Experimentelle Untersuchung und physikalische Beschreibung der Schichtenströmung in horizontalen Kanälen

T. Stäbler
Institut für Kern- und Energietechnik

Mai 2007
Experimentelle Untersuchung und physikalische Beschreibung der Schichtenströmung in horizontalen Kanälen

Dipl.-Ing. Thomas Daniel Stäbler

Institut für Kern- und Energietechnik

von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2007
Abstract

Experimental Investigation and Physical Description of Stratified Flow in Horizontal Channels

The interaction between a liquid film and turbulent gas flows plays an important role in many technical applications (e.g. in hydraulic engineering, process engineering and nuclear engineering). The local kinematic and turbulent time-averaged flow quantities for counter-current stratified flows (supercritical and subcritical flows with and without flow reversal) have been measured for the first time. Therefore, the method of Particle Image Velocimetry was applied. By using fluorescent particles in combination with an optical filter it was possible to determine the flow quantities of the liquid phase up to the free surface. Additionally, the gaseous phase was investigated by using the scattering of light of conventional particles. With a further measurement technique the void fraction distribution along the channel height has been determined. For this purpose, a single-tip conductivity probe was developed. Furthermore, water delivery rates and pressure losses along the test section were measured over a wide range of parameters. The measurements also revealed new details on the hysteresis effect after the occurrence of flow reversal.

The experimental findings were used to develop and validate a statistical model in which the liquid phase is considered to be an agglomeration of interacting particles. The statistical consideration of the particle interactions delivers a differential equation which can be used to predict the local void fraction distribution with the local turbulent kinematic energies of the liquid phase. Beyond that, an additional statistical description is presented in which the probability density functions of the local void fraction are described by beta-functions. Both theoretical approaches can be used for numerical modelling whereas the statistical model can be used to describe the phase interactions and the statistical description to describe the turbulent fluctuations of the local void fraction. Thus, this work has made available all necessary data which are needed to develop and validate models of horizontal counter-current stratified flows.
Kurzfassung

Experimentelle Untersuchung und physikalische Beschreibung der Schichtenströmung in horizontalen Kanälen


Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. E. Laurien, dem Leiter der Abteilung Thermo-fluidodynamik am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart, gilt mein besonderer Dank für die Unterstützung bei dieser Arbeit, für sein entgegengebrachtes Vertrauen und für die Übernahme des Hauptreferats.

Dem Leiter des Instituts für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe, Herrn Prof. Dr.-Ing. T. Schulenberg, danke ich sehr für die Ermöglichung meiner Arbeit am Forschungszentrum Karlsruhe sowie für seine wertvollen Anregungen, die mir überlassenen Freiräume in der Durchführung meiner Arbeit und die Übernahme des Korreferats.


Des Weiteren möchte ich mich an dieser Stelle bei allen studentischen Mitarbeitern bedanken, die im Rahmen ihrer Praktika und Studienarbeiten wertvolle Beiträge zu dieser Arbeit geleistet haben.

Ebenso gilt mein Dank den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Mehrphasenströmungen sowie allen Mitarbeitern der mechanischen und elektronischen Werkstätten für die hervorragende Zusammenarbeit. Ohne ihre Mithilfe wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Ich bedanke mich bei allen Kollegen - insbesondere bei meinem Bürokollegen Herrn Gerald Fast - für die anregenden und gewinnbringenden Diskussionen, die Hilfsbereitschaft und das allzeit außerordentlich angenehme Arbeitsklima.


Karlsruhe, im Februar 2007

Thomas Stäbler
# Inhaltsverzeichnis

**Nomenklatur** iii

**1 Einleitung** 1

1.1 Hintergrund der Arbeit 1

1.2 Stand der Forschung 3

1.2.1 Strömungen im horizontalen Rohr 6

1.2.2 Strömungszustände in welligen Schichtenströmungen 8

1.2.3 Geschwindigkeits- und Turbulenzuntersuchungen in Zweiphasenströmungen 11

1.2.4 Methoden zur Messung des Gasvolumenanteils 15

1.3 Ziel und Gliederung der Arbeit 18

**2 Versuchsstand** 19

2.1 Beschreibung der Anlage 19

2.2 Instrumentierung der Anlage 21

2.2.1 Temperatur- und Druckmessungen 21

2.2.2 Durchflussmessungen 22

2.2.3 Wasserlieferungsraten 23

**3 Messtechnik** 25

3.1 Geschwindigkeitsmessungen 25

3.1.1 Wasser 27

3.1.2 Luft 32

3.1.3 Fehleranalyse 34

3.2 Messung des lokalen Gasvolumenanteils 37

3.2.1 Sonde 38

3.2.2 Messaufbau 40

3.2.3 Datenerfassung 40

3.2.4 Fehleranalyse 42

**4 Messergebnisse** 45

4.1 Strömungskarten 46

4.2 Schießende Strömung 49

4.2.1 Lokaler Gasvolumenanteil 51

4.2.2 Flüssige Phase 51

4.2.3 Gasförmige Phase 54

4.2.4 Diagramme 56

4.3 Fließende Strömung 63

4.3.1 Lokaler Gasvolumenanteil 64

4.3.2 Flüssige Phase 64
4.3.3 Gasförmige Phase ........................................... 66
4.3.4 Diagramme ...................................................... 67
4.4 Teilweise umgekehrte Strömung ................................. 71
  4.4.1 Lokaler Gasvolumenanteil .................................. 72
  4.4.2 Flüssige Phase .................................................. 74
  4.4.3 Gasförmige Phase .............................................. 76
  4.4.4 Diagramme ...................................................... 79
4.5 Zusammenfassung und vergleichende Betrachtungen .......... 85

5 Theoretische Ansätze .............................................. 89
  5.1 Modell zur Berechnung des lokalen Gasvolumenanteils .... 89
    5.1.1 Herleitung ...................................................... 89
    5.1.2 Verifikation des Ansatzes ................................. 92
  5.2 Bestimmung der turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils 94

6 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen ......................... 99

A Anhang .............................................................. 101
B Anhang .............................................................. 107

Literaturverzeichnis .................................................. 111
Nomenklatur

Lateinische Zeichen

<table>
<thead>
<tr>
<th>Symbol</th>
<th>Einheit</th>
<th>Definition</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>$A$</td>
<td>$m^2$</td>
<td>Kanalquerschnittsfläche</td>
</tr>
<tr>
<td>$a$</td>
<td>$m/s^2$</td>
<td>Beschleunigung</td>
</tr>
<tr>
<td>$b$</td>
<td>-</td>
<td>Rückflussrate</td>
</tr>
<tr>
<td>$C$</td>
<td>-</td>
<td>Konstante</td>
</tr>
<tr>
<td>$c_p$</td>
<td>$J/(kg \cdot K)$</td>
<td>spezifische Wärmekapazität</td>
</tr>
<tr>
<td>$d$</td>
<td>-</td>
<td>Durchmesser</td>
</tr>
<tr>
<td>$d_H$</td>
<td>$mm$</td>
<td>hydraulischer Durchmesser</td>
</tr>
<tr>
<td>$E_{kin}$</td>
<td>$kg/m^2s^2$</td>
<td>turbulente kinetische Energie pro Volumen</td>
</tr>
<tr>
<td>$E_{pot}$</td>
<td>$kg/m^2s^2$</td>
<td>Potentielle Energie</td>
</tr>
<tr>
<td>$F_a$</td>
<td>$N$</td>
<td>Trägheitskraft</td>
</tr>
<tr>
<td>$F_g$</td>
<td>$N$</td>
<td>Gravitationskraft</td>
</tr>
<tr>
<td>$f$</td>
<td>$N/m^3$</td>
<td>Volumenkraft</td>
</tr>
<tr>
<td>$g$</td>
<td>$m/s^2$</td>
<td>Erdbeschleunigung</td>
</tr>
<tr>
<td>$i, j$</td>
<td>-</td>
<td>Indizes, Koordinatenrichtungen</td>
</tr>
<tr>
<td>$k$</td>
<td>$m^2/s^2$</td>
<td>turbulente kinetische Energie pro Masse</td>
</tr>
<tr>
<td>$L$</td>
<td>$m$</td>
<td>(charakteristische) Länge</td>
</tr>
<tr>
<td>$M$</td>
<td>$N/m^3$</td>
<td>Impuls austauschterm</td>
</tr>
<tr>
<td>$m$</td>
<td>$kg$</td>
<td>Masse</td>
</tr>
<tr>
<td>$m$</td>
<td>$kg/s$</td>
<td>Massenstrom</td>
</tr>
<tr>
<td>$m_C$</td>
<td>$kg$</td>
<td>Wallis-Konstante</td>
</tr>
<tr>
<td>$N$</td>
<td>-</td>
<td>Anzahl Werte</td>
</tr>
<tr>
<td>$P$</td>
<td>-</td>
<td>Wahrscheinlichkeit</td>
</tr>
<tr>
<td>$p$</td>
<td>$1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$</td>
<td>Druck</td>
</tr>
<tr>
<td>$Q$</td>
<td>$m^3/s$</td>
<td>Volumenstrom</td>
</tr>
<tr>
<td>$r$</td>
<td>$m$</td>
<td>Radius</td>
</tr>
<tr>
<td>$T$</td>
<td>$K$</td>
<td>Temperatur</td>
</tr>
<tr>
<td>$t$</td>
<td>$s$</td>
<td>Zeit</td>
</tr>
<tr>
<td>$t_q$</td>
<td>-</td>
<td>Quantil der t-Verteilung</td>
</tr>
<tr>
<td>$U$</td>
<td>$V$</td>
<td>Spannung</td>
</tr>
<tr>
<td>$u$</td>
<td>$m/s$</td>
<td>Geschwindigkeit, Komponente in x-Richtung</td>
</tr>
<tr>
<td>$u_{GS}$</td>
<td>$Q_G/A, \ m/s$</td>
<td>Volumenstromdichte der Gasphase</td>
</tr>
<tr>
<td>$u_{LS}$</td>
<td>$Q_L/A, \ m/s$</td>
<td>Volumenstromdichte der Flüssigphase</td>
</tr>
<tr>
<td>$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$</td>
<td>$m/s$</td>
<td>zeitlich gemittelte Geschwindigkeiten</td>
</tr>
<tr>
<td>$u', v', w'$</td>
<td>$m/s$</td>
<td>Geschwindigkeitsfluktuationen</td>
</tr>
<tr>
<td>$-\rho \bar{u}' \bar{v}'$</td>
<td>$N/m^2$</td>
<td>Reynoldsche Schubspannungen</td>
</tr>
<tr>
<td>$v$</td>
<td>$m/s$</td>
<td>Geschwindigkeit, Komponente in y-Richtung</td>
</tr>
<tr>
<td>$x$</td>
<td>$mm, \ pixel$</td>
<td>kartesische Koordinate in horizontaler Richtung</td>
</tr>
<tr>
<td>$y$</td>
<td>$mm, \ pixel$</td>
<td>kartesische Koordinate in vertikaler Richtung</td>
</tr>
</tbody>
</table>
$y_0 \quad mm \quad$ Wassereinlaufhöhe
$y_b \quad mm \quad$ Wellenhöhe
$y_m \quad mm \quad$ mittlere Wasserhöhe
$z \quad mm \quad$ kartesische Koordinate
$z_V \quad -$ \quad Vibrationszustand

