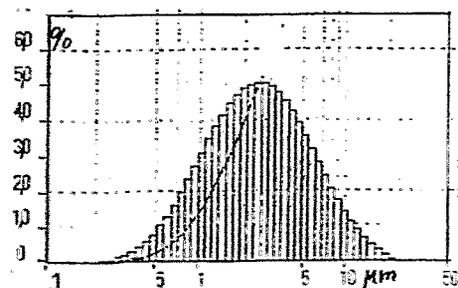


Bild 8 Häufigkeitsverteilung Versuchsstaub SF 600

## 5. Dampfeuchtmessung mit automatischer Probenahmekorrektur

Bei einer Dampfeuchtemesseinrichtung [9] zur Kontrolle der Frischdampfqualität von Sattdampfturbinen (Atomkraftwerke) ist auf die isokinetische Probenahme verzichtet worden, denn an den Schwierigkeiten der geräte-technischen Ausführung wäre die Geräteentwicklung gescheitert. Da auch die mittlere Tröpfchengröße oder die Häufigkeitsverteilung nicht bekannt sind, ist eine Korrektur nach [6] nicht möglich.

Statt dessen wird als weit weniger aufwendige Lösung die doppelte Absaugung [10] mit stark unterschiedlichem, aber definierten Absaugverhältnissen angewandt. Die beiden Entnahmestellen liegen dicht beieinander im Nassdampfstrom, so dass für beide derselbe wahre Feuchtwert vorausgesetzt werden kann.



Bild 9 Dampf-  
feuchtesonde

Aus zwei nicht-isokinetischen, quasi fehlerhaften Feuchtwerten mit den zugehörigen Absaugverhältnissen wird bei der automatischen Messwertverarbeitung der isokinetische Feuchtwert als der wahre Feuchtwert ermittelt und dazu der Korrekturwert, für den nach [6] mit den Parametern der Sattdampfströmung eine mittlere Partikel- oder Tropfengröße bestimmt werden kann.

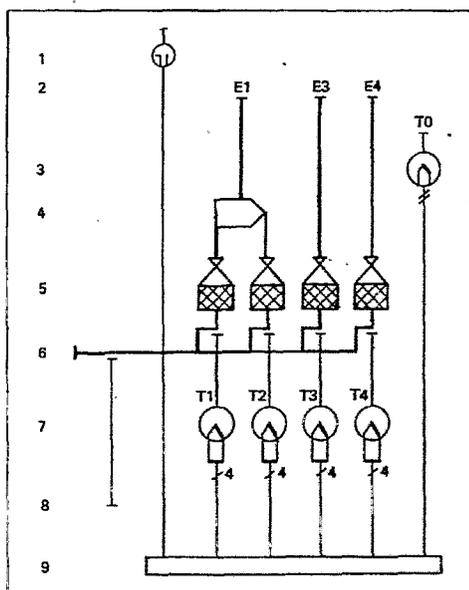


Bild 10 Funktionen der Sonde:

- 1 Staudruck
- 2 Probeentnahme
- 3 Dampftemperatur
- 4 Abscheider: Nassdampf > Sattdampf
- 5 Schalldüse + Füllkörperschicht
- 6 Abdampfstopfen
- 7 Entspannungstemperatur
- 8 Gegendruck
- 9 Messwertverarbeitung

## Literatur

- [1] Eschrich Filterkopfsonde zur gravimetrischen Bestimmung des Staubgehaltes in strömenden Gasen  
DE 4129697 C2 erteilt am 17.2.94
- [2] Eschrich Neue gravimetrische Staubmessgeräte mit Nulldrucksonden  
Energietechnik – 26.Jg. – Heft 4 – April 1976
- [3] Schneyer Labor- und Feldmessungen mit zwei Nulldrucksonden zur Staubemissionsmessung  
Sonderdruck aus Mitteilungen für die Mitglieder des Technischen Überwachungs-Vereins Bayern e.V., Heft 5/79
- [4] Badzioch Correction for Anisocinetik Sampling of Gas-borne Dust Particles  
Journal of the Institute of fuel, March 1960
- [5] Zenker Staubgehaltsbestimmung in strömenden Gasen mit Absaugsonden  
Staub-Reinh. Luft 31 (1971) Nr. 6
- [6] Eschrich Die Probenahme bei Nassdampf- oder Staubmessungen  
Interner Bericht aus dem Kraftwerksanlagenbau 1973
- [7] Eschrich Versuche zur nicht-isokinetischen Probenahme -  
1996 im Hessischen Landesumweltamt Kassel durchgeführt
- [8] Kaletta Ermittlung von Verfahrenskenngrößen eines Messverfahrens zur Messung partikelförmiger Schadstoffe in Abgasen mit Hilfe eines neu entwickelten Staub-Meßsystems  
Eickhoff Hessische Landesanstalt für Umwelt, Außenstelle Kassel  
September 1996
- [9] Eschrich Dampffeuchtemesseinrichtung  
Mitteil. aus dem Kraftwerksanlagenbau der DDR 2/85
- [10] Eschrich Mess- und Probenahmeinrichtung  
Patent DD110351 erteilt am 29.04.81

# OPTISCHE TOMOGRAPHIE FÜR DIE DIAGNOSTIK VON ZWEIPHASENSTRÖMUNGEN

U. Hampel\*, E. Schleicher\*\* und M. Silva\*\*

\* *Institut für Sicherheitsforschung, Forschungszentrum Rossendorf*

\*\* *Institut für Biomedizinische Technik, Technische Universität Dresden*

## 1 Einleitung

Die Untersuchung transienter und stationärer Strömungsformen in Gas-Flüssigkeits-Gemischen, beispielsweise in Rohrleitungen, stellt ein herausforderndes meßtechnisches Problem dar. Aus dem Spektrum der Meßverfahren sind insbesondere nichtinvasive computertomographische Ansätze von Interesse, da durch solche neben räumlich und zeitlich integralen Parametern, wie Gas- oder Dampfgehalt und mittlere Blasengröße, auch lokale Parameterverteilungen oder sogar Phasengrenzgeometrien bestimmt werden können.

Seit der Begründung der Röntgen-CT durch Cormack und Hounsfield [1],[2] wurden für eine Reihe von physikalischen Meßverfahren computertomographische Ansätze entwickelt. In Hinsicht auf eine Nutzung solcher Techniken für die Diagnostik hochkinetischer Zweiphasenströmungen kommen dabei aber nicht alle Verfahren in die engere Auswahl. Kritische Parameter sind das räumliche und zeitliche Auflösungsvermögen sowie die Kosten. Beim Vergleich der Verfahren wird sehr schnell deutlich, daß insbesondere die aus der medizinischen Diagnostik bekannten Techniken mit hoher Ortsauflösung, wie Röntgen-CT, MRT oder SPECT/PET, entweder gar nicht oder nur mit sehr hohen Kosten (Gradientenecho-MRT, Elektronenstrahl-CT) die erforderlichen Zeitauflösungen im Millisekundenbereich erreichen. Alternative Verfahren, wie die Impedanz- oder Kapazitätstomographie, erzielen dagegen nicht die gewünschte Ortsauflösung im Millimeterbereich.

Ein optisches CT-Verfahren kann im Fall optisch klarer Fluide die Ansprüche an ein hohes zeitliches und räumliches Auflösungsvermögen bei gleichzeitig nichtinvasiver Messung und vertretbaren Kosten prinzipiell erfüllen. Ein weiterer Vorteil besteht in der Tatsache, daß dieselben tomographischen Sensoren auch im Bereich optisch trüber Fluide für die Tomographie eingesetzt werden können. In diesem Fall sind jedoch völlig andere Rekonstruktionsalgorithmen erforderlich, welche denen der Impedanz- oder Kapazitätstomographie ähnlich sind [5]. Ein Nachteil der optischen CT besteht, ähnlich wie bei Ultraschalltechniken, in der physikalischen Natur der Lichtstrahlungsausbreitung. So wird der Lichtweg in optisch klaren Zweiphasengemischen durch Reflexionen und Brechungen an den Phasengrenzen bestimmt. Dies führt einmal zu störenden Streulichteffekten bei hohen Gasanteilen, zum anderen stellt sich die Transmissionssignalbildung als nichtlinearer Prozeß dar, dem in Bezug auf die Bildrekonstruktion Rechnung getragen werden muß.

Im Rahmen eines in Zusammenarbeit zwischen dem Institut für Sicherheitsforschung am FZ Rossendorf und dem IBMT an der TU Dresden durchgeführten Projektes soll die Anwendbarkeit einer optischen CT für strömungsdiagnostische Problemstellungen untersucht werden. Insbesondere stehen dabei der Aufbau eines experimentellen optischen Sensors für die Messung und Visualisierung von Gasverteilungen in Wasser-Luft-Gemischen sowie die Entwicklung angepaßter Rekonstruktionsalgorithmen im Vordergrund.

## 2 Optische Direktstrahl-CT an Rohrleitungsquerschnitten

### 2.1 Grundlagen

Die an das optische CT-System gestellte Aufgabe liegt in der Darstellung der zeitintegralen oder momentanen Gasgehaltsverteilung innerhalb einer Schnittebene einer Rohrleitung. Dies wird durch eine im Transmissionsmeßverfahren arbeitende Anordnung optischer Quellen und Detektoren realisiert (Abb. 1). Die Sender und Empfänger sind entlang des Rohrrinnenumfangs der Schnittebene in äquidistanten Abständen wechselseitig angeordnet. Die Sender werden durch eine Ansteuerelektronik einzeln sequentiell hell getastet und dabei die Lichtintensitätssignale an allen Detektoren parallel erfaßt. Ein Meßdatensatz besteht so aus den  $N \times N$  Transmissionsmeßdaten für alle Optodenpaare. Das gegenwärtig entwickelte experimentelle Meßsystem besteht aus 32 Detektoren (Photodioden) und 32 Sendern (LEDs) und befindet sich an einem Rohr mit 2" Innendurchmesser. Damit liegt die geometrisch bestimmte Ortsauflösung des Sensors bei ca. 5mm sowie die zeitliche Auflösung bei ca. 300 Bildern/Sekunde. Eine weitere Steigerung beider Parameter durch eine verbesserte Datenerfassungselektronik bzw. den Einsatz kleinerer und empfindlicherer optischer Bauelemente ist möglich.

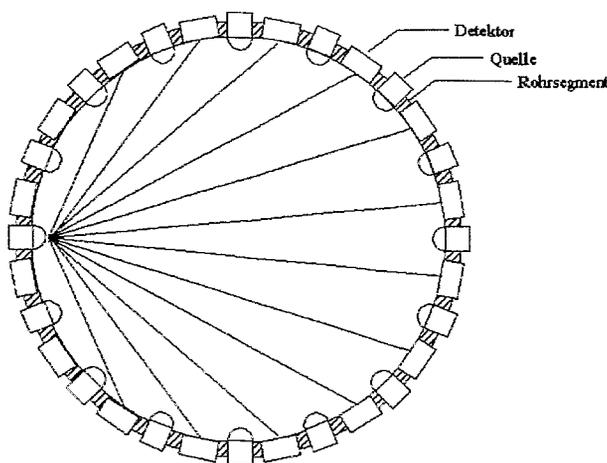


Abb. 1: Schematische Darstellung der optischen Fächertomographieanordnung in einem Rohrquerschnitt

Das von einer LED abgestrahlte Licht fällt innerhalb eines großen Strahlungskegels auf die entlang des Querschnittsrandes angeordneten Detektoren. Damit entspricht das Datenaufnahmeverfahren dem der Röntgen-Fächerstrahltomographie. Die Oberfläche der Rohrrinnenwandung ist schwarz mattiert, so daß eine Reflexion des Lichtes an der Wand weitestgehend unterbunden wird. Durch die Abstrahlfläche der Lichtquelle sowie die photosensitiven Flächen der Detektoren werden Durchstrahlungskanäle durch das Rohr festgelegt. Gelangt eine Gasblase mit der Strömung in einen solchen Durchstrahlungskanal, wird die Lichtübertragung infolge von Reflexion und Brechung teilweise oder ganz unterbrochen. Wird angenommen, daß das aus der ursprünglichen Strahlrichtung abgelenkte Licht nicht durch Mehrfachreflexionen zufällig auf den betrachteten Detektor fällt, dann ist die Lichtintensität am Detektor ein Maß für die Strahlungskanalüberdeckung durch die Blase. Dieses Signal kann durch weitere Segmentierung oder Schwellwertbildung verbessert werden. Ein typisches gemessenes Strahlunterbrechungsmuster für einen Strahlungskanal mit ca. 3mm Durchmesser ist in Abb. 3 dargestellt.

Ein Problem des Verfahrens besteht in der Tatsache, daß Licht auch über Ein- oder Mehrfachreflexionen in die Detektoren fallen kann. Ähnlich wie für die gestreuten Strahlungsquanten in der Röntgen- und Nukleartomographie sind auch hier die Auswirkungen durch technische Maßnahmen prinzipiell reduzierbar. Weiterhin ist zu bemerken, daß es an den Phasengrenzen zu einer Aufstreuung des Strahlungsbündels in alle drei Raumrichtungen kommt, so daß dadurch bereits die Streulichtintensität stark abgesenkt wird.

Bei stationärer sowie bei momentaner Messung ist zu berücksichtigen, daß die strahlintegrale Schwächung in nichtlinearer Weise mit dem Gasgehalt im Strahlweg verknüpft ist. Insbesondere wird die Auswirkung dieser Nichtlinearität auf momentane Messungen deutlich, da hier die Strahlabdeckung einer einzigen Phasengrenze ausreicht um weitere Phasengrenzen im Strahlweg zu verbergen. Dennoch kann mit der vorgesehenen tomographischen multi-view-Datenaufnahme ein bedeutender Informationsgewinn gegenüber Einzelstrahlmessungen erreicht werden, welcher eine Rekonstruktion selbst komplexerer Blasenagglomerationen ermöglicht. Die Entwicklung von Korrekturverfahren zur quantitativen Bestimmung von strömungstechnischen Parametern stellt dabei eine zukünftige Aufgabe dar.

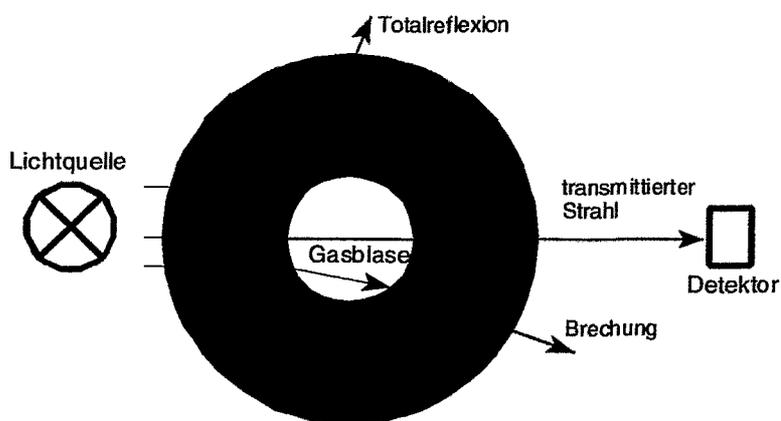


Abb. 2: Signalbildung im optischen Strahlweg durch Brechung und Reflexion des Lichtes an Phasengrenzen.

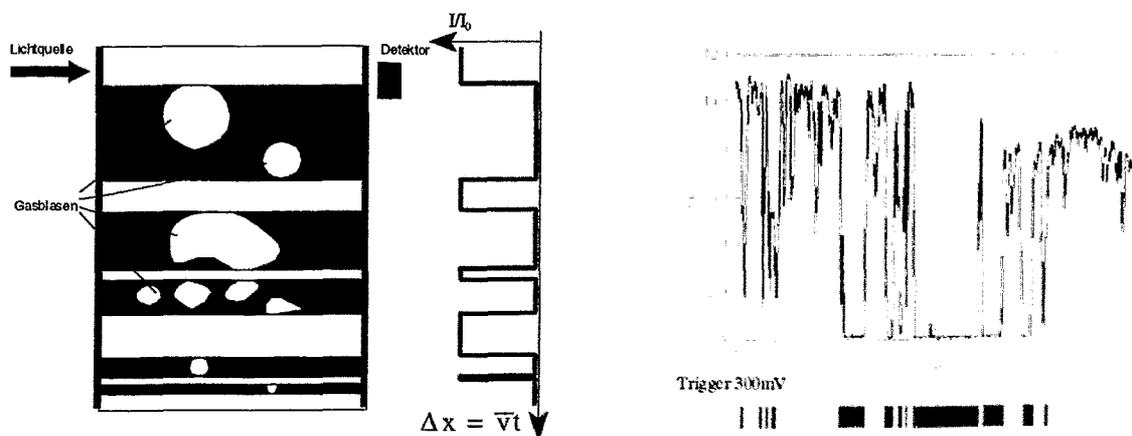


Abb. 3: Erwartetes zeitliches Transmissionssignal für einen zentralen Messstrahl (links) und experimentell gemessener Intensitätsverlauf am Photodetektorausgang (rechts). Das gemessene Unterbrechungsmuster für den Messstrahl kann mittels Schwellwertbildung binarisiert werden.

## 2.2 Tomographische Bildrekonstruktion

Die während der Messung erfaßten Lichttransmissionswerte der Quell-Detektor-Paare werden in einem zweidimensionalen Datenfeld gespeichert. Wie Abb. 6 in der 2. Spalte zeigt, sind in diesem jeweils die Schwächungswerte mit dem Zeilenindex der Quelle und dem Spaltenindex des von der Quelle aus gezählten Detektors abgelegt. Eine einzelne Gasblase repräsentiert sich somit durch einen sinusförmig mit der Drehung des Fächers abgebildeten Schatten, dessen Bahnamplitude durch die Exzentrizität der Blase in Bezug auf den Mittelpunkt der Schnittebene festgelegt ist. Ein solches Sinogramm stellt den Ausgangsdatensatz für die Rekonstruktion des Schnittbildes dar.

Als Rekonstruktionsverfahren der CT kommen analytische und iterative Algorithmen zur Anwendung. Beide Verfahren unterscheiden sich sowohl in der Qualität der erzeugten Bilder als auch im Berechnungsaufwand. Die analytischen Verfahren beruhen auf einer geschlossenen Lösung des computertomographischen Abbildungsproblems. Das sogenannte inverse Problem wurde bereits lange vor der technischen Nutzung der CT durch J. Radon gelöst. [3] Ebenso wie die heute i.a. eingesetzten Verfahren der gefilterten Rückprojektion basiert die Lösung auf einem linearen systemtheoretischen Ansatz. Dabei werden die gesuchte Objektverteilung  $\mu = \mu(x, y)$  als zweidimensionale Funktion in kartesischen Koordinaten, die Meßdaten  $m = m(\varphi, \alpha)$  als zweidimensionale Funktion des Fächerrotationswinkels  $\varphi$  sowie des Meßstrahlwinkels  $\alpha$  im Fächer und die Meßwertbildung als linearer Projektionsoperator  $F$  mit

$$m = F\{\mu\} \quad (1)$$

beschrieben. Bei der Konstruktion des inversen Operators  $F^{-1}$  wird zunächst wegen der unterschiedlichen Koordinatensysteme vom  $m$  und  $\mu$  eine Rücktransformation der Daten in den Objektraum durchgeführt. Diese wird durch die sogenannte ungefilterte Rückprojektion  $B$  mit

$$\mu_R = B\{m\} \quad (2)$$

geleistet, bei welcher jeder gemessene Schwächungswert gleichmäßig entlang des ihm zugeordneten Meßstrahls über das Bild aufsummiert wird. Das dabei entstehende Verschmierungsbild kann aufgrund vorausgesetzter Nichtlinearität und Ortsinvarianz des Produktoperators  $BF$  durch die aus seiner Inversen abgeleitete Filterfunktion  $H$  mit

$$\mu = H\{\mu_R\} = (BF)^{-1}\{\mu_R\} \quad (3)$$

korrigiert werden. Das aus der Inversen  $(BF)^{-1}$  abgeleitete Bildfilter  $H$  stellt eine Hochpaßfunktion dar und wird deshalb üblicherweise noch mit einem Korrekturfilter mit rauschmindernder Wirkung kombiniert. Das Verfahren der gefilterten Rückprojektion ist vor allem durch kurze Rechenzeiten gekennzeichnet, verlangt aber wegen der vorausgesetzten Ortsinvarianz einen vollständigen Projektionsdatensatz und ist kaum in der Lage, nichtlineare Zusammenhänge oder a-priori-Informationen zu berücksichtigen.

Iterative Verfahren der CT basieren auf einer algebraischen Beschreibung des Abbildungsproblems. Der Meßdatensatz wird als eindimensionaler Vektor  $m$ , das zu rekonstruierende Bild mit den auf einer Pixelbasis diskretisierten Schwächungswerten als eindimensionaler Vektor  $\mu$  notiert, womit Gl. (1) in das lineare Gleichungssystem

$$m = K \mu, \quad (4)$$

mit der Abbildungsmatrix  $\mathbf{K}$  übergeht. Deren Elemente  $K_{ij}$  sind dabei durch die geometrisch definierte Überlappungsfläche des  $i$ -ten Meßstrahls mit dem  $j$ -ten Pixel gegeben. Das Rekonstruktionsproblem besteht in der Berechnung des unbekanntes Objektvektors  $\mu$  aus dem bekannten Meßvektor  $\mathbf{m}$ , also in der Inversion der Abbildungsmatrix  $\mathbf{K}$ . Da diese i.a. nichtquadratisch, unter- oder überbestimmt und schlecht konditioniert ist, kann eine inverse Lösung nur im Sinne des LSMN-Kriteriums, und zwar in der Form

$$\mu = \mathbf{K}^+ \mathbf{m} = (\mathbf{K}^T \mathbf{K})^{-1} \mathbf{K}^T \mathbf{m} \quad , \quad (5)$$

angegeben werden kann. Praktisch wird Gl. (5) wegen der hohen Dimensionszahl von  $\mathbf{K}$  mit einem iterativen Verfahren gelöst. Hierzu gibt es eine Vielzahl unterschiedlicher Verfahren, von welchen die klassischen algebraischen Techniken ART, Block-ART und SIRT am bekanntesten sind. [4] Iterative Algorithmen benötigen wegen der erforderlichen Mehrfachkorrektur etwas mehr Rechenzeit im Vergleich zu analytischen Verfahren. Ihr Vorteil besteht in der Möglichkeit, die Konvergenz durch a-priori-Informationen und constraints zu steuern, was insbesondere für die Entwicklung neuer Rekonstruktionsverfahren für die optische CT wichtig ist.

### 2.3 Binärer Rückprojektionsalgorithmus

Die Standardrekonstruktionsverfahren der CT besitzen den Nachteil, daß sie auf einem linearen Zusammenhang zwischen dem Meßsignal (Strahlschwächung) und der im Strahlweg liegenden Objektverteilung aufbauen. Dieser Zusammenhang besteht, wie oben erwähnt, für den Fall der Strahlunterbrechung von Gasblasen nicht. Die totale Abschattung des Meßstrahls erfolgt an der ersten Phasengrenze im Strahlweg. Die in Strahlrichtung folgenden Phasengrenzen sind diesem Signal nicht überlagert. Zur Berücksichtigung dieses Sachverhaltes wurde ein Rückprojektionsalgorithmus getestet, der ohne a-priori-Informationen den maximalen Informationsgehalt der Meßdaten in den Bildraum projiziert. Dieser Algorithmus wird anhand Abb. 4 verdeutlicht.

Bei geeigneter Schwellwertsetzung und unter Ausschluß von Streulichtfehlern läßt sich jedem Meßwert eindeutig die binäre Information  $0$  - *Strahl abgedunkelt*,  $1$  - *Strahl offen*, zuordnen. Der logische Zustand  $1$  impliziert, daß keine Gasanteile im Strahlweg liegen. Im Zustand  $0$  ist der Strahlweg durch Gasblasen verdeckt – jedoch enthält das Signal keine weiteren Informationen über deren Verteilung im Strahlweg. Damit trägt jeder Meßstrahl tatsächlich nur eine binäre Information. Der Rückprojektionsalgorithmus läßt sich wie folgt angeben:

1. Setze alle Pixel im Bild auf den Wert  $0$
2.  $\forall$  Meßstrahlen:  
     *falls Meßstrahlwert == 1*  
     *setze alle im Meßstrahl liegenden Pixel auf den Wert 1*

Die Rückprojektion belegt somit alle Bildpunkte, von denen durch mindestens einen Meßstrahl gesichert ist, daß sie keine Gasphase enthalten, mit dem logischen Wert  $1$ . Das Rückprojektionsbild zeigt damit den sicheren Flüssigphasenanteil in der Schnittebene. Gebiete mit dem Wert  $0$  lassen keine weitere Aussage zu, ob dieser Bereich Gas enthält oder nur von anderen Gasblasen abgeschattet wird. Wie Abb. 4 zeigt, ist der Bereich außerhalb der konvexen Hülle der Blasenkonfiguration sicher als Flüssigphasenbereich rekonstruierbar. Der Bereich innerhalb der konvexen Hülle ist dagegen in Anteilen nicht vollständig rekonstruierbar. Die experimentellen Rekonstruktionsergebnisse des folgenden Abschnitts zeigen aber, daß bei ausreichend hoher optischer Auflösung bis hin zu relativ komplexen Blasenarrangements immer noch qualitativ recht gute Bilder erzeugt werden können.

Weiterhin läßt dieser sehr einfache Algorithmus noch Verbesserungsmöglichkeiten bei Einbeziehung von a-priori-Informationen und 3D-Meßdaten zu.

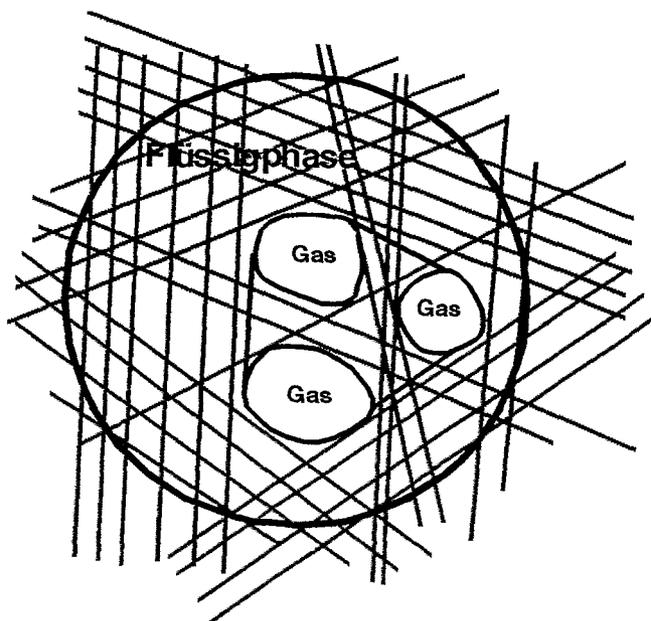
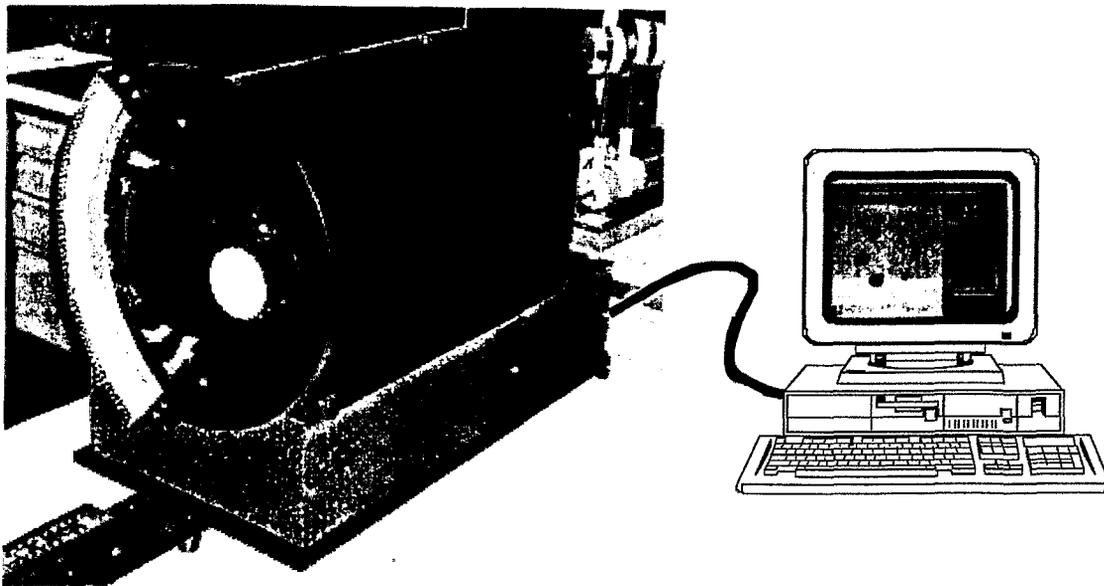


Abb. 4: Prinzip der binären Rückprojektion. Alle nicht durch Gasblasen unterbrochenen Meßstrahlen (logischer Wert 1) werden entlang ihres Verlaufes in das Bild zurückprojiziert. Der schattierte Bereich innerhalb der Blasenansammlung bildet deren konvexe Hülle.