### Griechische Zeichen

<table>
<thead>
<tr>
<th>Symbol</th>
<th>Definition</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>α</td>
<td>Gasvolumenanteil</td>
</tr>
<tr>
<td>β</td>
<td>Winkel</td>
</tr>
<tr>
<td>Δ</td>
<td>Differenz, Fehler</td>
</tr>
<tr>
<td>δ</td>
<td>Varianz</td>
</tr>
<tr>
<td>ε</td>
<td>statistische Unsicherheit</td>
</tr>
<tr>
<td>$\varepsilon^k$</td>
<td>Phasenindikatorfunktion</td>
</tr>
<tr>
<td>$\varepsilon_m$</td>
<td>Dissipationsrate</td>
</tr>
<tr>
<td>Λ</td>
<td>Massenquellterm</td>
</tr>
<tr>
<td>$\lambda_k$</td>
<td>$W/(m,K)$</td>
</tr>
<tr>
<td>λ</td>
<td>nm</td>
</tr>
<tr>
<td>μ</td>
<td>dyn. Viskosität</td>
</tr>
<tr>
<td>$\mu_t$</td>
<td>turbulente Viskosität</td>
</tr>
<tr>
<td>ν</td>
<td>$m^2/s$</td>
</tr>
<tr>
<td>ω</td>
<td>turbulente Frequenz</td>
</tr>
<tr>
<td>φ</td>
<td>Blickwinkel</td>
</tr>
<tr>
<td>ρ</td>
<td>kg/m$^3$</td>
</tr>
<tr>
<td>σ</td>
<td>Standardabweichung</td>
</tr>
<tr>
<td>$\tau_{ij}^{Re}$</td>
<td>Reynoldscher Spannungstensor</td>
</tr>
<tr>
<td>θ</td>
<td>s</td>
</tr>
</tbody>
</table>

### Indizes

<table>
<thead>
<tr>
<th>Symbol</th>
<th>Definition</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>*</td>
<td>virtuelle Einlaufbedingungen</td>
</tr>
<tr>
<td>1</td>
<td>Komponente in x-Richtung</td>
</tr>
<tr>
<td>2</td>
<td>Komponente in y-Richtung</td>
</tr>
<tr>
<td>3</td>
<td>Komponente in z-Richtung</td>
</tr>
<tr>
<td>aus</td>
<td>Kanalaustritt</td>
</tr>
<tr>
<td>B</td>
<td>Bilder</td>
</tr>
<tr>
<td>ein</td>
<td>Kanaleintritt</td>
</tr>
<tr>
<td>G</td>
<td>gasförmige Phase</td>
</tr>
<tr>
<td>$i,j$</td>
<td>Indizes</td>
</tr>
<tr>
<td>int</td>
<td>Intervall</td>
</tr>
<tr>
<td>K</td>
<td>kumuliert</td>
</tr>
<tr>
<td>k</td>
<td>Phasenindikator</td>
</tr>
<tr>
<td>L</td>
<td>flüssige Phase</td>
</tr>
<tr>
<td>LLS</td>
<td>Laserlichtschnitt</td>
</tr>
</tbody>
</table>

iv
**Kennzahlen**

- \( Fr \) \( \quad u/(g y)^{0.5} \) \hspace{1cm} Froude-Zahl
- \( Re \) \( \quad u L/\nu \) \hspace{1cm} Reynolds-Zahl
- \( u_{GS} \) \( \quad u_{GS} \rho_G^{0.5} [g H (\rho_L - \rho_G)]^{-0.5} \) dimensionslose Volumenstromdichte
- \( u_{LS} \) \( \quad u_{LS} \rho_L^{0.5} [g H (\rho_L - \rho_G)]^{-0.5} \) dimensionslose Volumenstromdichte

**Abkürzungen**

- **2PB** Zweiphasenbereich
- **CCD** Charge Coupled Device
- **CFD** Computational Fluid Dynamics
- **DNS** Direkte Numerische Simulation
- **FFT** Fast-Fourier-Transformation
- **GND** Ground wire, Erdung
- **IA** Interrogation Area
- **LDA** Laser Doppler Anemometrie
- **LDV** Laser Doppler Velocimetry
- **LES** Large Eddy Simulation, Grobstruktursimulation
- **LR** Wasserlieferungsrate
- **OPRF** Onset of Partially Reversed Flow,
  Einsetzen der teilweise umgekehrten Strömung
- **OSTF** Onset of Stable Stratified Flow,
  Einsetzen der stabilen Schichtenströmung
- **OTRF** Onset of Totally Reversed Flow,
  Einsetzen der kompletten Strömungsumkehr
- **PDAT** Photocromic Dye Activation Technique
- **PDF** Probability Density Function, Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
- **PIV** Particle Image Velocimetry
- **PRF** Partially Reversed Flow, teilweise umgekehrte Strömung
- **SB** Subcritical Flow, Fließende Strömung
- **SNR** Signal-to-Noise-Ratio, Signal-zu-Rausch-Verhältnis
- **SP** Supercritical Flow, Schießende Strömung
To unpath’d waters, undream’d shores.

The Winter’s Tale, William Shakespeare
1 Einleitung

1.1 Hintergrund der Arbeit


Abbildung 1.1: Leckstörfall in einem Druckwasserreaktor durch Bruch der Hauptkühlmittelleitung.


Je nach Anwendungsfall genügt eine eindimensionale Betrachtung nicht, um die auftretenden Strömungszusammenhänge in ausreichendem Maß in technischen Systemen zu beschreiben. Um jedoch geeignete Modelle für die numerische, mehrdimensionale Strömungsberechnung zu entwickeln und zu erweitern, werden lokale Daten benötigt. Die für horizontale, geschichtete Zweiphasenströmungen in Gegenstromanordnung relevanten, lokalen Daten wurden aus diesem Grund im Rahmen dieser Arbeit experimentell ermittelt. Diese Daten stehen der numerischen Modellierung und Validierung nun zur Verfügung. Darüber hinaus konnten anhand der experimentellen Daten theoretische Modellansätze hergeleitet werden, die nun ebenfalls für die Weiterentwicklung numerischer Berechnungsverfahren zur Verfügung stehen.

Das vorliegende Promotionsvorhaben trägt innerhalb der Initiative zur Kompetenzerhaltung in der Kerntechnik des Bundesministeriums für Wirtschaft und Arbeit (BMWA)
im Rahmen des CFD-Forschungsverbundes\textsuperscript{1} zur Entwicklung fortgeschrittener Werkzeuge für die Sicherheitsanalyse von Leichtwasserreaktoren bei. Darüber hinaus können die gewonnenen Erkenntnisse für die Berechnung ähnlicher Strömungsfälle in anderen technischen Anwendungen genutzt werden, wie beispielsweise dem Verhalten von Strömungen in Pipelines der chemischen Industrie oder von Strömungen in offenen Wasserkanälen des Anlagen- und Wasserbaus.