### 3 Materialien und Methoden

Um die Leistungsfähigkeit und die Grenzen der optischen CT beim Einsatz als Zweiphasenmeßtechnik zu untersuchen, wurden einige experimentelle Studien an einem existierenden optischen CT-Scanner durchgeführt. Dabei kam der am Institut für Biomedizinische Technik entwickelte optische Labortomograph OLT-1 zum Einsatz (Abb. 5). Bei diesem Gerät handelt es sich um ein für Lehrzwecke entwickeltes Modell eines medizinischen Röntgen-Fächerstrahltomographen. [6] Auf einem durch Gleichstrommotor angetriebenen Rotor befindet sich der Aufnahmesektor, welcher aus einem kreisbogenförmigen Array mit kollimierten optischen Sendern sowie einem im Zentrum des Bogens angeordneten optischen Empfänger besteht. Objekte innerhalb des Sektors werden, ähnlich wie in der Rohranordnung, im Fächerstrahlverfahren durchstrahlt. Die erzielbare Ortsauflösung des Gerätes wird durch 64 Quellen, 64 rotatorische Projektionen sowie einen Kanaldurchmesser von 3mm bestimmt und liegt somit bezogen auf den Durchmesser des tomographischen Aufnahmebereiches von 20cm etwas höher als beim Rohrsensor.

Zur Simulation einzelner Gasblasen in der Strömung wurden zunächst totalabsorbierende zylinderförmige Objekte im Aufnahmebereich in unterschiedlicher Anzahl und Konfiguration angeordnet. Die aufgenommenen Datensätze wurden mit allen verfügbaren analytischen und iterativen Standardverfahren rekonstruiert. Ein umfassender Vergleich der Verfahren würde den Rahmen dieses Beitrages sprengen. Es genügt an dieser Stelle zu bemerken, daß die analytischen wie die iterativen Algorithmen jeweils zu qualitativ vergleichbaren Ergebnissen führen. Die Grenzen der Verfahren infolge zunehmender Nichlinearität bei wachsender Absorberanzahl werden für beide Verfahrenstypen gleichmäßig sichtbar. In Abb. 6 wurden daher nur die Rekonstruktionsergebnisse für die gefilterte Rückprojektion mit Shepp-Logan-Filter sowie das iterative Verfahren der Additiven Algebraischen Rekonstruktionstechnik ausgewählt. Zusätzlich zu den beiden klassischen Verfahrenstypen wurde jeweils der binäre Rückprojektionsalgorithmus angewendet.



*Abb. 5: Optischer Labortomograph OLT-1*

#### **4 Experimentelle Ergebnisse**

Die Ergebnisse von Rekonstruktionsbeispielen mit verschiedenen Absorberkonfigurationen sind in Abb. 6 zusammengefaßt. Sie zeigen jeweils die Ausgangsschwächungsverteilung, das Datensinogramm sowie die rekonstruierten Bilder von drei Verfahren. Bei der Bewertung der Ergebnisse der mit CT-Standardverfahren rekonstruierten Bilder ist zunächst auf einen sehr signifikanten Rekonstruktionsartefakt hinzuweisen. So werden die Absorber mit einer zur Objektmitte hin abnehmenden Schwächung rekonstruiert. Dieser Fehler ist das Ergebnis der nichtlinearen Schwächungswirkung, d.h. der Totalabsorption des Lichtes, entgegen der den Algorithmen zugrundeliegenden Annahme einer schichtdickenabhängigen linearen Schwächung. Dennoch ist für weniger komplexe Blasanordnungen, d.h. bei geringer Absorberdichte und einem ausreichenden Abstand der Absorber, eine qualitative Rekonstruktion der geometrischen Verhältnisse im Objektraum möglich. Bei zunehmend komplexeren Verteilungen beginnt infolge der gegenseitigen Abschattung der Absorber die Qualität der mit Standardverfahren rekonstruierten Bilder zu degradieren. Damit sind die Standardverfahren für die Rekonstruktion von momentanen Blasenverteilungen im Fluid weniger geeignet. Für zeitintegrale Messung mittlerer Lichttransmissionswerte ist der lineare Ansatz weiter anwendbar.

Hinsichtlich einer qualitativen Rekonstruktion von Phasengrenzgeometrien wurden aussichtsreichere Ergebnisse mit dem binären Rückprojektionsverfahren erzielt. In den Rekonstruktionsbeispielen ist zu erkennen, daß bis zu 6 Absorber trotz enger Anordnung voneinander getrennt rekonstruiert werden können. Der Schwerpunkt weiterer Untersuchungen wird daher auf die Inkorporation von a-priori-Wissen (Blasenformen, Grenzflächenkrümmungen) sowie die Einbeziehung der dritten Dimension (zeitliche Veränderungen der Signale für strömende Fluide) gelegt.

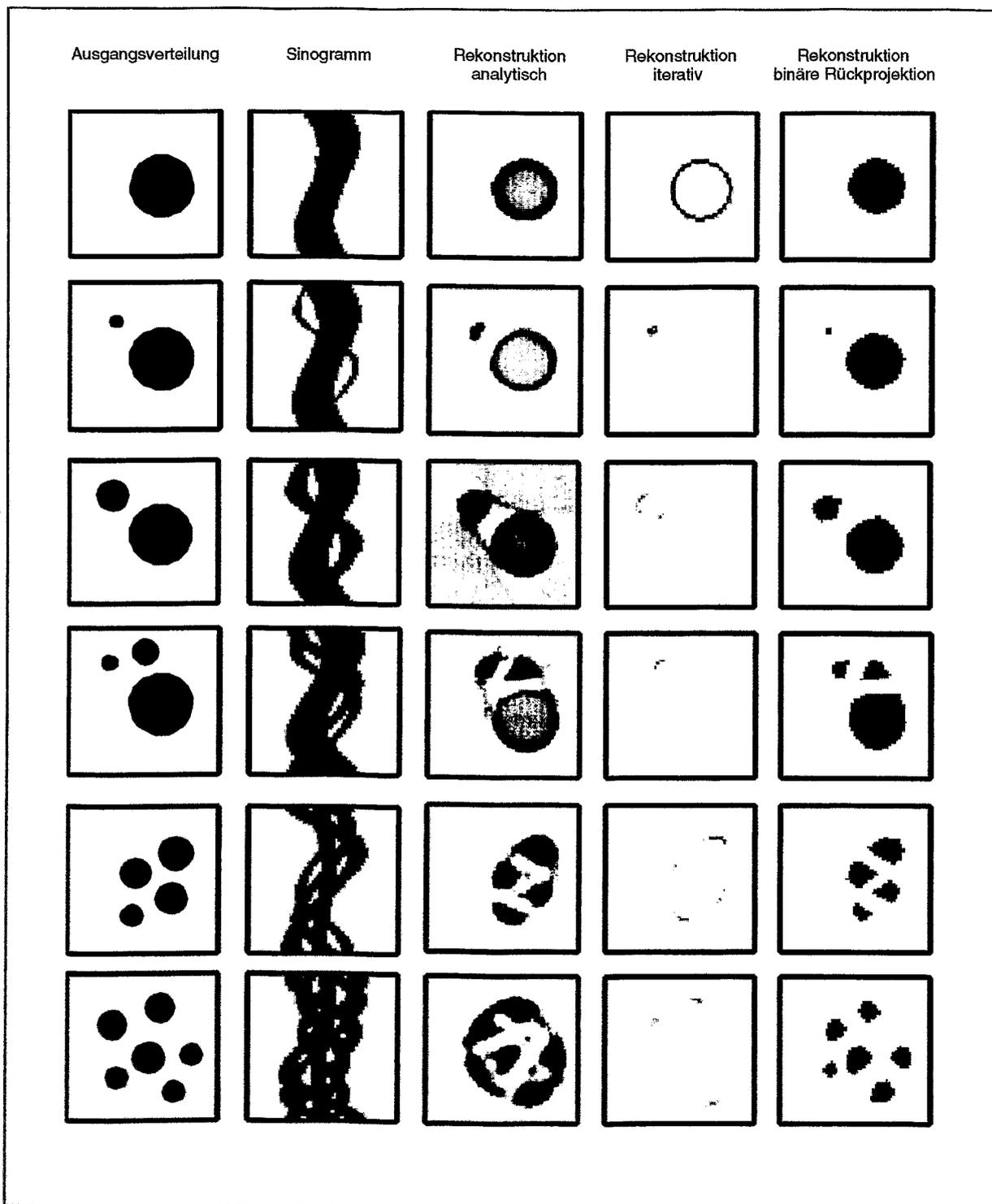


Abb. 6: Experimentelle Ergebnisse für drei verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen angewendet auf die Daten der in der linken Spalte dargestellten Totalabsorberkonfigurationen.

## 5 Zusammenfassung

Die optische Tomographie stellt ein potentielles Meßverfahren für die Untersuchung von Zweiphasenströmungen dar. Für die Entwicklung einer solchen Technik sprechen ihre Fähigkeit zur schnellen und nichtinvasiven Messung transienter Strömungsvorgänge mit hoher Auflösung bei gleichzeitig niedrigen Sensorkosten. Im Gegensatz zu tomographischen Meßverfahren mit linearen Abbildungseigenschaften existiert bei der optischen CT in klaren Fluiden das Problem der nichtlinearen Abschattung des Meßfeldes bei vollständiger Meßstrahlunterbrechung durch Reflexion und Brechung des Lichtes an Phasengrenzen.

Im Rahmen einer Teststudie wurde zunächst die prinzipielle Eignung der optischen CT in Verbindung mit Standard-Rekonstruktionsverfahren der Computertomographie für das vorliegende Anwendungsfeld untersucht. Darüber hinaus wurde ein spezieller binärer Rückprojektionsalgorithmus zur Rekonstruktion von Gasblasengeometrien aus Momentanwertmessungen getestet. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen haben gezeigt, daß lineare Rekonstruktionsverfahren nur für weniger komplexe Objektraumverteilungen befriedigende Rekonstruktionsergebnisse erreichen. So entstehen aufgrund der Nichtlinearitätseffekte Artefakte in Form von tiefenabhängigen Schwächungsverteilungen in starken Absorbern. Der vorgeschlagene binäre Rekonstruktionsalgorithmus kann auch für komplexere Absorberanordnungen noch ausreichend gut Einzelblasen geometrisch getrennt rekonstruieren. Die exakte Rekonstruktion aller Einzelblasenformen ist dabei aber infolge der genannten Probleme nicht möglich. An dieser Stelle bestehen Ansatzpunkte zur Entwicklung verbesserter Bildrekonstruktionsalgorithmen, welche einmal die a-priori vorliegenden Informationen über das Untersuchungsobjekt, wie typische Blasenformen und Grenzflächenkonvexität, verarbeiten und zum anderen die Mehrinformation einer dreidimensionalen Messung für strömende Fluide berücksichtigen. Für die nahe Zukunft ist die Fertigstellung eines optisch-tomographischen Sensors und dessen Einsatz in einer Testschleife sowie eine Weiterentwicklung der Bildrekonstruktionsalgorithmen geplant. Eine darüber hinausgehende Zielrichtung ist die Anwendung des optischen Meßverfahrens zur Untersuchung optisch trüber Fluide mittels optischer Streulichttomographie.

## 6 Literatur

- [1] A.M. Cormack, „Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications“, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2722-2733, 1963
- [2] G. Hounsfield, „Computerized transverse axial scanning (tomography): part 1. description of system“, *Br. J. Radiol.*, **46**, 1016-1022, 1973
- [3] J. Radon, „Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten“, *Bericht der Sächsischen Akademie der Wissenschaften* **69**, 262-277, 1917
- [4] M.A. Viergewer, „Introduction to discrete reconstruction methods in medical imaging“, NATO ASI Series, Mathematics and Computer Science, **F39**, 43-65, in *Medical Imaging*, Hrsg. M.A. Viergewer and A.E. Todd-Prokropek, Springer-Verlag Berlin, 1988
- [5] U. Hampel, „Bildrekonstruktion für die optische Streulicht-Computertomographie“, Dissertation, TU Dresden, 1998
- [6] E. Schleicher, M. Jesinghaus, G. Hildebrand, K. Liebrecht, U. Hampel, R. Freyer, „Optischer Labortomograph für die Lehre und Forschung“, *Biomedizinische Technik*, Band **43**, Ergänzungsband, 480-481, 1998

# Analyse der Hydrodynamik in Blasenströmungen mit einer Bildverarbeitungsmethode

O. Borchers, C. Busch und G. Eigenberger  
Institut für Chemische Verfahrenstechnik, Universität Stuttgart,  
Böblinger Str. 72, D-70199 Stuttgart

## Zusammenfassung

Es wird eine Messtechnik vorgestellt, die eine simultane Bestimmung von Blasengröße und -geschwindigkeit sowie Flüssigkeitsgeschwindigkeit in optisch transparenten Blasenströmungen ermöglicht. Hierfür werden Bildsequenzen der Zweiphasenströmung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Die Flüssigkeitsströmung wird mit zugesetzten Tracerpartikeln visualisiert. Die Auswertung erfolgt off-line mit Methoden der digitalen Bildverarbeitung. Zur Berechnung der Geschwindigkeiten wird Particle Tracking Velocimetry (PTV) eingesetzt. Dieses Verfahren beruht auf der Verfolgung einzelner Objekte in den Bildfolgen.

## 1 Einführung

Für nicht invasive Messungen in Zweiphasenströmungen werden zahlreiche Messtechniken eingesetzt. Am gebräuchlichsten sind die optischen Verfahren Laser Doppler Anemometrie (LDA) bzw. Phasen Doppler Anemometrie (PDA) und verschiedene Bildverarbeitungsmethoden (z. B. Particle Image Velocimetry, PIV und Particle Tracking Velocimetry, PTV).

Mittels LDA können Partikelgeschwindigkeiten zeitaufgelöst in optisch transparenten Medien gemessen werden. Je nach Konfiguration des Anemometers werden die Geschwindigkeitsvektoren in einer bis drei Dimensionen an einzelnen Punkten der Strömung bestimmt. Um Flüssigkeitsgeschwindigkeiten zu messen, müssen sich Partikel (Verunreinigungen oder zugesetzte Tracer-Teilchen) im Fluid befinden, die der Bewegung der Flüssigphase folgen. Genauso wie Tracer-Partikel erzeugen auch Blasen ein auswertbares Signal. Das Problem besteht nun darin, die Signale der Partikel von denen der Blasen zu trennen. Hierzu werden in der Literatur verschiedene Ansätze genannt [6], [8]. Diese Verfahren wurden bisher nur auf Einzelblasen angewandt, der Einsatz in Blasenströmungen ist umstritten [3].

Der PDA liegt das gleiche Messprinzip zugrunde wie der LDA, neben der Geschwindigkeit wird aber simultan die Größe des Teilchens gemessen. Diese Information kann prinzipiell dazu benutzt werden, zwischen Tracer-Partikel-Signalen und Blasen-Signalen zu unterscheiden. Bei der Bestimmung der Teilchengröße wird Kugelform vorausgesetzt, was bei den in Gas-Flüssigkeitsströmungen typischen Blasen mit Durchmessern über 3 mm nicht der Fall ist. Es werden Versuche unternommen, PDA-Messungen auf diesen Bereich auszudehnen; die bisher bekannt

gewordenen Ergebnisse sind aber auf Blasen im Größenbereich bis etwa 1 mm beschränkt [7].

Digitale Bildverarbeitung ermöglicht im Gegensatz zum Punktmessverfahren LDA die zeitaufgelöste Bestimmung zweidimensionaler Geschwindigkeiten in einem flächenhaften Bildausschnitt. Zur Berechnung der Geschwindigkeitsfelder werden vor allem Particle Image Velocimetry (PIV) und Particle Tracking Velocimetry (PTV) angewandt.

Bei der PIV wird ein Gitter über den aufgenommenen Bildausschnitt gelegt und mit Korrelationsmethoden die mittlere Geschwindigkeit in jedem Gitterfenster berechnet [1]. Die Flüssigphase wird mit Tracerpartikeln visualisiert, die sich in einem Laser-Lichtschnitt bewegen. Die Blasen werden durch direkte Reflexion des Lichtes an einem Punkt der Blasenoberfläche detektiert. Zur Phasendiskriminierung können z. B. fluoreszierende Tracerpartikel in Verbindung mit Interferenzfiltern und einer Zwei-Kamera-Technik eingesetzt werden. Da – wie bei der LDA – das an einem Punkt der Blasenoberfläche reflektierte Lichtsignal ausgewertet wird, beeinflusst die Blasenverformung das Ergebnis. Eine andere Möglichkeit ist die Unterscheidung zwischen beiden Phasen mit Hilfe von Bildverarbeitungsmethoden [5]. In diesem Fall wird mit einer Schattentechnik gearbeitet, so dass man die vollständige Blasenkontur erhält; die Oberflächenverformung beeinflusst das Ergebnis dann nicht.

PTV beruht auf der Verfolgung einzelner Objekte (Blasen oder Tracerpartikel) im Bildausschnitt über aufeinander folgende Bilder der Sequenz. Somit werden die Bahnen mit der momentanen Geschwindigkeit des Objektes berechnet. Zur Beleuchtung kann prinzipiell Streulicht – wie bei der PIV üblich – oder Gegenlicht eingesetzt werden.

Das hier vorgestellte Verfahren arbeitet mit der Gegenlicht-Methode, Blasen und Tracerpartikel werden mit speziellen Algorithmen der Bildverarbeitung getrennt. Die Blasengrößen können nach der Phasendiskriminierung direkt ermittelt werden. Zur Berechnung der Geschwindigkeitsfelder wird ein PTV-Verfahren verwendet. Beide Schritte werden automatisiert für jeweils eine Bildsequenz durchgeführt.

## 2 Zweiphasen-PTV

Die Phasen einer Blasenströmung werden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera simultan erfasst. Zur Visualisierung der Flüssigkeit werden dem Fluid Tracerpartikel beigemischt. Die Auswertung der gespeicherten Bildsequenzen erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird eine Objekterkennung (Segmentierung) durchgeführt, d. h. Blasen bzw. Tracerpartikel werden vom Hintergrund getrennt. Anschließend werden die Objekte in den aufeinander folgenden Bildern identifiziert. Diese Objektverfolgung ('Tracking') erfolgt getrennt für beide Phasen.

### 2.1 Objekterkennung

Für die Objekterkennung wird ein mehrstufiger Algorithmus verwendet, der auf der Detektierung lokaler Unterschiede der Grauwerte in den Bildsequenzen basiert [2]. Danach haben die Bilder binäres Format, unterschieden wird nur in Objektpunkte und Hintergrundpunkte. Um diese Stufe der Auswertung automatisiert über einzelne Bildsequenzen ablaufen zu lassen, müssen geeignete Bilder aufgenommen werden. Dabei sind insbesondere Abschattungseffekte

und Probleme beim Segmentieren durch Überlappungen von Blasen in der zweidimensionalen Kameraprojektion zu minimieren.

### Abschattungseffekte

Das einfallende Licht wird durch mehrfache Reflexion und Brechung an den Phasengrenzflächen zwischen Blasen und Flüssigkeit abgeschwächt. Diese Abschattung durch Blasen hängt stark von der Divergenz der verwendeten Lichtquelle ab. Der Divergenzwinkel bezeichnet die maximale Abweichung der Lichtstrahlen von der optischen Achse. In Abb. 1 sind Aufnahmen für vier verschiedene Divergenzwinkel dargestellt. Um die Lichtabschwächung durch Blasen gering zu halten, muss demnach ein großer Divergenzwinkel, also möglichst diffuses Licht verwendet werden.

### Erkennung überlappender Objekte

In der zweidimensionalen Kameraprojektion überlappen sich Objekte aus unterschiedlichen Tiefenpositionen des Messvolumens (siehe Abb. 1 und 2). Bei Verwendung eines geeigneten Objektivs mit entsprechenden Einstellungen kann die Schärfentiefe klein gewählt werden, so dass nur ein in der Tiefe schmaler Bereich des Volumens scharf dargestellt wird. Blasen und Tracerpartikel, die sich außerhalb dieses Volumens befinden, werden unscharf bzw. nur als schwacher Schatten dargestellt. Bei der Auswertung werden alle Objekte verworfen, die nicht fokussiert dargestellt werden. Dadurch können auch Konturen von Blasen detektiert werden, die sich in

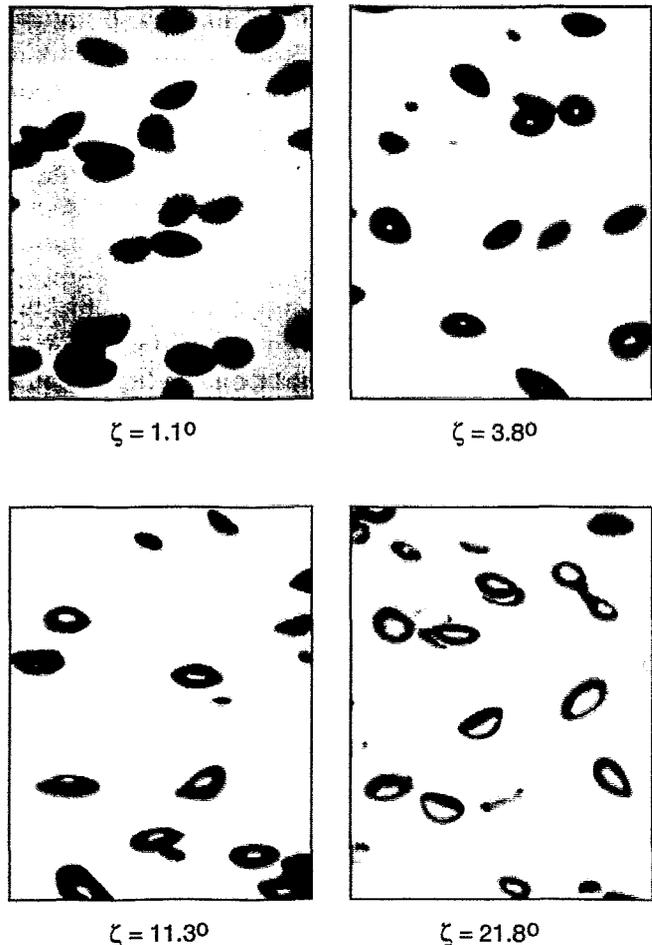


Abb. 1: Aufnahmen einer Blasenströmung bei unterschiedlichen Divergenzwinkeln  $\zeta$

der zweidimensionalen Ansicht überlappen. Beispielhaft zeigt Abb. 2 ein Originalbild aus einer Blasenströmung (links) und die erkannten Blasen (rechts). Diese Segmentierung erfolgt für Blasen und Tracerpartikel, die anhand ihrer Größe unterschieden werden. Informationen über die Blasengröße werden direkt aus den Binärbildern durch Bestimmung der Objektflächen gewonnen.

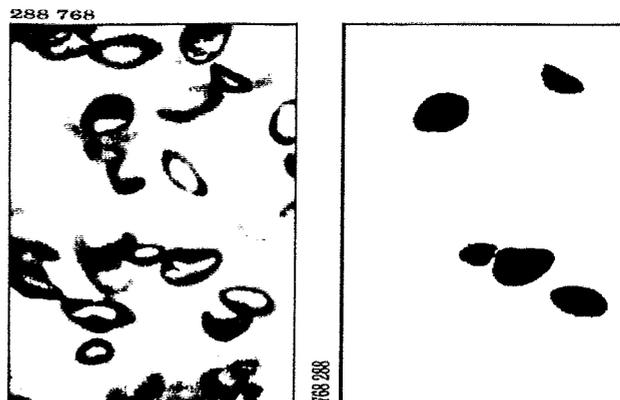


Abb. 2: Grauwertbild einer Blasenströmung (links) und detektierte Blasen (rechts)

## 2.2 Objektverfolgung

Nach der Detektierung von Blasen und Tracerpartikeln werden die Objekte getrennt voneinander über die Bildsequenz verfolgt. Die Objekte eines Bildes werden jeweils im zeitlich folgenden Bild gesucht. Durch Aneinanderhängen dieser Korrespondenzen entsteht eine Trajektorie der Blasen bzw. Tracerpartikel. Aufgrund der unterschiedlichen Größe von Blasen und Tracerpartikeln unterscheidet sich das Verfahren der Objektverfolgung ('Tracking').

### 2.2.1 Blasen

Da sich Blasen in praxisrelevanten Zweiphasenströmungen häufig clusterartig ansammeln, ist ein automatisiertes Auffinden von Korrespondenzen bei Verwendung einer herkömmlichen Videokamera (50 Hz Bildaufnahmerate) nicht möglich. Zwischen aufeinander folgenden Bildern liegt dann ein Zeitraum von 20 ms, in dem sich Blasen mit einer Geschwindigkeit von etwa 50 cm/s um 10 mm bewegen können. Befinden sich mehrere Blasen im Abstand von wenigen Millimetern im Bildausschnitt, ist eine Korrespondenzzuweisung nicht möglich. Bei ausreichend hoher Bildaufnahmerate überlappen sich korrespondierende Blasen in aufeinander folgenden Bildern, so dass diese Überlappungsfläche als Hauptkriterium für die Identifizierung verwendet werden kann. Je nach Strömung sind hierfür mindestens 300 Hz erforderlich. Zur Identifizierung der Blasen werden im einzelnen folgende Kriterien verwendet:

- Korrespondierende Blasen überlappen sich in den zeitlich folgenden Bildern. Die Überlappungsfläche muss mindestens 30 % der detektierten Blasenfläche betragen.
- Die Projektionsfläche einer Blase kann sich innerhalb des Zeitraums zwischen zwei Aufnahmen nur geringfügig ändern. Hierfür wird eine maximal zulässige Änderung vorgegeben.
- Aufgrund der gefundenen Korrespondenzen wird die Bahn (Trajektorie) der Blase nachgezeichnet. Jede Trajektorie muss aus mindestens drei Punkten bestehen.

Ist eines der drei aufgeführten Kriterien nicht erfüllt, so wird die Korrespondenz verworfen. Die verbleibenden Korrespondenzen ergeben die Trajektorien der einzelnen Blasen mit der momentanen Geschwindigkeit und Größe in jedem Punkt der Bahn.

## 2.2.2 Tracerpartikel

Im Gegensatz zu Blasen überlappen sich Tracerpartikel aufgrund ihrer kleineren Querschnittsfläche nicht, hier wird als Kriterium zur Objektidentifizierung der kleinste Partikelabstand herangezogen. Auch hier wird die aktuelle Korrespondenz verworfen, wenn eines der folgenden Kriterien nicht erfüllt ist.

- Als mögliche Korrespondenz eines Partikels kommt zunächst das abstandskleinste Partikel im Folgebild der Sequenz in Betracht.
- Die Geschwindigkeit kann sich in dem Zeitintervall zwischen zwei Folgebildern nicht beliebig ändern. Für die maximal zulässige Änderung wird ein Intervall vorgegeben.
- Eine Trajektorie muss aus mindestens drei Punkten bestehen.