### 1.2 Stand der Forschung


Alle ein-, zwei- oder mehrphasigen Strömungen können innerhalb der Kontinuumsmechanik mit den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie berechnet werden. Bei der Berechnung werden in Abhängigkeit der drei Raumrichtungen und der Zeit die zugehörigen Geschwindigkeitskomponenten $u_1$, $u_2$ und $u_3$, die Dichte $\rho$, der Druck $p$ und die Temperatur $T$ ermittelt.


\textsuperscript{1}Entwicklung und Anwendung von Computational Fluid Dynamics (CFD) Programmen für Phänomene im Kühlkreislauf von Leichtwasserreaktoren.
Einleitung

Strömungsgröße $u$ aus dem zeitlichen Mittelwert $\bar{u}$ und einer zusätzlichen Schwankungsgröße $u'$ gebildet werden kann [67]:

$$u = \bar{u} + u'$$ (1.1)

Dabei gilt zu beachten, dass die zeitliche Mittelung der turbulenten Schwankungen $u'$ Null ergibt.

In ihrer konventionellen Betrachtungsweise beschreiben die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie einphasige Systeme. Sollen hingegen Zweiphasensysteme betrachtet werden, so können diese mit dem Zwei-Fluid-Modell ([20], [33], [47]) in ihrer allgemeinsten Form beschrieben werden. Hierbei wird jede Phase einzeln und jeweils als kontinuierliches Fluid betrachtet, unabhängig ob diese als disperse oder kontinuierliche Phase vorliegt. Dabei wird angenommen, dass beide Fluide einander durchdringen können. In der Zwei-Fluid-Formulierung ergibt sich somit für jede Phase ein eigener Satz an Erhaltungsgleichungen der gelöst werden muss. Die Herleitung der Zwei-Fluid-Gleichungen ergibt sich in Analogie zu den Reynolds-Gleichungen (engl. Reynolds Averaged Navier-Stokes, RANS) ([67],[71]) anhand einer zeitlichen Mittelung der Zustandsvariablen [18] aus den inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen. Zur Diskretisierung der beiden Phasen im Strömungsfeld dient jeweils die Phasenindikatorfunktion $\bar{\varepsilon}_k$ (mit den Werten $\varepsilon_k = 1$ bei Vorliegen der Phase $k$ und $\varepsilon_k = 0$ bei Vorliegen der jeweils anderen Phase zum betrachteten Zeitpunkt):

$$\bar{\varepsilon}_G = \frac{1}{dt_{mess}} \int_{t}^{t+dt_{mess}} \varepsilon_G(\vartheta) \, d\vartheta,$$

$$\bar{\varepsilon}_L = \frac{1}{dt_{mess}} \int_{t}^{t+dt_{mess}} \varepsilon_L(\vartheta) \, d\vartheta = 1 - \bar{\varepsilon}_G.$$

Aufgrund der in dieser Arbeit betrachteten Strömungen soll die Darstellung auf inkompressible Strömungen beschränkt bleiben. In Tensorschreibweise ergeben sich als Gleichungen für die Massenerhaltung:

$$\rho^k \frac{\partial \varepsilon^k}{\partial t} + \rho^k \frac{\partial \left( \bar{\varepsilon}^k \bar{u}_i^k \right)}{\partial x_i} = \Gamma^k,$$ (1.4)

und als Gleichungen für die Impulserhaltung:

$$\rho^k \frac{\partial \left( \bar{\varepsilon}^k \bar{u}_i^k \right)}{\partial t} + \rho^k \frac{\partial \left( \bar{\varepsilon}^k \bar{u}_j^k \bar{u}_i^k \right)}{\partial x_j}$$

$$= - \frac{\partial \left( \bar{\varepsilon}^k \bar{p} \right)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\varepsilon}^k \left[ \mu^k \left( \frac{\partial \bar{u}_i^k}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j^k}{\partial x_i} \right) - \rho^k \bar{u}_i^k \bar{u}_j^k \right] + M^k + f_i^k.$$ (1.5)

Im Gegensatz zu den einphasigen Reynoldsgleichungen werden in der Zwei-Fluid-Formulierung sowohl die für jede Phase einzeln betrachteten und zeitlich gemittelten
Geschwindigkeiten als auch die zugehörigen Reynoldsspannungen, auf die später eingegangen wird, mit der jeweiligen Phasenindikatorfunktion $\varepsilon^k$ gewichtet. Der in den Impulsgleichungen auftretende Druck $\bar{p}$ wird für beide Phasen als örtlich konstant angenommen. Der Massen- und Impulsaustausch zwischen beiden Phasen wird anhand der zusätzlich auftretenden Phasenaustauschfunktionen $\Gamma^k$ und $M^k_i$ beschrieben, wobei gilt:

$$
\sum_k \Gamma^k = 0 \, ,
$$

(1.6)

$$
\sum_k M^k_i = 0 \, .
$$

(1.7)

Der Term $f^k_i = \left[0, \varepsilon^k \rho^k g, 0\right]^T$ bezeichnet eine durch die Gravitation auf beide Phasen wirkende Volumenkraft, wobei die Schwerkraft in negativer vertikaler Richtung $y$ wirkt. Da bei den in dieser Arbeit untersuchten Strömungen keine Wärmeübertragungsprozesse stattfinden, können die Massenaustauschterme $\Gamma^k$ in Gl. 1.4 zur weiteren Beschreibung der untersuchten gegengerichteten Schichtenströmungen vernachlässigt werden. Des Weiteren soll an dieser Stelle auf die Darstellung der Energiegleichungen verzichtet werden. Eine Diskussion der Energiegleichungen in der Zwei-Fluid-Formulierung ist in Laurien und Saptoadi [47] zu finden.

Analog zum Reynolds-Ansatz ergeben sich in den Zwei-Fluid-Gleichungen zusätzliche Terme, die durch den Reynoldsschen Spannungstensor beschrieben werden:

$$
\tau^{Re, k}_{ij} = -\rho^k \frac{\partial \bar{u}^k_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}^k_j}{\partial x_i} \, ; \, \tau^{Re, k} = -\rho^k \left[ \frac{u^k_1 u^k_1}{u^k_3 u^k_1} \frac{u^k_1 u^k_2}{u^k_3 u^k_2} \frac{u^k_1 u^k_3}{u^k_3 u^k_3} \right] \right].
$$

(1.8)

Aus Symmetriegründen $(u^k_i u^k_j = u^k_j u^k_i)$ ergeben sich für beide Phasen jeweils sechs zusätzliche Terme, die berechnet werden müssen. Eine Reduzierung des hierfür benötigten Rechenaufwands kann anhand des Boussinesq-Ansatzes erreicht werden. Unter der Voraussetzung isotroper Turbulenz beruht dieser Ansatz auf der Vorstellung, den turbulenten Impulstransport analog zur Brownschen Molekülbewegung zu betrachten, die als Stoffkonstante durch die molekulare Viskosität $\mu^k$ repräsentiert wird. Dadurch können die durch die turbulente Schwankungsreibung zusätzlich entstandenen Terme aus Gl. 1.8 durch die turbulente Viskosität $\mu^k_t$ beschrieben werden:

$$
\tau^{Re, k}_{ij} = \mu^k_t \left( \frac{\partial \bar{u}^k_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}^k_j}{\partial x_i} \right) \, .
$$

(1.9)

Die Aufgabe aller Turbulenzmodelle, die auf dem Boussinesq-Ansatz basieren (Wirbelviskositätsmodelle), beschränkt die sich auf die Beschreibung der turbulenten Viskosität $\mu^k_t$ in Abhängigkeit von den mittleren Strömungsgrößen. Die Modellierung der turbulenten Viskosität kann auf unterschiedliche Arten geschehen und die Wahl des zu verwendenden Turbulenzmodells ist stark abhängig vom jeweiligen Strömungsfall. Durch die Modellbildung reduziert sich der Berechnungsaufwand der sechs zu lösenden Terme aus Gl. 1.8 auf die Berechnung der turbulenten Viskosität. Je nach verwendetem Modell erfordert die Berechnung von $\mu^k_t$ die Lösung von ein oder zwei Gleichungen. Das am weitesten verbreitete Turbulenzmodell ist das $k-\varepsilon$-Modell, bei dem zur Bestimmung von $\mu^k_t$
zwei Gleichungen gelöst werden müssen. Zum einen wird die turbulente kinetische Energie \( k \) modelliert, welche die Entstehung großskaliger, turbulenter Strukturen beschreibt, zum anderen die Dissipationsrate \( \epsilon \), welche ein Maß für die Umwandlung kleinskaliger Wirbelstrukturen in Wärme darstellt. Bei stark drallbehafteten Strömungen oder bei Strömungen im wandnahen Bereich liefert das \( k-\omega \)-Modell bessere Ergebnisse, bei dem anstatt der Dissipationsrate \( \epsilon \) die turbulente Frequenz \( \omega \) als charakteristische Frequenz der energietragenden Wirbel betrachtet wird. In beiden Fällen muss die turbulente kinetische Energie \( k \) modelliert werden:

\[
k^k = \frac{1}{2} u_i^{ik} u_i^{ik} = \frac{1}{2} \left[ (u_1^{ik})^2 + (u_2^{ik})^2 + (u_3^{ik})^2 \right].
\]  