## 3 Verifizierung des Verfahrens

Um die Qualität und Genauigkeit des vorgestellten Zweiphasen-PTV-Verfahrens zu überprüfen, sind vergleichende Messungen mit anderen Messtechniken notwendig. Im Rahmen eines Schwerpunktprogramms der Deutschen Forschungsgemeinschaft ('Analyse, Modellbildung und Simulation mehrphasiger Strömungen') wurde eine Blasensäule unter definierten Bedingungen von verschiedenen Arbeitsgruppen mit unterschiedlichen Messtechniken untersucht. Die Ergebnisse dieses Ringversuchs wurden zum Vergleich mit dem Tracking-Verfahren herangezogen.

### 3.1 Experimenteller Aufbau

Die untersuchte Apparatur ist in Abb. 4 (links) dargestellt. Die Wände sind aus Plexiglas gefertigt, die Abmessungen betragen 50 cm in der Höhe, 20 cm in der Breite und 4 cm in der Tiefe. Der Füllstand der Wasser/Luft-Strömung beträgt 45 cm. Bei linksseitiger lokaler Begasung über eine Lochplatte (8 Löcher mit 0.3 mm Durchmesser) stellt sich eine stationäre Strömung mit einem großräumigen Flüssigkeitswirbel ein, der im Uhrzeigersinn umläuft. Die Abtastung der Apparatur mit der Kamera ist auf der rechten Skizze von Abb. 4 zu sehen. Es wurden drei Bildausschnitte mit jeweils 20 cm Seitenlänge aufgenommen, wobei vom obersten Ausschnitt nur die unteren 5 cm ausgewertet wurden. In jedem (links) Bildausschnitt wurden 4 Sequenzen mit je 640 Bildern aufgezeichnet.

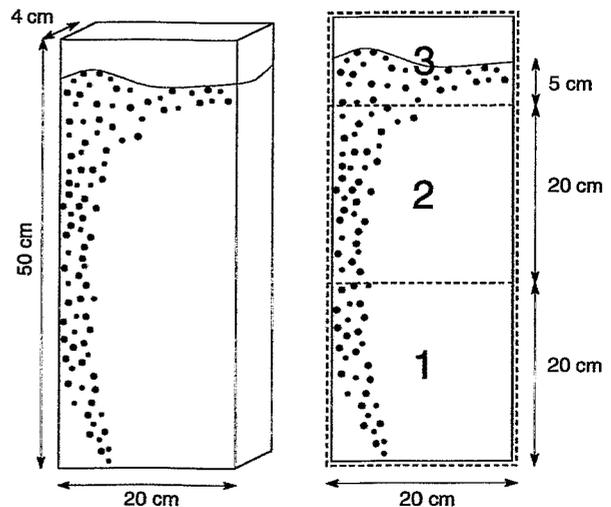


Abb. 4: Abmessungen der Flachapparatur und Abtastung mit der Kamera (rechts)

Für die in Abschnitt 2 beschriebene Auswertung sind Aufnahmen der Strömung im Durchlicht erforderlich, d. h. das Messvolumen befindet sich zwischen Kamera und Lichtquelle. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 5 skizziert. Zur Beleuchtung wird eine 1000 W starke Halogenlampe eingesetzt, vor die eine Mattscheibe gesetzt wird, um diffuses Licht zu erhalten. Für die Bildaufnahme wird eine Weinberger-Hochgeschwindigkeitskamera verwendet, die bei voller Auflösung (512x512 Pixel) eine Bildaufnahme rate von maximal 1000 Hz erreicht. Blende und Brennweite des Objektivs werden so eingestellt, dass der fokussierte Bereich in der Mitte zwischen Vorder- und Rückwand der Apparatur liegt. Da der Bildausschnitt mit 20x20 cm sehr groß gewählt wurde, werden entsprechend große Tracerpartikel mit Durchmessern von 200  $\mu\text{m}$  der Zweiphasenströmung zugesetzt, um die Flüssigkeitsströmung zu visualisieren.

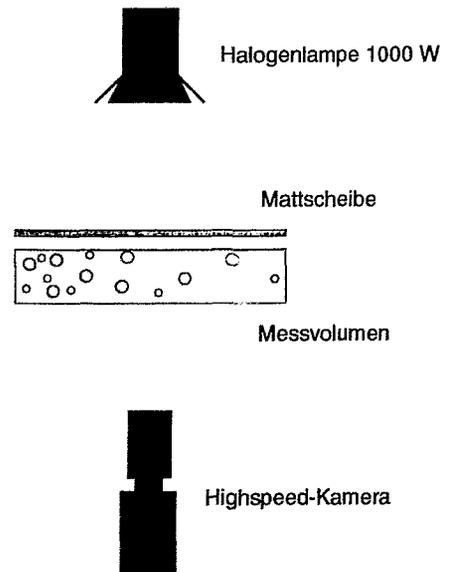


Abb. 5: Bildaufnahme mit der Gegenlichtmethode

## 3.2 Ergebnisse

In den Bildern der aufgenommenen Sequenzen wurden mit den in Abschnitt 2 beschriebenen Algorithmen Objektdetektierung und -verfolgung automatisiert durchgeführt. Durchschnittlich wurden dabei 315 Tracerpartikel pro Bildausschnitt simultan verfolgt. Die Ergebnisse werden im folgenden für Flüssigphase und Gasphase gezeigt. Detaillierte Vergleichsmessungen aus dem oben beschriebenen Ringversuch liegen nur für die Flüssigkeitsströmung vor.

### 3.2.1 Flüssigphase

Ein Beispiel für die mittels PTV gewonnenen Ergebnisse zeigt Abb. 6. Hier sind ausgewählte Bahnen einzelner Tracerpartikel, farblich kodiert mit der momentanen zweidimensionalen Geschwindigkeit dargestellt. Dargestellt sind nur solche Trajektorien, die aus mindestens 200 berechneten Korrespondenzen bestehen. In Wandnähe haben die Partikel höhere Geschwindigkeiten, die Korrespondenzzuweisung ist anfälliger. Die erkannten Teilchenbahnen sind daher kürzer und in dem Diagramm nicht eingetragen.

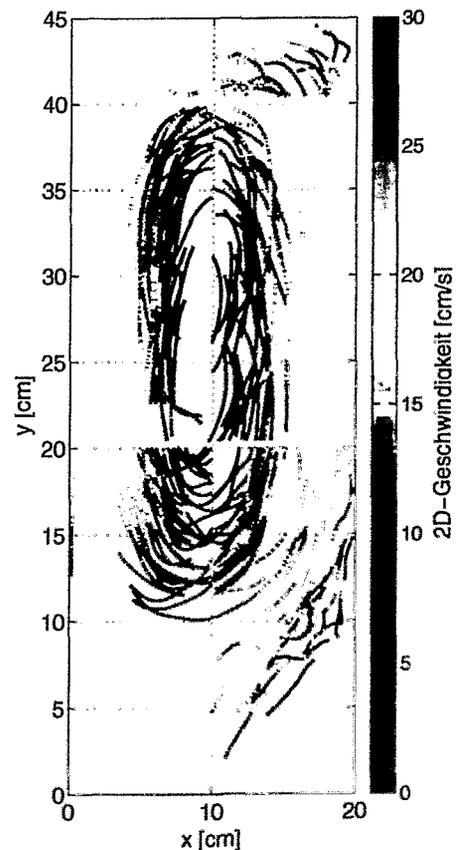


Abb. 6: Trajektorien einzelner Tracerpartikel, farblich kodiert mit der Geschwindigkeit

Ein Vergleich der Messwerte aus Zweiphasen-PTV und anderen Messtechniken ist nur nach Mittelung der Ergebnisse sinnvoll. Um ein Flow-map der Flüssigkeitsgeschwindigkeiten zu erhalten, wird ein Gitter über die ausgewerteten Bildausschnitte gelegt und in jedem Gitterfenster über die gemessenen Werte gemittelt. Diese momentanen Flow-maps werden dann über alle Bilder der Sequenzen in einem Ausschnitt zeitlich gemittelt. Den resultierenden Vektorplot mit einer Auflösung von 16x36 Fenstern zeigt Abb. 7 (links). Die Auflösung kann feiner gewählt werden, wenn eine ausreichend große Anzahl von Geschwindigkeitswerten in jedem Fenster gemessen wurde, also entsprechend lange Sequenzen vorliegen.

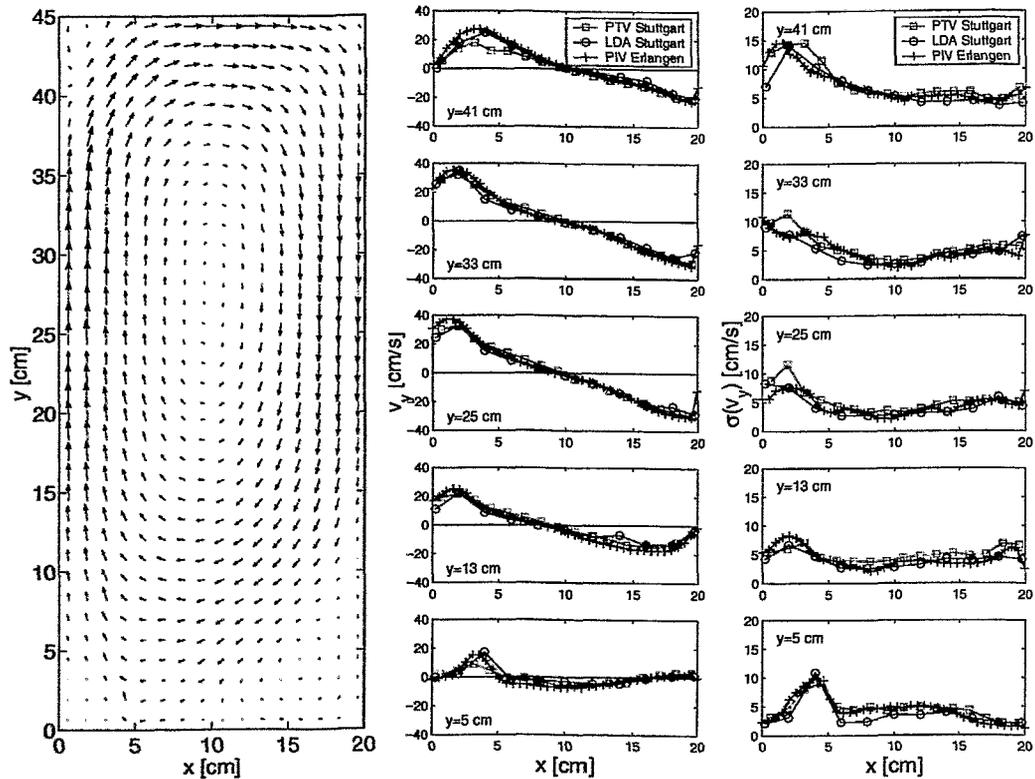


Abb. 7: Flow-map der Flüssigkeitsgeschwindigkeit (links), Vergleich verschiedener Messtechniken für die Geschwindigkeit (Mitte) und für die Standardabweichung (rechts)

Für einen quantitativen Vergleich wurden die vertikalen Geschwindigkeiten in verschiedenen Höhen als Profile in Abb. 7 (Mitte) dargestellt. Neben den PTV-Messungen sind Ergebnisse eingezeichnet, die mit Laser Doppler Anemometrie (LDA) bzw. Particle Image Velocimetry (PIV) [4] gewonnen wurden. Die drei Kurven stimmen in allen Höhen gut überein, es ist keine systematische Abweichung der PTV-Messungen von den beiden anderen Messverfahren zu erkennen. Lediglich auf der Höhe 41 cm liefert das PTV-Verfahren im linken Bereich kleinere Geschwindigkeiten als LDA und PIV. Dies ist damit zu erklären, dass bei dem großen Bildausschnitt (20x20 cm) die Schärfentiefe im Bereich von 2 cm lag und alle Tracerpartikel in diesem Tiefenintervall gemessen wurden. Bei LDA und PIV beträgt dieses Intervall weniger als 1 mm. Da im oberen Bereich der Apparatur die Flüssigkeit an der Vorder- und Rückwand nach unten strömt, ergibt sich beim Zweiphasen-PTV eine kleinere mittlere Geschwindigkeit als bei LDA und PIV.

Zur Untersuchung von Turbulenzeffekten werden die Geschwindigkeitsschwankungen ausge-

wertet. In Abb. 7 (rechts) sind die Standardabweichungen der vertikalen Geschwindigkeit für alle drei Messverfahren aufgetragen. Auch hier sind Abweichungen zwischen den Kurven im Rahmen der Messgenauigkeit.

### 3.2.2 Gasphase

Für die Gasphase liegen keine detaillierten Vergleichswerte anderer Messtechniken vor. In Abb. 8 sind die Blasengeschwindigkeiten zusammen mit Ergebnissen für die Flüssigphase aufgetragen. Das linke Diagramm zeigt das Flow-map der Blasengeschwindigkeiten. Messwerte liegen nur für den Bereich vor, in dem die Blasen aufsteigen, also für den linken Teil der Apparatur. In Abb. 8 (Mitte) sind die vertikalen Geschwindigkeiten beider Phasen dargestellt. Die Kurve der Gasphase liegt deutlich über der Kurve der Flüssigphase, hat aber einen ähnlichen Verlauf. Die eingezeichnete Schlupfgeschwindigkeit, also die Differenz zwischen vertikaler Blasen- und Flüssigkeitgeschwindigkeit ist daher nahezu konstant. Auch auf verschiedenen Höhen der Apparatur ändert sich die Schlupfgeschwindigkeit kaum. Lediglich in 5 cm Höhe, also über dem Begaser hat sie einen etwas niedrigeren Wert.