(1.10)


1.2.1 Strömungen im horizontalen Rohr

mischung in den einzelnen Phasen. Im Strömungsbereich können sowohl eine kontinuierliche mit einer dispersen als auch zwei kontinuierliche Phasen vorliegen. Im Fall einer kontinuierlichen mit einer dispersen Phase neigt die disperse Phase unter dem Einfluß der Oberflächenspannung zur Bildung sphärischer Elemente. Größere Agglomerate kleinerer Elemente unterliegen Störeinflüssen im Strömungsfeld was zur Ausbildung nichtspärischer Elemente führt. Mit der Ausnahme vorliegender Verdampfungsvorgänge an den Wänden, wird die flüssige Phase bevorzugt die Wände benetzen, während die Gasphase in der Rohrmitte vorliegen wird. Im Fall horizontaler Strömungen ist aufgrund von Gravitationseffekten zudem mit einer Asymmetrie des Strömungsfeldes zu rechnen.

Abb. 1.2 zeigt unterschiedliche im horizontalen Rohr mögliche Strömungsformen ([19], [58]). Die disperse Blasenströmung tritt beim Vorliegen einer kontinuierlichen Flüssigkeitshalbdurchsatzes führt zur elongierten Blasenströmung, bei der die kleinen Gasblasen zu größeren propfenartigen Gaseinschlüssen agglomerieren, welche ebenfalls im oberen Bereich der Strömung zu finden sind. Die die einzelnen Propfen voneinander trennenden Bereiche können einzeln verteilte kleinere Gasblasen beinhalten. Eine weitere Abnahme des Flüssigkeitsdurchsatzes führt zur geschichteten Strömung, bei der

1.2.2 Strömungszustände in welligen Schichtenströmungen


\[ F_a = m_L \cdot a = m_L \cdot \frac{u}{t} = m_L \cdot \frac{u}{L/u} = m_L \cdot \frac{u^2}{L} , \]  

mit der Masse der Flüssigkeit \( m_L \), der Fließgeschwindigkeit \( u \) und einer charakteristischen Länge \( L \). Die Gravitationskraft ist gegeben durch:

\[ F_g = m_L \cdot g , \]

somit ergibt als Verhältnis von Trägheits- zu Gravitationskraft:

\[ \frac{F_a}{F_g} = \frac{m_L \cdot u^2}{L \cdot m_L \cdot g} = \frac{u^2}{L \cdot g} . \]  

(1.13)

Häufig wird die Froude-Zahl als Wurzel der in Gl. [1.13] dargestellten Form angegeben. Als charakteristische Länge \( L \) dient die Höhe \( y \) des Flüssigkeitsfilms. Mit der Lauflänge \( x \) lässt sich die lokale Froude-Zahl \( Fr_x \) wie folgt bilden:

\[ Fr_x = \frac{u_L(x)}{\sqrt{g \cdot y(x)}} . \]  

(1.14)

**Fließende, unterkritische Strömung** \((Fr < 1)\): Die Fließgeschwindigkeit ist kleiner als die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle, wodurch sich eine Störung sowohl stromab als auch stromauf fortspinnen kann. Es treten Wellen mit relativ großen Wellenlängen auf. In einer fließenden Strömung dominieren die Gravitationskräfte, wodurch die Wasserhöhe in Fließrichtung abnimmt und infolgedessen die Fließgeschwindigkeit zunimmt.

**Schießende, überkritische Strömung** \((Fr > 1)\): Die Fließgeschwindigkeit ist größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle, wodurch sich Störungen nur stromab fortspinnen können. In einer schießenden Strömung dominieren die Trägheitskräfte. In Fließrichtung wird die Fließgeschwindigkeit abnehmen, wodurch die Flüssigkeitshöhe zunimmt. Infolgedessen nimmt die Froudezahl \(Fr_x\) in Fließrichtung ab. Wellen einer schießenden Strömung weisen relativ kurze Wellenlängen auf.


**Hydraulischer Sprung** \((Fr = 1)\): Nimmt die lokale Froude-Zahl \(Fr_x\) an einer Stelle im Strömungsfeld den Wert Eins an, so entspricht die Fließgeschwindigkeit der Wellengeschwindigkeit. Dies wird auch als kritischer Strömungszustand bezeichnet. Es findet ein Wechsel zwischen fließender und schießender Strömung statt. Dieser Wechsel repräsentiert eine Diskontinuität im Strömungsfeld und findet in Form einer sprunghaften Änderung in der Flüssigkeitshöhe statt, die als **Hydraulischer Sprung** bezeichnet wird.

**Umgekehrte Strömung** \((Fr < 1)\): Im speziellen Fall einer gegengerichteten Gas-Flüssigkeitsströmung werden bei hinreichend hohen Gasdurchsätzen die Schubkräfte zwischen den beiden Phasen so groß, dass ein Teil der flüssigen Phase in Richtung der Gasphase fließt. Eine stabile wellige Schichtenströmung ist nicht mehr gegeben. Für den Fall einer umgekehrten Kanalströmung sind die Massenstromverhältnisse in Abb. 1.3
Einleitung

Abbildung 1.3: Pfeilförmiges Muster stehender Wellen in schießenden Strömungen.

Abbildung 1.4: Massenstromverhältnisse einer umgekehrten Kanalströmung.

Die Wasserlieferungsrate $LR$ bezeichnet das Verhältnis von Flüssigkeitsmassenstrom $\dot{m}_{\text{aus}}$, der das Ende des Kanals erreicht, bezogen auf den ursprünglich in den Kanal eintretenden Flüssigkeitsmassenstrom $\dot{m}_{\text{ein}}$:

$$LR = \frac{\dot{m}_{\text{aus}}}{\dot{m}_{\text{ein}}}. \quad (1.15)$$

Dementsprechend kann die Rückflussrate $b$ definiert werden. Diese bezeichnet das Verhältnis von Flüssigkeitsmassenstrom $\dot{m}_{\text{rück}}$, der in Strömungsrichtung des Gases über dem Flüssigkeitseinlass ausströmt, zum Gesamtmassenstrom der flüssigen Phase $\dot{m}_{\text{ein}}$:

$$b = \frac{\dot{m}_{\text{rück}}}{\dot{m}_{\text{ein}}} = 1 - LR, \quad (1.16)$$

wobei $0 \leq b \leq 1$ gilt. Im Fall $b = 1$ erreicht keine Flüssigkeit das Ende des Kanals. Dies wird als vollständig umgekehrte Strömung bezeichnet. Andernfalls liegt eine teilweise umgekehrte Strömung vor. Gargallo et al. [24] beschreiben zwei für das Auftreten der
1.2 Stand der Forschung

1.2.2 Strömungsumkehr notwendige Kriterien. Zum einen muss eine fließende, unterkritische Strömung vorliegen:

\[ Fr < 1 , \]

was bedeutet, dass eine schießende Strömung zunächst von der gegenströmenden Gasphase und der Bodenreibung abgebremst wird und in eine fließende Strömung übergehen muss. Zum anderen muss das Kriterium von Wallis [100] erfüllt sein:

\[ (u_{GS}^*)^{0.5} + m_C \cdot (u_{LS}^*)^{0.5} = C , \]

mit den geometrieabhängigen Konstanten \( m_C \approx 1 \) und \( 0.7 < C < 1 \). Der beim Übergang von einer schießenden zu einer fließenden Strömung auftretende hydraulische Sprung kann zu einer signifikanten Verminderung des für die Gasphase zur Verfügung stehenden Strömungsquerschnittes führen und somit die Strömungsumkehr auslösen.

1.2.3 Geschwindigkeits- und Turbulenzuntersuchungen in Zweiphasenströmungen


**Visualisierungsuntersuchungen**


**Hitzdrahtanemometrie**

Die Hitzdrahtanemometrie gehört zu den klassischen Geschwindigkeits- und Turbulenzmessverfahren. Das Messprinzip beruht auf der Wärmeübertragung zwischen einem be-
heizten Draht und dem ihn umgebenden Medium. Dabei wird ein dünner Metalldraht \((d = 2 - 10 \, \mu m)\) über eine elektrische Schaltung auf eine Temperatur aufgeheizt, die deutlich über der Temperatur des umgebenden Mediums liegt. Aufgrund der Wärmeübertragung zum umgebenden Medium wird der Metalldraht abgekühlt, in bewegten Medien entsprechend stärker als in ruhenden. Prinzipiell kann entweder der Strom gemessen werden, der in Abhängigkeit der Temperatur des Metalldrahtes variiert wird oder diejenige Spannung, die notwendig ist, um den Strom (und somit die Temperatur) konstant zu halten. Anhand beider Methoden kann auf die Geschwindigkeit des umströmenden Mediums geschlossen werden. Detaillierte Beschreibungen dieser Messtechnik sind in zahlreichen Büchern zu finden ([7], [54], [65], [92]). Der Hauptvorteil der Hitzdrahtanemometrie liegt in der hohen zeitlichen Auflösung. Andererseits wird jedoch wie bei allen Sondenmess-techniken eine Störung der Strömung verursacht. Aufgrund der stark unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten der vorliegenden Phasen und der geringen mechanischen Belastbarkeit von Hitzdrahtsonden, gestaltet sich der Einsatz der Hitzdrahtanemometrie in geschichteten Zweiphasenströmungen als schwierig. Aus diesem Grund soll an dieser Stelle nicht näher auf diese Messtechnik eingegangen werden.

Laser Doppler Velocimetry (LDV)

Im Gegensatz zur Hitzdrahtanemometrie stellt die Laser Doppler Velocimetry (auch Laser Doppler Anemometrie, LDA) ein berührungsloses Messverfahren dar. Bei der Messung wird durch zwei Laserstrahlen ein Interferenzmuster erzeugt. Durchdringt ein Teilchen dieses Musters, so zeigen die gemessenen Streulichtintensitäten einen oszillierenden Verlauf aus dem die Dopplerfrequenz hervorgeht. Diese Frequenz verhält sich direkt proportional zur Geschwindigkeit des Teilchens ([1], [86]). LDV-Messungen in Flüssigkeitsfilmen wurden in einer Vielzahl von Untersuchungen durchgeführt. In allen Fällen war eine Vermessung der kinematischen als auch turbulenten Strukturen nahe der freien Oberfläche, aufgrund dort auftretender Reflektionen jedoch nicht möglich.

Paras und Karabelas [69] beobachteten in Flüssigkeitsfilmen im Vergleich zu einphasigen Flüssigkeitsströmungen höhere Schwankungsgeschwindigkeiten in denjenigen Bereichen der Strömung, die sich nicht in unmittelbarer Wandnähe befinden und verknüpften diese Tatsache mit dem Vorhandensein von Wellen an der Flüssigkeitsoberfläche. Dabei war eine Zunahme der Fluktuationen in Richtung der freien Oberfläche festzustellen. Weiterhin konnten sie mit abnehmender Filmdicke einen erhöhten Einfluss der welligen Oberfläche auf die wandnahen Bereiche der Flüssigkeit feststellen.


die Erkenntnis, dass die Schwankungsgeschwindigkeiten des Flüssigkeitsfilms aufgrund der durch die Luft induzierten Scherkräfte in Richtung der freien Oberfläche zunehmen.

**Photochromic Dye Activation Technique (PDAT)**


**Particle Image Velocimetry (PIV)**

Die *Particle Image Velocimetry* stellt ein weiteres berührungsloses laseroptisches Messverfahren dar, mit dem das Geschwindigkeitsfeld einer Strömung in einem zweidimensionalen Schnitt erfasst werden kann. Gegenüber der punktuellen Messung der *Laser Doppler Velocimetry* bietet sie den Vorteil das Strömungsfeld einer ganzen Ebene innerhalb kürzester Zeit zu erfassen. Dies geschieht jedoch zugunsten der räumlichen als auch der zeitlichen

Zur Vermessung von Zweiphasenströmungen wurden eine Vielzahl unterschiedlicher Versuchsaufbauten mit der Particle Image Velocimetry realisiert, von denen einige im folgenden vorgestellt werden.

Weitbrecht et al. \[102\] untersuchten auf dem Hintergrund von Flußströmungen mit Todwassergebieten die kinematischen und turbulenten Strukturen an der Wasseroberfläche in einer offenen Kanalströmung. Der Strömung waren Partikel zugeführt, die sich auf der Flüssigkeitsoberfläche fortbewegten. Zur Beleuchtung der Partikel wurden sowohl Scheinwerfer als auch ein Stroboskop eingesetzt. Die Kamera wurde so positioniert, dass die Partikelbewegung von oben aufgenommen werden konnte. Die Ergebnisse zeigten sowohl die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten als auch die zugehörigen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten. Li et al. \[50\] untersuchten eine offene Kanalströmung unmittelbar nach Austritt aus einem Einlasskanal. Die PIV-Messungen wurden unter Ausnutzung des Streulichtsignals der in die Strömung eingebrachten Partikel durchgeführt, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeits-Schicht ein Vielfaches höher, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfall...
1.2 Stand der Forschung


Bei der Untersuchung von Zweiphasenströmungen unterschiedlichster technischer Anwendungsfälle wurden in den letzten Jahren zahlreiche Strömungsuntersuchungen durchgeführt, in denen durch den Einsatz fluoreszierender Partikel in Kombination mit geeigneten optischen Filtern PIV-Messungen in der Nähe von Phasengrenzflächen möglich waren ([22], [60], [83], [93]). Einen Überblick über verschiedene Fluoreszenzstoffe, deren Fluoreszenzbande und Quantenausbeute, liefert die Dissertation von Rottenkolber [85].

1.2.4 Methoden zur Messung des Gasvolumenanteils
Prinzipiell kann eine Einteilung der Messverfahren zur Bestimmung des Gasvolumanteils in integrale und lokale Messverfahren erfolgen. Die Art der Messwerterfassung kann entweder berührungslos oder berührungsbehaftet erfolgen. In den letzten Jahrzehnten wurde eine Vielzahl an Messmethoden entwickelt von denen im folgenden diejenigen aufgeführt werden sollen, die am weitesten verbreitet sind.

Integrale Messmethoden

Schnellschlussventile: Mit Hilfe von Schnellschlussventilen ([30], [35]) kann der Gasvolumanteil über einen definierten Abschnitt der Versuchsstrecke integral bestimmt werden. Durch gleichzeitiges Schließen zweier Ventile, die am Anfang und am Ende des zu untersuchenden Strömungsabschnittes positioniert sind, und anschließendes Trennen der Phasen können die Volumina der beiden Phasen ermittelt werden.

Strömungsvisualisierung: Wojtan et al. [107] bestimmten den querschnittsge-mittelten Gasvolumanteil über eine Ebene senkrecht zur Strömungsrichtung mit Hilfe einer Strömungsvisualisierung. Aus binarierten Kameraaufnahmen (die einzelnen Pixel beeinhalten entweder die Information Null oder Eins, wodurch die Bilder weiße und schwarze Bereiche zeigen) konnte der Gasvolumanteil durch das Verhältnis der Anzahl weißer Pixel zur Gesamtzahl der Pixel (Summe aus weißen und schwarzen Pixeln) im


**Absorptionsverfahren:** Mit einer Empfangseinheit wird bei Absorptionsverfahren die Intensität eines von einer Sendeeinheit kommenden Gamma- oder Röntgenstrahls gemessen. In Abhängigkeit der im Strahlengang vorliegenden Phasen wird die Strahlintensität gedämpft, woraus die mittlere Dichte der Zweiphasenströmung und folglich der Gasvolumenanteil entlang des Strahls bestimmt werden kann ([30], [94]).


**Lokaler Gasvolumenanteil**

**Tomographische Absorptions-Messverfahren:** Um die Verteilung des lokalen Gasvolumenanteils in einer Ebene zweidimensional zu erfassen, wurden zahlreiche tomographische Absorptionsverfahren entwickelt ([5], [30], [87], [90]). Durch Rotation der Sendeeinheit, bei Verwendung einer oder mehrerer Strahlen, wird die Messebene in unterschiedlichen Winkeln von Strahlen durchdrungen. Die erfassten, winkelbezogenen und sich schneidenden Liniendichten führen anhand tomographischer Rekonstruktionsalgorithmen ([80], [90]) zur Erfassung der lokalen Verteilung des Gasvolumenanteils.

1.2 Stand der Forschung

Systems bestimmt sich aus dem Abstand zwischen den einzelnen Drähten innerhalb der beiden Ebenen und liegt bei 3 mm, wobei die Drähte beider Ebenen 1.5 mm zueinander versetzt aufgespannt sind. Bei dem von Reinecke et al. entwickelten System [79] beträgt der Abstand zwischen den einzelnen Ebenen jeweils 3 mm mit einem Abstand der Drähte innerhalb einer Ebene von 2 mm. Schmitz und Mewes [88] geben für das von ihnen verwendete System eine örtliche Auflösung von 5.3 mm und eine zeitliche Auflösung von 100 Hz an.


Vergleichende Betrachtungen

1.3 Ziel und Gliederung der Arbeit

Wie einleitend in Kapitel 1.1 erwähnt, ist die numerische, mehrdimensionale Beschreibung der fluidodynamischen Vorgänge in horizontalen Kanälen noch eingeschränkt und unvollständig. Um jedoch bestehende numerische Modelle erweitern und verbessern zu können, ist die Kenntnis lokaler Größen (siehe Kapitel 1.2) notwendig [44].