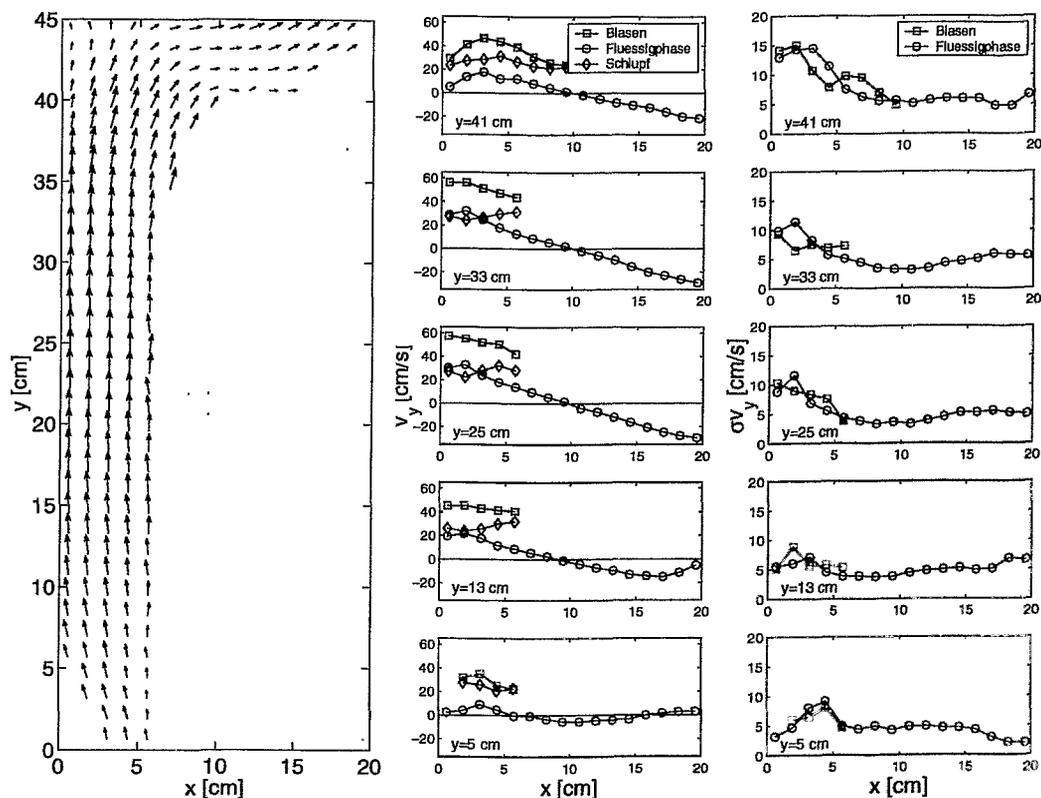


Abb.8: Flow-map der Blasengeschwindigkeit (links), Profile der vertikalen Gas- und Flüssigkeitgeschwindigkeit sowie der Relativgeschwindigkeit (Mitte) und Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeiten (rechts)

Der Vergleich der Standardabweichungen der Vertikalgeschwindigkeit von Blasen und Flüssigkeit zeigt, dass beide in einem ähnlichen Bereich liegen (siehe Abb. 8, rechts). Die Kurve der Gasphase sieht weniger glatt aus als die der Flüssigphase, was damit zu erklären ist, dass für die Gasphase deutlich weniger Messwerte vorliegen, da in den Bildsequenzen weniger Blasen verfolgt wurden als Tracerpartikel.

## 4 Zusammenfassung

Das vorgestellte PTV-Verfahren ermöglicht eine simultane Erfassung von Blasen und Flüssigkeit in einer Zweiphasenströmung. Trajektorie, momentane Geschwindigkeit und Größe von Blasen und Tracerpartikeln werden orts- und zeitaufgelöst ermittelt. Mit der vorhandenen Hochgeschwindigkeitskamera liegt die Zeitauflösung bei maximal 1000 Hz. Die Auswertung erfolgt automatisiert für jeweils eine aufgenommene Bildsequenz. Das Messverfahren wurde in einer Blasenströmung angewandt und mit anderen Messverfahren erfolgreich verglichen.

## Literatur

- [1] Adrian, R. J. (1991) Particle imaging techniques for experimental fluid mechanics. *A. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 23, 261-304.
- [2] Borchers, O. (1997) Bestimmung von Größe und Geschwindigkeit der dispersen Phase in Gas-Flüssig-Strömungen mittels digitaler Bildverarbeitung. *Diplomarbeit, Universität Heidelberg*.
- [3] Groen, J. S., Mudde, R. F., van den Akker, H. E. A. (1999) On the application of LDA to bubbly flow in the wobbling regime. *Experiments in Fluids*, Vol. 27, 435-449.
- [4] Brenn, G., Braeske, H. (1997) Experimentelle Grundlagenuntersuchungen zur Strömungsmechanik in Blasensäulen. *Arbeitsbericht zum Schwerpunktprojekt „Analyse, Modellbildung und Berechnung von mehrphasigen Strömungen“*, Projekt Do 251/7-1.
- [5] Lindken R., Gui L., Merzkirch W. (1997) Phase-separated PIV measurements of the flow around systems of bubbles rising in water. *Proceedings of the 1997 ASME Fluids Summer Meeting, FEDSM 97-3103, Vancouver, USA*.
- [6] Martin, W. W., Adbelmessih, A. H., Liska, J. J., Durst, F. (1981) Characteristics of laser-doppler signals from bubbles. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7, 439-460.
- [7] Tassin, A. L., Nikitopoulos, D. E. (1995) Non-intrusive measurements of bubble size and velocity. *Experiments in Fluids*, Vol. 19, 121-132.
- [8] Yu, P. Y. W., Varty, R. L. (1988) Laser-Doppler measurement of the velocity and diameter of bubbles using the triple-peak technology. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 14, 765-776.

# BEOBACHTUNG DER WECHSELWIRKUNG VON BLASEN MIT GITTERSENSOREN MIT EINER HOCHGESCHWINDIGKEITS-VIDEOKAMERA

C.Zippe

Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), PSF 510119, D-01314 Dresden

## 1. Einleitung

Zur Beurteilung der Rückwirkung des Sensors auf die Strömung wurden an einer Blasensäule Datenaufzeichnungen mit einem Gittersensor [1] und gleichzeitig Videoaufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera mit jeweils 1000 Bildern pro Sekunde durchgeführt. Dabei wurde vom Gittersensor jeweils bei Berührung durch eine Blase ein Triggerimpuls zum Kamerarecorder gesandt, um die Bilder von Gittersensor und Kamera zeitlich zuordnen zu können. Die Bilder 2 bis 4 zeigen derartige gleichzeitig aufgenommene Bilder von Gittersensor und Videokamera.

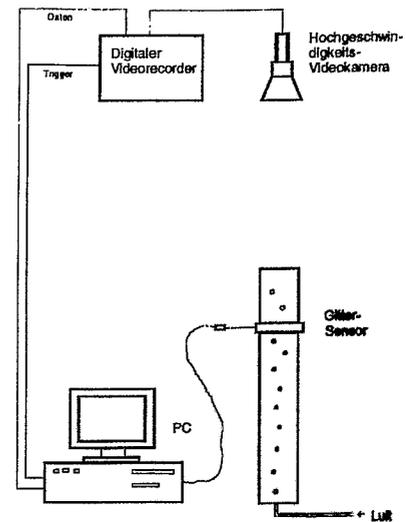


Bild 1 – Versuchsaufbau

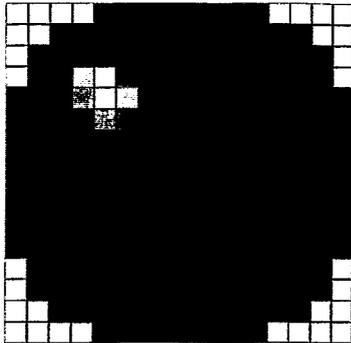


Bild 2 – Gittersensorbild und Kamerabild für eine kleine Blase

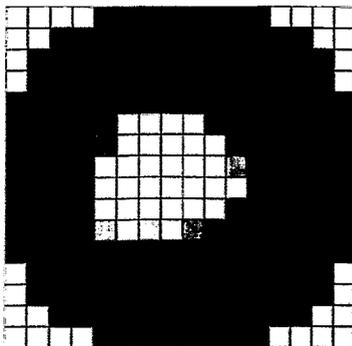


Bild 3 – Gittersensorbild und Kamerabild für eine große Blase

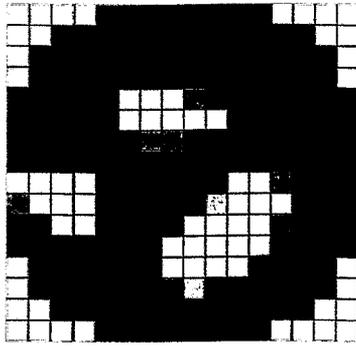


Bild 4 - Gittersensorbild und Kamerabild für mehrere Blasen

## 2. Numerischer Vergleich von Kamerabild und Gittersensordaten

Mit dem Meßaufbau wurden mehrere Meßreihen mit jeweils 5..20 einzelnen Blasen von unterschiedlicher Größe aufgezeichnet. Anschließend wurde für jede Blase das Bild mit dem maximalen Blasenquerschnitt im Gittersensor gesucht und für dieses Bild die Gasanteile pro Gittersensorelement und der visuelle Blasenanteil in den Gitterzellen des Kamerabildes ermittelt und tabellarisch erfaßt (Beispiel in Tabelle 1 für die Blase aus Bild 3).

0	0	22	36	46	44	22	4	0
5	28	79	87	90	85	75	56	23
10	55	90	90	91	87	82	67	32
23	81	92	92	92	87	80	78	43
34	87	93	91	92	88	84	74	30
26	83	92	91	90	85	64	36	8
7	48	58	65	63	43	9	3	2

0	40	90	90	95	70	45	0	0
0	37	95	100	100	100	100	50	0
0	55	100	100	100	100	100	100	37
6	87	100	100	100	100	100	100	50
30	100	100	100	100	100	100	100	37
25	100	100	100	100	100	87	40	0
10	80	80	75	70	65	12	0	0

Tabelle 1 – numerischer Vergleich der Daten aus Bild 3, links Gasanteile im Gittersensor, rechts Flächenanteile im Kamerabild

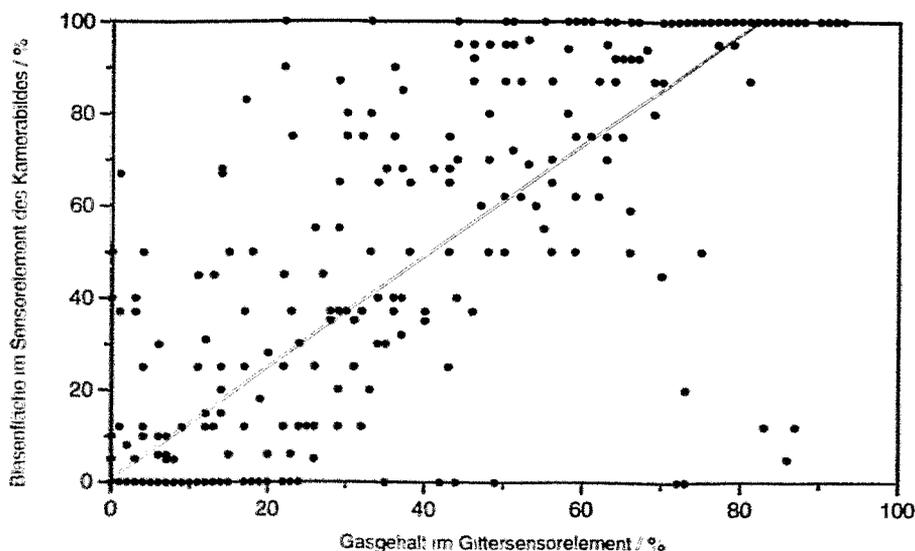


Bild 5 – Vergleich der Meßdaten von Gittersensor und Kamerabild

Mit diesem Verfahren wurden die einzelnen Gasanteile pro Volumenelement des Sensors mit dem Blasenanteil pro Fläche der einzelnen Sensorelemente im zugehörigen Videobild für jede aufgenommene Blase verglichen und jedes Wertepaar in ein Diagramm eingetragen (Bild 5).

Das Resultat ist eine Punktwolke, die einige Eigenheiten aufweist. Auffällig ist die Tatsache, daß es bei den Gittersensordaten nur sehr wenige Punkte mit Gasanteilen größer als 90% gibt. Der Grund dafür dürfte darin zu suchen sein, daß das Kamerabild eine Information über den Blasenflächenanteil im Sensorquerschnitt liefert, der Gittersensor jedoch eine Information über den volumetrischen Gasgehalt zwischen den beiden Gitterebenen. Zusätzlich muß bedacht werden, das im Gittersensor ein Strom auch durch benachbarte Sensorzellen fließen kann, wenn auch in geringem Maß. Aus den Punktdaten kann die im Diagramm dargestellte Ausgleichsgerade errechnet werden.

### 3. Blasen im Gittersensor



Bild 6  
Blasen im Gittersensor,  
 $t = 0$  ms,

erster Kontakt der Blasen mit der unteren Gitterebene



Bild 7  
Blasen im Gittersensor,  
 $t = 15$  ms,

erste Berührung der oberen Gitterebene



Bild 8  
Blasen im Gittersensor,  
 $t = 25$  ms,

Durchquellen der Luft durch die Elektroden-gitter an einzelnen Stellen

Die mit der Hochgeschwindigkeits-Videokamera aufgezeichneten Bilder gestatten es, den Durchgang einer Blase durch den Gittersensor in verschiedene typische zeitliche Abschnitte zu gliedern (Bilder 6 bis 11). Dabei wird ersichtlich, daß die Drahtgitter die Blasen erheblich deformieren. In vielen Fällen kommt es zum Zerfall in mehrere kleinere Blasen. Prozesse, wie das Durchquellen der Luft durch einzelne Maschen des Gittersensors (s. Bild 8 und 9) werden häufig beobachtet.

Die Deformation der Blasen scheint jedoch kaum Einfluß auf das Signal zu haben. Vergleicht man die Bildsequenz von Bild 6 bis 11 mit dem Meßergebnis in Bild 4, dann wird ersichtlich, daß der Gittersensor die Blasen in der ursprünglichen Form abbildet, also vor Einsetzen der Deformation.