Dadurch soll mit Hilfe der vorliegenden Arbeit die Übertragbarkeit auf prototypische Reaktorgeometrien erreicht und eine realistische Simulation der komplexen Strömungsvorgänge bei Leckstörfällen in Leichtwasserreaktoren ermöglicht werden.

\[^{3}\text{Institut für Kern- und Energietechnik, Abteilung Mehrphasenströmungen}\]
\[^{4}\text{Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Abteilung Thermofluidodynamik}\]
2 Versuchsstand

Zur experimentellen Untersuchung der horizontalen Schichtenströmungen konnte die bereits bestehende Versuchsanlage WENKA am Institut für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe genutzt werden, die an die Bedürfnisse der durchzuführenden Untersuchungen angepasst werden musste. Im Folgenden soll auf die unterschiedlichen Anlagenkomponenten, auf die Erweiterung und die Instrumentierung der Anlage eingegangen werden. Auf eine ausführliche Beschreibung der Auslegungskriterien für die bestehende Anlage, welche in der Dissertation von Gargallo [23] aufgeführt sind, wird an dieser Stelle verzichtet.

2.1 Beschreibung der Anlage

Der Versuchskanal der WENKA Anlage repräsentiert vereinfacht die Einspeisung in den heißen Strang eines Druckwasserreaktors, um die dort zu erwartenden Strömungsformen untersuchen zu können. Um eine Überlagerung thermodynamischer Transportvorgänge zwischen flüssiger und gasförmiger Phase zu vermeiden, werden die Untersuchungen ohne Wärmezufuhr und ohne Druckbeaufschlagung bei Raumtemperatur und Umgebungsdruck durchgeführt. Als Ersatz für Kühlmittel und Dampf kommen Wasser und Luft als Versuchsmedien zum Einsatz.


Luft wird aus der Umgebung von einem Gebläse angesaugt und gelangt über die Lufteinlaufstrecke entgegen der Wasserströmung in den Versuchskanal, um danach wieder in die Umgebung ausgeblasen zu werden. Die Menge der Versuchs Luft wird über einen vor dem Eintritt in die Luft einlaufstrecke angebrachten Wirbeldurchflussmesser gemessen. Um zu gewährleisten, dass die Luft den Versuchskanal auf einem definierten Weg erreicht, befindet sich über dem Wasserauslass eine Luft einlassplatte, über der die Luft in den Kanal einströmt. Die Luft einlassplatte kann vergleichbar zur Wassereinlassplatte in ihrer Höhe manuell positioniert werden. Auf diese Weise können unterschiedliche geometrische Randbedingungen geschaffen werden, mit denen sich unterschiedliche Einlassströmungsquerschnitte für die flüssige und die gasförmige Phase untersuchen lassen. Um einheitliche Randbedingungen für die untersuchten, unterschiedlichen Strömungen zu gewährleisten, wird die Luft einlassplatte in ihrer Höhe der Höhe der Wassereinlass-
Abbildung 2.1: Anlagenschema der WENKA Versuchsanlage.


Um eine voll eingelaufene Luftströmung zu gewährleisten, befindet sich am Eintritt in die Lufteinlaufstrecke ein Wabengitter, welches der Strömungsberuhigung dient. Mit einer Gesamtlänge der Lufteinlaufstrecke bis zum Eintritt in den Versuchskanal von \( \frac{L}{d_H} \approx 20 \) kann von einer voll ausgebildeten Strömung ausgegangen werden. Die genauen geometrischen Randbedingungen des Wasser- und Lufteinlasses sind den bemäßen Detailansichten in Abb. 2.2 zu entnehmen.


Der Versuchskanal, der den Teil des heißen Stranges zwischen Kühlmitteleinspeisung und Reaktordruckbehälter repräsentiert, befindet sich zwischen Wassereinlassvorrichtung und Wasserauslass. Um optische Strömungsuntersuchungen durchführen zu können ist dieser Teil der Anlage aus Plexiglas gefertigt. Der Kanal hat einen rechteckigen Strömungsquerschnitt mit einer Höhe von 90 mm und einer Tiefe von 110 mm. Die Länge des Kanals beträgt 470 mm. In Hinblick auf die durchzuführenden optischen Strömungsuntersuchungen würde ein runder Strömungsquerschnitt aufgrund nicht ebener Kanalwände zusätzliche optische Verzerrungseffekte verursachen, die die quantitativen Messungen erheblich erschweren würden. Nach Validierung der, im Rahmen des Gesamtprojektes in-
2.2 Instrumentierung der Anlage

Zur Berechnung relevanter Parameter und Kennzahlen werden die Druck- und Temperaturverhältnisse an der Versuchsanlage benötigt. Über die regelbaren Drehzahleinstellungen sowohl des Gebläses für die Luft als auch für die Wasserkreiselpumpe können unterschiedliche Strömungsverhältnisse und -zustände im Kanal eingestellt werden. Die Messung der jeweiligen Durchflüsse erfolgt über unterschiedliche Durchflussmessgeräte. Um die Wasserlieferungsraten in einem weiten Parameterbereich akkurat bestimmen zu können, wurde im Rahmen dieser Dissertation die bestehende Versuchsanlage konstruktiv erweitert. Die Erweiterung der Anlage bezieht sich im Wesentlichen auf den sekundären Wasserkreislauf zwischen Zyklonabscheider und primärem Wasserbehälter. Um für die Geschwindigkeitsmessungen der flüssigen Phase die Partikeldichte an die jeweiligen Strömungsverhältnisse anzupassen, wurde eine entsprechende Dosierstation an die Versuchsanlage angeschlossen. Weitere Details dieser Vorrichtung und der Partikelzuführung werden in Kapitel 3.1.1 aufgeführt.

2.2.1 Temperatur- und Druckmessungen

Zur Bestimmung der Temperaturen von flüssiger und gasförmiger Phase wurden an unterschiedlichen Stellen der Versuchsanlage Thermoelemente (NiCr-Ni, Typ K) angebracht. Im Schaubild in Abb. 2.1 sind die Positionen der Temperaturmessungen jeweils mit T gekennzeichnet. Die Temperaturen des Wassers $T_{W,\text{ein}}$ und der Luft $T_G$ werden unmittelbar vor ihrem jeweiligen Eintritt in den Versuchs kanal gemessen. Darüber hinaus findet im Fall umgekehrter Strömungen eine Messung der Temperatur $T_{W,2}$ des von der Luft...
umgekehrten Wassers im sekundären Wasserkreislauf statt. Die Genauigkeit der Thermoelemente liegt bei $\pm 2 \, K$.


![Abbildung 2.3: Temperatur- und Druckmessstellen.](image)

### 2.2.2 Durchflussmessungen

Die Unsicherheit in den gemessenen Volumenströmen der jeweils beiden in den primären und sekundären Wasserkreislauf eingebauten Durchflussmesssysteme liegt laut Herstellerangaben bei unter 0.2 % und 0.5 % vom Messwert (v.M.).


2.2.3 Wasserlieferungsrate


Abbildung 2.4: Sekundärer Wasserbehälter zum Auffangen des von der Luft umgekehrten Wassers.
Um die Wasserlieferungsraten zu bestimmen, muss die Wassermenge, die den sekundären Wasserbehälter erreicht, gemessen werden. Aus diesem Grund wurde ein sekundärer Wasserkreislauf zwischen sekundärem und primärem Wasserbehälter konzipiert und aufgebaut. Dieser Kreislauf beinhaltet eine Kreiselpumpe, die die exakte Wassermenge die den sekundären Wasserbehälter erreicht, zurück in den primären Wasserbehälter fördern soll. Um dies zu realisieren wurde ein PID-Regelkreis programmiert, der die Drehzahl der Kreiselpumpe so steuert, dass die Füllstandshöhe im Steigrohr konstant bleibt. Folglich fördert die Kreiselpumpe genau die Wassermenge, die den sekundären Wasserbehälter erreicht. Um die geförderte Wassermenge bestimmen zu können, sind im sekundären Wasserkreislauf denen im primären Wasserkreislauf baugleiche Durchflussmessgeräte angebracht. Die Wasserlieferungsraten können somit nach Gl. [1.15] bestimmt werden. Der Fehler in der Bestimmung der Wasserlieferungsraten liegt bei unter 1%.
3 Messtechnik

Um geschichtete Zweiphasenströmungen in horizontalen Kanälen und Phänomene wie das der Strömungsumkehr beschreiben zu können, ist die Kenntnis lokaler, experimenteller Daten unabdingbar. Für eine detaillierte Beschreibung der Phasenwechselwirkungsvorgänge werden einerseits die kinematischen Strömungsverhältnisse beider Phasen benötigt, andererseits handelt es sich bei den untersuchten Strömungen um turbulente Strömungen, so dass für eine erfolgreiche Modellbildung ebenfalls die jeweiligen turbulenten Strukturen erfasst werden müssen. Des Weiteren gibt der lokale Gasvolumenanteil $\alpha$ als statistische Größe Aufschluss über den welligen Zweiphasenbereich.

3.1 Geschwindigkeitsmessungen

Laseroxoptische Messtechniken ermöglichen eine störungsfreie Vermessung der Strömung. Mit Hilfe der Particle Image Velocimetry (PIV) kann das Geschwindigkeitsfeld einer Strömung in einem zweidimensionalen Schnitt erfasst werden. Der Strömung werden Partikel (engl. tracer) zugefügt, die der Strömung folgen und diese somit repräsentieren. Durch zweimaliges, zeitlich kurz aufeinander folgendes Belichten dieser Partikel, deren Signal von einer Kamera aufgezeichnet wird, kann die Bewegung der Partikel festgehalten werden. Durch Kenntnis des Zeitintervalls zwischen beiden Aufnahmen und anhand einer Kalibrierung der Längenskala des Kamerabildes können aus der Verschiebung der Partikel die Geschwindigkeitsvektoren der Strömung ermittelt werden [74]. Unter der Vorraussetzung eines stationären bzw. quasistationären Strömungsverhaltens können die über die Messzeit $dt_{mess}$ gemittelten Geschwindigkeiten für jede Phase $k$ bestimmt werden:

$$\bar{u}^k = \frac{1}{\varepsilon^k dt_{mess}} \int_t^{t+dt_{mess}} \varepsilon^k(\vartheta) \, u^k(\vartheta) \, d\vartheta .$$ (3.1)

In den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen lassen sich die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten wie folgt berechnen:

$$\bar{u}^k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} u^k_i ,$$ (3.2)

mit der Anzahl $N$ an gültigen Einzelvektoren, wobei Geschwindigkeitsvektoren jeweils nur dann ermittelt werden und für die Mittelung zur Verfügung stehen, falls die betrachtete Phase zum betrachteten Zeitpunkt am betrachteten Ort vorliegt ($\varepsilon^k = 1$). Analog hierzu ergeben sich die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten $\bar{v}^k$ in vertikaler Richtung. Die turbulenten Schwankungsgrößen ergeben sich zu:

$$u_{RMS}^k = \sqrt{(\bar{u}^k)^2} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (u^k_i - \bar{u}^k)^2} ,$$ (3.3)
\[ v_{RMS}^k = \sqrt{\langle v'^k \rangle^2} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (v_k^i - \bar{v}^k)^2} , \]  

(3.4)

ebenso

\[ \overline{u'^k v'^k} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (u_k^i - \bar{u}^k)(v_k^i - \bar{v}^k) . \]  

(3.5)

Der experimentelle Aufbau eines PIV-Systems besteht üblicherweise aus einer Lichtquelle, meistens einem Lasersystem, der Lichtschnittoptik, um aus dem Laserstrahl einen Laserlichtschnitt zu erzeugen, einer Anordnung von Spiegeln, um den Laserlichtschnitt in die gewünschte Richtung zu lenken und der Kamera, welche die Partikelbewegung aufzeichnet.

Um die Strukturen eines Strömungsfeldes auflösen zu können, werden die Bilder in kleinere Auswertefenster (engl. interrogation areas, IA) unterteilt. Mit der Annahme, dass sich die Partikel innerhalb eines Fensters gleichmäßig bewegen, wird jeweils ein Geschwindigkeitsvektor pro Fenster ermittelt. Somit findet einerseits eine räumliche Mittelung über das einzelne Fenster statt und andererseits eine Mittelung über den Zeitabstand zwischen beiden Belichtungen. Folglich werden über die Größe und Anzahl der Fenster sowohl die Auflösung des Strömungsfeldes als auch die Wahrscheinlichkeit den jeweils tatsächlichen Verschiebungsvektor zu ermitteln bestimmt.


Bei der Particle Image Velocimetry werden keine diskreten Partikel miteinander verglichen, sondern durch die Partikel verursachte Muster im Bild. Diese Muster können durch Intensitätsfunktionen beschrieben werden. Die Korrelation dieser Intensitätsfunktionen ergibt den Grad der Ähnlichkeit zwischen beiden Funktionen. Um die benötigte Berechnungszeit zu reduzieren, kann die Kreuzkorrelation mathematisch durch eine räumliche Faltung angenähert werden. Mit Hilfe der Fast-Fourier-Transformation (FFT) ([2], [6], [8]) können die zeitabhängigen Intensitätsfunktionen in den Frequenzraum übertragen werden. Durch Multiplikation der Fourier-transformierten Intensitätsfunktion des ersten Bildes mit der komplex konjugierten Intensitätsfunktion des zweiten Bildes und einer anschließenden inversen Fourier-Transformation wird im eindimensionalen Fall eine Reduzierung der durchzuführenden Rechenoperationen von \( N^2 \) auf \( N \cdot \text{log}_2 N \) ([8], [34]) und im zweidimensionalen Fall von \( N^4 \) auf annähernd \( 2N^2 \cdot \text{log}_2 N \) erreicht. Zur Veranschaulichung dient die Vorstellung, dass das zweite Bild über das erste bewegt wird, wobei für jede Position des zweiten Bildes über dem ersten Bild der Grad der Ähnlichkeit be stimmt wird. Als Resultat ergibt sich ein Korrelationsfeld mit verschiedenen Spitzen (engl. peaks). Dabei ist die Höhe der einzelnen Peaks ein Maß für den Grad der Ähnlichkeit. Folglich beschreibt der Vektor von der Mitte des ersten Bildes zum Ort des höchsten Peaks mit der höchsten Wahrscheinlichkeit den tatsächlichen Verschiebungsvektor der
3.1 Geschwindigkeitsmessungen

3.1.1 Wasser

Die Messung von Geschwindigkeiten in welligen Schichtenströmungen ist als äußerst anspruchsvoll anzusehen. In solchen Strömungen treten an der welligen Phasengrenzfläche zwischen flüssiger und gasförmiger Phase unvermeidbare, starke Reflektionen auf. Dadurch ist eine Messung der lokalen Strömungsgrößen nahe der freien Oberfläche mit konventionellen laser-optischen Messmethoden nicht möglich. Um die unerwünschten Reflektionen an der Phasengrenzfläche zu eliminieren, muss ein geeignetes optisches Filter gewählt werden, das undurchlässig im Frequenzbereich des Laserlichts ist. Wird dieses Filter zwischen Messebene und Kamera positioniert, so erreichen das Licht der Wellen-
länge des Lasers und somit die Reflektionen an der Phasengrenzfläche die Kamera nicht. Um dennoch die Partikelbewegung mit der Kamera festhalten zu können, werden Partikel benötigt deren Signal gegenüber dem Laserlicht frequenzverschoben ist und somit das optische Filter durchdringen kann. Eine Möglichkeit hierfür stellt die Verwendung fluoreszierender Partikel dar.

Bei der Fluoreszenz handelt es sich um einen Prozess, bei dem ein Elektron eines Fluorophormoleküls durch Absorption eines Photons auf ein höheres Energieniveau angehoben wird \[20\]. Da dieses höhere Energieniveau in der Regel instabil ist, wird das Molekül wieder auf seinen stabilen Grundzustand zurück fallen und die Energie in Form eines emittierten Photons abgeben. Gemäß der *Stokesschen Regel* \[25\] muss das Fluoreszenzlicht eine Wellenlänge besitzen, die mindestens genauso groß ist wie die des Anregungslichtes. In den meisten Fällen wird das Fluoreszenzlicht eine größere Wellenlänge als das Anregungslicht besitzen, da die angeregten Elektronen meistens nicht direkt auf ihr Grundenergieniveau zurück fallen, sondern sich zunächst auf Zwischenniveaus bewegen. Abb. 3.1 zeigt schematisch den Vorgang der Fluoreszenz von Anregung bis Emission über die unterschiedlichen Energiezustände eines Moleküls.

![Abbildung 3.1: Vorgang der Fluoreszenz bei der ein Fluorophormolekül durch Anregung auf ein höheres Energieniveau angehoben wird, um danach durch Emission eines Photons wieder auf seinen stabilen Grundzustand zurückzufallen.](image)

Im Gegensatz zu Streulicht ist die Fluoreszenzintensität um Größenordnungen schwächer. Aus diesem Grund eignen sich zur Messung von Fluoreszenzsignalen besonders intensivierte Kameras oder solche, deren Chip im Wellenlängenbereich des Fluoreszenzsignals besonders sensitiv ist. Dennoch muss eine optimale Ausbeute für das Fluoreszenzsignal sichergestellt werden. Hierzu muss der verwendete Fluoreszenzstoff auf die Wellenlänge des Laserlichts abgestimmt, in ausreichender Menge im Trägermaterial gebunden sein (fluoreszierende Partikel sind mit vielen Molekülen des verwendeten Fluorophors dotiert) und eine hohe Quantenausbeute besitzen. Während die Abstrahlleistung eines Partikels bei Streulicht annähernd mit seiner Oberfläche steigt \( \propto r^2 \) hängt die Fluoreszenz annähernd von der integral eingestrahlten Lichtintensität ab \( \propto r^3 \). Bei Verwendung des Fluoreszenzsignals ist die Herausforderung sowohl große als auch kleine Partikel zu detektieren im Gegensatz zur konventionellen PIV deutlich größer, da die Bandbreite der Signalleistungen zwischen kleinen und großen Partikeln relativ groß ist. Während kleinere Partikel kaum detektierbar sind, können größere Partikel zur Sättigung des Kamerachips führen, was wiederum zu unerwünschten Ladungsübersprüngen auf andere, benachbarte Pixel (engl. blooming) bis hin zur Zerstörung des Chips führen kann.