In Bild 6 sind andeutungsweise Wasserlamellen zu erkennen, die im Nachlauf der Drähte der



Bild 9  
Blasen im Gittersensor,  
 $t = 50 \text{ ms}$ ,

Neubildung von Blasen  
oberhalb des Gittersen-  
sors



Bild 10  
Blasen im Gittersensor,  
 $t = 70 \text{ ms}$ ,

Auflösung der ursprüng-  
lichen Blasen innerhalb  
des Gittersensors



Bild 11  
Blasen im Gittersensor,  
 $t = 100 \text{ ms}$ ,

neugebildete Blasen  
bewegen sich zur Ober-  
fläche

ersten Drahtebene gebildet werden. Die Blase wird an den Drähten gewissermaßen eingeschnürt. Die Lamellen sind mit großer Wahrscheinlichkeit dafür verantwortlich, daß das Sondensignal innerhalb der Blasen den Gasgehaltswert von 100 % meist nicht erreicht, denn über die Lamellen kann ein wenn auch kleiner Strom von den Sender- zu den Empfänger Elektroden fließen.

Genauere Klärung sollen Experimente an einem transparenten Kanal mit quadratischem Querschnitt liefern, in den ein Gittersensor derart eingebaut ist, daß der Durchtritt von Blasen durch die Gitterebenen von der Seite aufgenommen werden kann. Dieser Kanal befindet sich im Aufbau. Mit dem neuen Testkanal wird es auch möglich sein, die Verhältnisse bei Vorliegen einer von Null verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeit des Wassers zu beobachten. Es wird vermutet, daß dann die Blasen wesentlich weniger deformiert werden.

#### 4. Zusammenfassung

Bei der Aufnahme des Blasendurchtritts durch die Elektrodenebenen mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeits-Videokamera wurde festgestellt, daß der Gittersensor die Gasblasen erheblich deformiert. Allerdings zeigt das Meßsignal die Blasen noch in ihrer ursprünglichen Form. Wasserlamellen, die sich im Nachlauf der Elektroden-drähte der ersten Ebene bilden, erstrecken sich bis zur zweiten Ebene und verursachen Gasgehaltswerte, die innerhalb der Blase unter 100 % (bei etwa 90 %) bleiben können. Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

#### Literatur:

- [1] H.-M. Prasser, A. Böttger, J. Zschau – A new electrode-mesh tomograph for gas-liquid flows, Flow Measurement and Instrumentation 9 (1998), 111-119.
- [2] H.-M. Prasser, Messung von Blasengrößenverteilungen mit Gittersensoren, Workshop „Meßtechnik für stationäre und transiente Mehrphasenströmungen“, 24./25.9.1998 (FZR-241), 157-164.

# GESCHWINDIGKEITS- UND DURCHFLUSSMESSUNG MIT GITTERSENSOREN

H.-M. Prasser

Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), PSF 510119, D-01314 Dresden

## 1. Gittersensor

Von den schnellen Gittersensoren zur Messung der Gasgehaltsverteilung in einer Zweiphasenströmung wurde bereits auf den zwei zurückliegenden Workshops berichtet. Eine detaillierte Darstellung der Funktionsweise war 1997 Gegenstand des Beitrags [1]. In darauf folgenden Jahr wurde beschrieben, wie der Sensor zur Visualisierung der Strömungsform in vertikalen Rohrleitungen genutzt werden kann. Weiterhin wurde eine Methode zur Ermittlung von Blasengrößenverteilungen vorgestellt [2]. Im vorliegenden Beitrag wird gezeigt, daß durch Berechnung von Kreuzkorrelationsfunktionen aus den Signalen von zwei hintereinander angeordneten Gittersensoren eine Messung von Geschwindigkeitsprofilen der Gasphase vorgenommen werden kann.

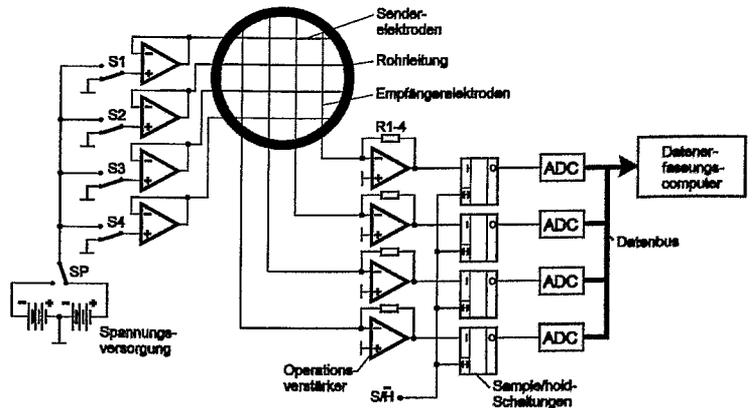


Bild 1 Schema von Gittersensor mit Elektronikeinheit

Ein Gittersensor wird aus zwei Ebenen von Elektroden gebildet, die in Strömungsrichtung hintereinander angeordnet sind. Die Elektroden der ersten Ebene (Senderebene) werden durch eine Multiplexerschaltung zeitlich hintereinander mit kurzen Spannungsimpulsen versorgt (Bild 1). Dadurch tritt an jeder einzelnen Elektrode der zweiten Ebene (Empfängerebene) ein Strom auf, der zur mittleren Leitfähigkeit des Meßmediums in der Umgebung des Kreuzungspunkts der beiden Elektroden proportional ist. Die Ströme werden nach AD-Wandlung von einem Datenerfassungs-PC für jede Empfänger-Elektrode individuell gespeichert. Nach Aktivierung der letzten Sendeelektrode, liegt eine zweidimensionale Matrix von Spannungswerten vor, die die Leitfähigkeiten an allen Kreuzungspunkten der Elektroden von Sendeebene und Empfängerebene widerspiegelt. Zur Bestimmung der Gasgehaltsverteilung werden diese Werte mit den Kalibrierwerten in Beziehung gesetzt, die bei vollständig mit Flüssigkeit gefüllter Rohrleitung aufgenommen werden. Eine detaillierte Beschreibung ist in [3] enthalten.

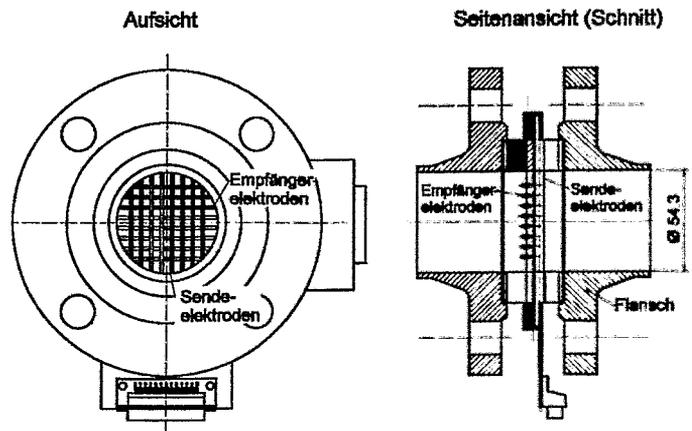


Bild 2 Gittersensor mit 2 x 8 Elektroden

Die Signalerfassungseinheit kann einen Sensor mit zwei Ebenen zu je 16 Elektroden, d.h. mit 16 x 16 Meßpunkten ansteuern. Alternativ können auch 4 Sensoren mit 2 Ebenen zu je 8 Elektroden, d.h. mit 8 x 8 Meßpunkten gleichzeitig betrieben werden. Die Meßfrequenz kann bis zu 1200 Messungen pro Sekunde betragen. Damit wird eine schnelle Visualisierung der Gasgehaltsverteilung realisiert. Für die hier vorgestellten Experimente wurden zwei Gittersensoren der Nennweite DN50 mit 2 x 8 Elektroden verwendet (Bild 2). Diese Sensoren sind für den Einsatz bei höheren mechanischen Belastungen gedacht, deshalb sind sie mit stäbchenförmigen Elektroden aus nichtrostendem Stahl ausgestattet. Die Stäbchen besitzen einen linsenförmigen Querschnitt, um den hydraulischen Widerstand des Sensors und damit die Strömungsbeeinflussung klein zu halten.

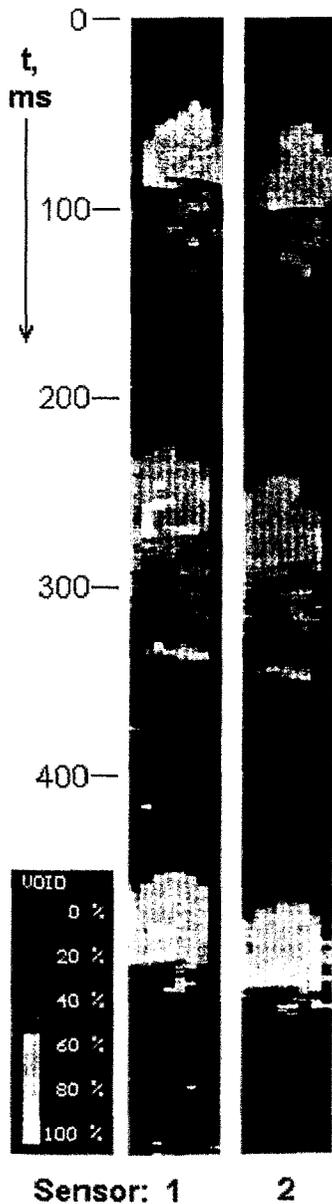
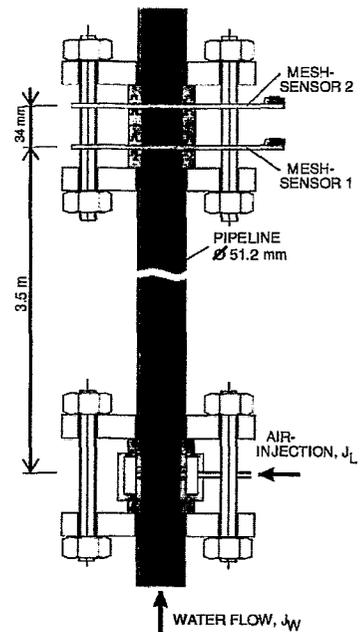


Bild 4 EULERSche Schnittbilder einer Pfropfenströmung ( $J_w = 1$  m/s,  $J_l = 0.75$  m/s)



## 2. Versuchsanlage

Bild 3 Vertikale Teststrecke

Es wurde die Strömung eines Luft-Wasser-Gemischs in einer senkrechten Rohrleitung (DN 50) bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von 30 °C untersucht (Bild 3). Die Luft einspeisung erfolgte im unteren Teil der Teststrecke durch gleichmäßig über dem Querschnitt verteilte Kanülen. Hinter einer Einlaufstrecke von ca. 70 L/D waren zwei Gittersensoren angeordnet. Der Abstand zwischen den Meßebenen der zwei Sensoren betrug 34 mm. Die Volumenstromdichten wurden in weiten Bereichen variiert (Wasser: 0 - 4 m/s, Luft: 0 - 12 m/s) und im stationären Zustand wurden Signalsequenzen über jeweils 10 s aufgenommen.

## 3. Gasgehalts- und Geschwindigkeitsprofile

In Bild 4 ist ein Beispiel für EULERSche Schnittbilder gezeigt, die aus den Signalen der beiden Sensoren aus Bild 3 für eine Pfropfenströmung erhalten wurden. Die Schnittbilder werden konstruiert, indem aus dem Meßsignal eine Serie von momentanen Gasgehaltsverteilungen entlang einer zentral durch die Meßebene gelegten Sehne extrahiert wird. Die einzelnen Gasgehaltswerte werden entsprechend einer Farbskala dargestellt und die entstehenden Bildzeilen in ihrer zeitlichen Abfolge von oben nach unten geplottet. In den so gebildeten Darstellungen sind einzelne Blasen und große Pfropfen gut zu erkennen. Es ist deutlich zu sehen, daß beide Sensoren eine ähnliche Strömungsstruktur detektieren. Es besteht jedoch eine klar erkennbare Laufzeitdifferenz, die auf die axiale Distanz zwischen den Sensoren und die Bewegungsgeschwindigkeit der Gasphase zurückzuführen ist. Diese Tatsache legt es nahe, daß es möglich sein sollte, die Geschwindigkeit der Gasphase mit Hilfe der Kreuzkorrelation zu bestimmen.

Bild 5 zeigt zur Illustration Zeitverläufe von lokalen Gasanteilen, die an identischen, d.h. genau übereinander liegenden Kreuzungspunkten zweier Elektroden von den beiden Sensoren gemessen wurden, und zwar für einen Meßpunkt im Zentrum und einen weiteren am Rand des Rohrquerschnitts. Besonders im Zentrum, aber auch am Rand ist die charakteristische Zeitverschiebung der Signale zu erkennen.

In Bild 6 sind Beispiele für Kreuzkorrelationsfunktionen dargestellt, die für eine Blasen- und eine Pfropfenströmung aus den Meßsignalen berechnet wurden. Die Funktionen weisen klare Maxima auf, deren Lage mit der mittleren Geschwindigkeit der Gasphase korrespondiert. Die Geschwindigkeit ergibt sich aus der Zeitverschiebung, bei der das Maximum liegt ( $\delta t_{max}$ ) und der Basislänge, d.h. dem axialen Abstand zwischen den Meßebenen beider Sensoren  $\Delta z$  wie folgt:  $w_L = \Delta z / \delta t_{max}$ . Das weniger scharfe Maximum bei der Pfropfenströmung ist auf die größeren Geschwindigkeitsfluktuationen zurückzuführen, die bei dieser Strömungsform im Vergleich zur Blasenströmung auftreten. Deutlich zu erkennen ist bei beiden Beispielen der Unterschied in der Zeitverschiebung zwischen Rand und Zentrum der Rohrleitung, der offensichtlich durch das radiale Geschwindigkeitsprofil verursacht wird.

Wenn für alle zur Verfügung stehenden Kreuzungspunkte Kreuzkorrelationsfunktionen berechnet und deren Maxima ermittelt werden, dann erhält man die Geschwindigkeitsverteilung der Gasphase im Meßquerschnitt. Die einzelnen, auf diese Weise erhaltenen Geschwindigkeiten sind für die in Bild 4 gezeigte Strömung in Abhängigkeit von Radius des jeweiligen Meßpunkts dargestellt. Zusätzlich ist das radiale Gasgehaltsprofil eingetragen, das durch zeitliche Mittelung der vom Gittersensor gemessenen momentanen Gasgehaltsverteilungen ermittelt wurde. Bei dem gewählten Beispiel (Pfropfenströmung) liegt ein ausgeprägtes Gasgehaltsmaximum im Zentrum vor. Die Gasgeschwindigkeit hat ebenfalls ihr Maximum im Zentrum, wobei das Profil jedoch wesentlich ausgeglichener ist. Das liegt zum einen an dem ohnehin relativ ausgeglichener Profil der Flüssigkeitgeschwindigkeit in einer turbulenten Rohrströmung und zum anderen darin, daß hierzu die Relativgeschwindigkeit der Gasphase addiert wird, die ebenfalls nur wenig vom Radius abhängt.

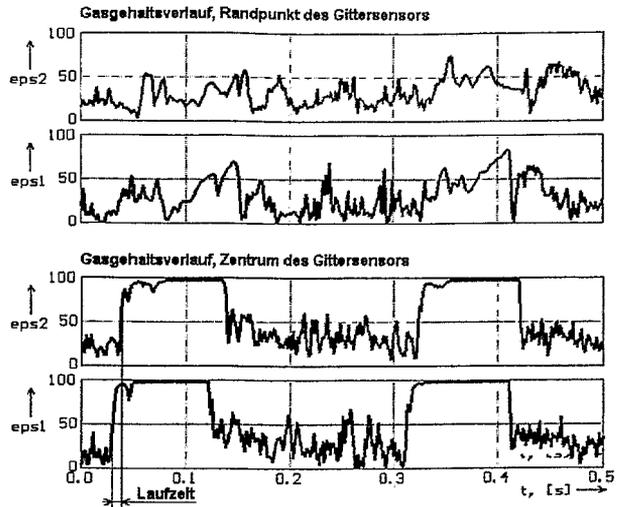


Bild 5 Zeitverläufe von lokalen Gasanteilen an einzelnen Meßpunkten der Gittersensoren bei einer Pfropfenströmung

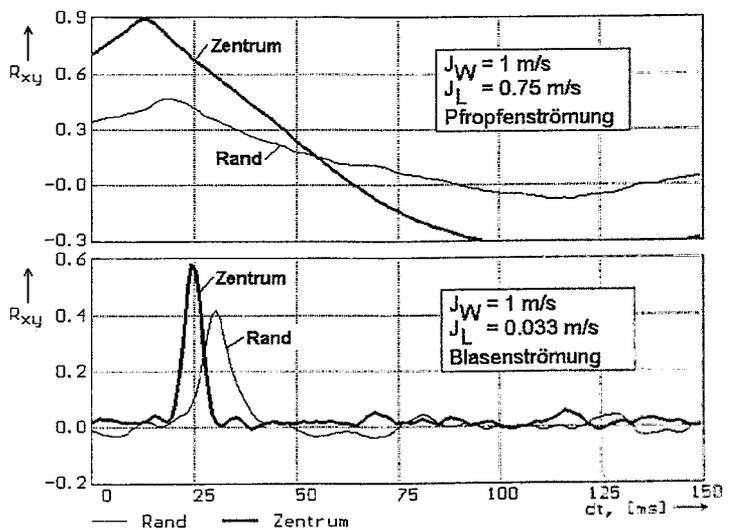


Bild 6 Kreuzkorrelationsfunktionen aus Gasgehaltssignalen identischer Meßpunkte beider Sensoren

Bild 8 zeigt weitere Ergebnisse für verschiedene Leerrohrgeschwindigkeiten. Bei zunehmender Gasgeschwindigkeit wächst aufgrund der begrenzten Zeitaufösung des Sensors der Diskretisierungsfehler an. Zur Illustration sind einige Fehlerintervalle in Bild 8 eingetragen. Der Diskretisierungs-

rungsfehler beträgt  $\pm 1.7\%$  bei einer Geschwindigkeit von 1 m/s. Er wächst mit zunehmender Geschwindigkeit an und erreicht  $\pm 17\%$  bei 10 m/s.

#### 4. Messung der Volumenstromdichte der Luft

Durch Integration des Produkts aus lokalem Gasanteil und Gasgeschwindigkeit über dem Strömungsquerschnitt kann die Volumenstromdichte der Gasphase ermittelt werden (Gl. (1)). Dadurch ergibt sich die Möglichkeit einer Überprüfung der Geschwindigkeitsmessung nach dem Kreuzkorrelationsverfahren, denn die so zu ermittelnden Gasvolumenstromdichten müssen mit den Vorgabewerten der einzelnen Experimente übereinstimmen, die durch Messung des einphasigen Gasvolumenstroms vor der Einspeisestelle erhalten werden.

$$J_{L,m} = \sum_{i,j} a_{i,j} \cdot w_{L,i,j} \cdot \epsilon_{i,j} \quad (1)$$

In Gl. (1) sind  $a_{i,j}$  die der jeweiligen Meßposition im Gitter zuzuordnenden Flächenanteile (Wichtungskoeffizienten der Querschnittsmittelung). Das Ergebnis des Vergleichs ist in Bild 9 dargestellt. Dabei wurde der Wasservolumenstrom unabhängig vom Luftdurchsatz variiert. Im Bild 9 ist zusätzlich angegeben, welche Strömungsform bei den einzelnen Meßpunkten vorgelegen hat. Die Strömungsform wurde mit Hilfe der Visualisierung durch den Gittersensor bestimmt. Eine akzeptable Übereinstimmung zwischen Vorgabe und Meßwert wurde bei der Blasenströmung bei kleinen Geschwindigkeiten sowie bei der Pfropfen- und der Schaumströmung vorgefunden. Bei der Ringströmung ist eine größere Streuung der Punkte zu beobachten, weil hier im Zentrum der Rohrleitung bereits kaum noch Phasenwechsel registriert werden und die Kreuzkorrelation deshalb ungenau ist.

Eine weitergehende Analyse zeigt, daß bei kleinen Volumenstromdichten der Fehler der Gasgehaltsmessung im Gesamtmeßfehler überwiegt. Wie be-

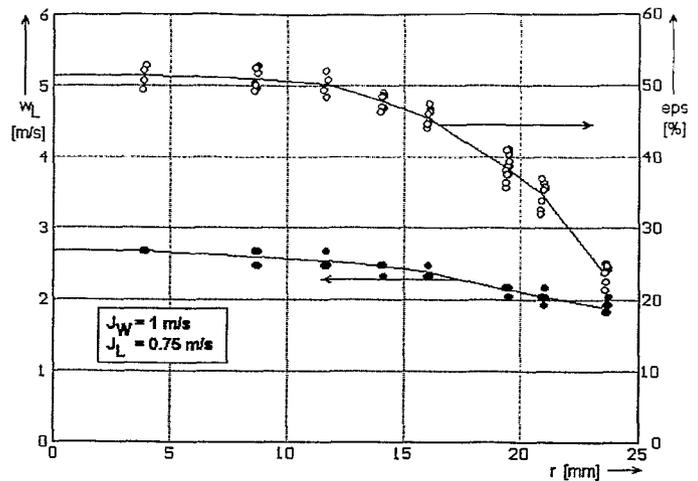


Bild 7 Radiale Verteilungen von Volumenanteil  $\epsilon_{ps}$  und Geschwindigkeit  $w_L$  der Luft

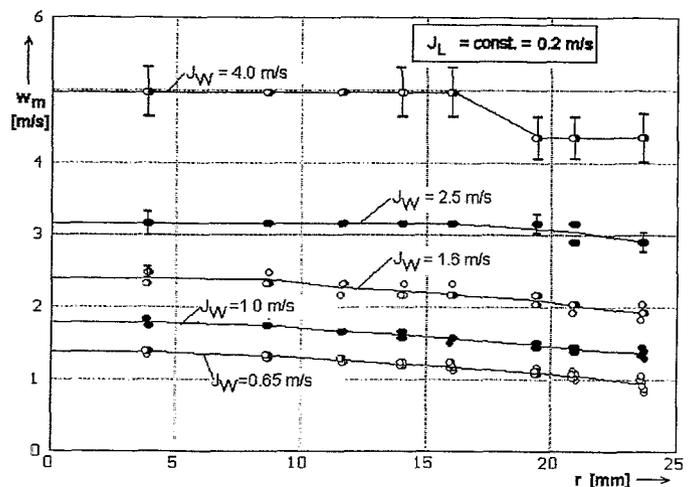


Bild 8 Profile der Luftgeschwindigkeit bei Variation der Volumenstromdichte des Wassers

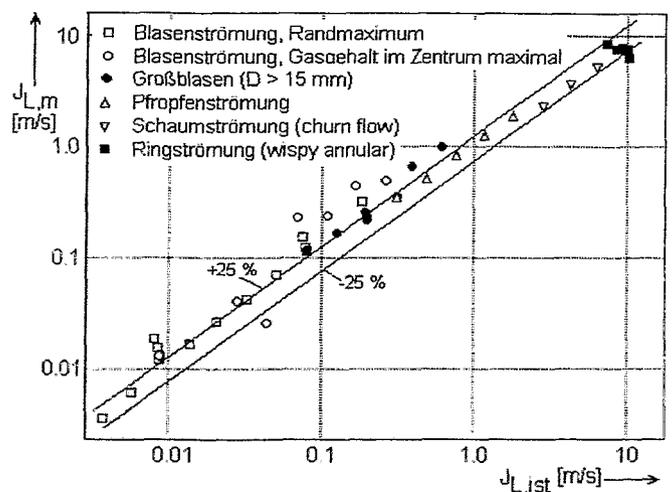


Bild 9 Vergleich von vorgegebener Luft-Volumen  $J_{L,ist}$  mit dem Meßwert  $J_{L,m}$  nach Gl. (1)

reits in [2] festgestellt wurde, weisen die mittleren Gasgehalte, die durch den Gittersensor zu erhalten sind, im Vergleich zu einem Gamma-Densitometer absolute Abweichungen von bis zu  $\pm 0,05$  auf. Dieser absolute Fehler ist im gesamten Bereich von 0 - 100 % Gasanteil etwa konstant. Bei Anwendung von Gl. (1) ist jedoch der relative Fehler des Gasgehaltsprofils relevant. Wenn man davon ausgeht, daß der Fehler der gemessenen Volumenstromdichte  $J_{L,m}$  hauptsächlich durch den Diskretisierungsfehler der Gasgeschwindigkeit und den absoluten Fehler des Gasgehalts bestimmt wird, dann erhält man die in Bild 10 dargestellten Fehlerintervalle.

In Bild 10 wurden gegenüber Bild 9 nur Meßpunkte aus dem Bereich  $0,1 \leq J_w \leq 4$  m/s und  $0,1 \leq J_L \leq 10$  m/s aufgenommen. Dies ist das Gebiet der Volumenstromdichten, innerhalb dessen die Fehlerintervalle der gemessenen Gasvolumenstromdichte noch eine vertretbare Größe aufweisen und den Vorgabewert einschließen. Es kann folglich davon ausgegangen werden, daß die vorgestellte Methode der Kreuzkorrelation zur Geschwindigkeitsmessung der Gasphase hier angewandt werden kann.

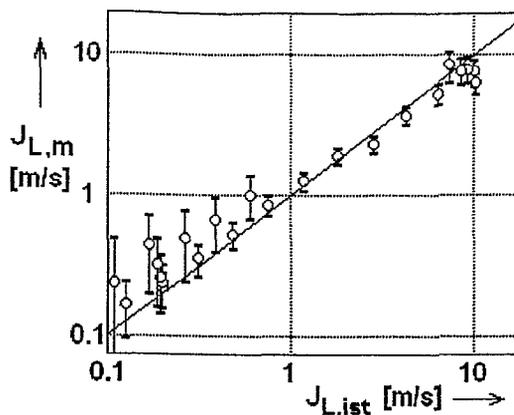


Bild 10 Vergleich zwischen eingespeister und gemessener Volumenstromdichte mit Fehlerintervallen

## 5. Zusammenfassung

Es wird eine Kreuzkorrelationsmethode zur Messung der Gasgeschwindigkeit mit Hilfe von zwei hintereinander angeordneten Gittersensoren vorgestellt, mit der sich radiale Geschwindigkeitsprofile ermitteln lassen. Durch Hinzuziehung von Gasgehaltsprofilen, die der Sensor ebenfalls liefert, kann die in die Teststrecke eingespeiste Volumenstromdichte der Gasphase rekonstruiert werden, was die Methode bestätigt. Es ergibt sich eine neue Möglichkeit der Messung von Geschwindigkeitsprofilen. Außerdem steht ein neues Meßverfahren für den Gasvolumenstrom in einer Zweiphasenströmung in Aussicht.

## 6. Formelzeichen

a	Wichtungskoeffizient	$J_L$	Volumenstromdichte Luft, m/s
D	Durchmesser, m	$J_w$	Volumenstromdichte Wasser, m/s
eps, $\epsilon$	volumetrischer Gasanteil, %	m	Index Meßwert
ist	Index Vorgabewert	r	Radius, m
i,j	Indizes	$w_L$	Phasengeschwindigkeit Wasser

## 7. Literatur

- [1] H.-M. Prasser: "Leitfähigkeitssensoren für die Bestimmung von Parametern einer Zweiphasenströmung", Workshop "Meßtechnik für stationäre und transiente Mehrphasenströmungen", 06.-07. Nov. 1997 in Rossendorf, Tagungsband FZR-204, Dez. 1997, S. 64-71.
- [2] H.-M. Prasser: "Messung von Blasengrößenverteilungen mit Gittersensoren", Workshop Meßtechnik für stationäre und transiente Mehrphasenströmungen, 24.-25. Sept. 1998, Rossendorf, Bericht FZR-241, S. 157-164.
- [3] H.-M. Prasser, A. Böttger, J. Zschau: "A new electrode-mesh tomograph for gas-liquid flows", Flow Measurement and Instrumentation 9 (1998) 111-119.
- [4] H.-M. Prasser: Messung von Gasgehalt, Gasgeschwindigkeit und Volumenstrom mit Gittersensoren, Vortrag auf CVC, 1. Chemnitzer Verfahrenstechnisches Colloquium, 25.-26.11.1998, Universität Chemnitz.