Als weitere Herausforderung kommt hinzu, dass die Kamera so positioniert werden muss, dass keine Phasenübergänge zwischen Lichtschnittebene und Kameraebene auftreten. Durch die unterschiedlichen Brechungsindizes von Wasser und Luft würde das Partikelsignal ansonsten beim Übergang von der einen Phase in die andere gebrochen werden, was zu einer falschen Lokalisierung dieser Partikel im Bild führen würde. In Abb. 3.2 (a) wird dieses Szenario skizziert. Je nach Neigung der Phasengrenzfläche könnte das Partikelsignal aufgrund von Totalreflektion komplett daran gehindert werden, den Kamerachip zu erreichen. In Abb. 3.2 (b) wird der Fall skizziert, dass die Kamera so positioniert ist, dass zwischen Partikel und Kamera kein Phasenübergang stattfindet. Allerdings reicht für den skizzierten Fall der beschränkte Öffnungswinkel \( \beta/2 \) der Kamera nicht aus, um das Strömungsbild bis in die höchsten Wellenberge zu erfassen. Um gleichzeitig Phasenübergänge im Strahlengang zu vermeiden und Geschwindigkeitsmessungen bis in die höchsten Wellenberge durchführen zu können, muss die Kamera wie in Abb. 3.2 (c) skizziert unterhalb der Wasseroberfläche und in einem vom jeweiligen Strömungsfall abhängigen Winkel \( \varphi \) gegen die Horizontale positioniert werden.

Zur Bestimmung der zeitlich gemittelten Strömungssgrößen wurde in den durchgeführt-
Abbildung 3.2: Strahlengang bei unterschiedlichem Kameraaufbau: (a) falsche Lokalisierung eines Partikels aufgrund des Phasenübergangs zwischen Objekt- und Bildebene; (b) korrekte Lokalisierung aller Partikel im Bild. Allerdings langt der Öffnungswinkel der Kamera nicht aus, um alle Partikel bis in die höchsten Wellenberge zu erfassen; (c) korrekte Lokalisierung aller Partikel über gesamte Wellenhöhe möglich.


Versuchsaufbau

Abb. 3.3 zeigt schematisch den Versuchsaufbau für die Durchführung der Geschwindigkeitsmessungen in der flüssigen Phase. Mit Hilfe einer Dosierstation werden dem Wasser in der Zuleitung zur Versuchsstrecke Partikel zugeführt. Die Dosierstation beinhaltet eine regelbare Magnetdosierpumpe, mit der die für den jeweiligen Strömungsfall notwendige Partikeldichte eingestellt werden kann.

Eingesetzt werden Rhodamin B volumendotierte Plexiglas-Partikel mit einem nominellen Durchmesser von 20 – 50 μm. Die maximale Emissionsintensität liegt durch Anregung des verwendeten Lasers ($ \lambda_{\text{Anregung}} = 532 \text{ nm}$) bei einer Wellenlänge von $ \lambda_{\text{Emission}} = 584 \text{ nm}$. Um gleichzeitig die Reflektionen an der Phasengrenzfläche zu eliminieren und das Fluoreszenzsignal der Partikel zu erfassen wurde ein Farbglasfilter eingesetzt, der für Wellenlängen unterhalb von 540 nm einen sehr geringen Transmissionsgrad aufweist, für die Wellenlängen des Fluoreszenzsignals hingegen durchlässig ist.
Für die durchgeführten Experimente stand ein gepulster Nd:YAG-Laser mit einer Energie dichte von 25 mJ/Puls und einer Pulsdauer von 5 ns (bei max. 15 Hz) zur Verfügung. Durch Frequenzverdopplung des emittierten Laserlichts mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064\,\text{nm}$ entsteht sichtbares Licht im grünen Spektralbereich mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532\,\text{nm}$. Der für PIV-Messungen notwendige Doppelpuls wird beim verwendeten Lasersystem durch zwei voneinander getrennte Laserröhren erzeugt. Der Vorteil dabei ist der nahezu beliebig klein einstellbare Zeitabstand der für die Aufnahme eines Doppelbildes benötigten beiden Lichtpulse, da auf diese Weise keine Abhängigkeit von der Wiederholfrequenz der einzelnen Laserröhre besteht. Der erzeugte Laserlichtschnitt mit einer Dicke $d_{LLS} = 750\,\mu\text{m}$ wird von unten in die Versuchstrecke gelenkt, um eine homogene Beleuchtung im Strömungsfeld zu erreichen. Zur Erfassung der beiden kurz aufeinander folgenden Belichtungen wurde eine im Doppelbildmodus arbeitende CCD-Kamera eingesetzt (Typ Imager Intense, Fa. LaVision, 1376 × 1040 pixel, 10 Hz), die im Wellenlängenbereich des Fluoreszenzlichts besonders lichtempfindlich ist. Auf diese Weise kann das Partikelsignal optimal erfasst werden. Um Phasenübergänge zwischen Laserlichtschnitt und Kamera zu vermeiden wurde die Kamera unterhalb der Phasengrenzfläche mit einem vom jeweiligen Strömungsfall abhängigen Blickwinkel zwischen 2° und 10° gegen die Horizontale positioniert. Der Abbildungsmaßstab beträgt je nach Kameriaufbau zwischen 24 und 31 $\mu\text{m/pixel}$. Anhand der eingestellten Auswerteoptionen ergibt sich eine Messgitterweite zwischen 1.5 und 2 $\text{mm}$.

Abb. 3.4 zeigt zwei Partikelbilder einer welligen Schichtenströmung. Im Fall (a) sind die Reflektionen an der Phasengrenzfläche deutlich zu sehen. Im Gegensatz dazu wurde im Fall (b) das beschriebene optische Filter eingesetzt. Die Reflektionen an der Phasengrenzfläche, die zur Berechnung fehlerhafter Geschwindigkeitsvektoren führen würden, konnten bei gleichzeitiger Erhöhung der Laserleistung und leichter Öffnung der Objektivblende eliminiert werden. Eine hohe Laserleistung hat den Vorteil, dass neben dem Signal großer Partikel ebenfalls das Signal kleinerer Partikel im Bild detektierbar wird, was zu einer höheren Partikeldichte in den Aufnahmen führt.
Abbildung 3.4: Partikelbilder: (a) ohne und (b) mit optischem Filter.

Abb. 3.5 zeigt das Vektorfeld eines einzelnen Doppelbildes mit dem aufgenommenen Partikelbild als Hintergrund. Durch die Elimination der Reflektionen an der Phasengrenzfläche können Geschwindigkeiten bis in die Wellenberge ermittelt werden. Es ist zu sehen, dass nur in den Bereichen, in denen während der Aufnahmen Partikel vorliegen, gültige Geschwindigkeitsvektoren ermittelt werden.

Abbildung 3.5: Vektorplot eines einzelnen Doppelbildes mit Partikelbild als Hintergrund.

3.1.2 Luft

Die zur Bestimmung der Geschwindigkeiten und der turbulenten Strukturen in der Gasphase benötigten Partikel müssen Durchmesser von wenigen Mikrometern besitzen, um ein geeignetes Partikelfolgevermögen aufzuweisen. Das erfasste Fluoreszenzsignal solch kleiner Partikel wäre allerdings mit der zur Verfügung stehenden Laserleistung von 25 mJ /Puls zu gering um sich vom Hintergrundrauschen abzuheben. Um der PIV-Auswertung hochwertige Aufnahmen mit einem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis zur Verfügung zu stellen, wird die Vermessung der Gasphase daher mit konventionellen, nicht fluoreszierenden Partikeln durchgeführt. Um die Kamera vor Beschädigungen durch die an der

**Versuchsaufbau**


![Abbildung 3.6: Prinzipieller Messaufbau für PIV in der Gasphase.](image-url)
3.1.3 Fehleranalyse

Für eine erfolgreiche Auswertung von Geschwindigkeitsvektoren muss eine ausreichend hohe Anzahl an Partikeln \( N_{\text{Partikel}} \geq 7.5 \) bei Verwendung des Kreuzkorrelationverfahrens \([39]\) pro Auswertefenster (engl. Interrogation Area) vorhanden sein, die durch eine geeignete Fokussierung in den Aufnahmen scharf abgebildet werden müssen. Da anhand zweier Aufnahmen die Partikelbewegung des Fluids festgehalten werden soll, müssen die gleichen Partikel in beiden Aufnahmen im Messbereich sichtbar gemacht werden. Hierzu ist es notwendig, dass beide Laserlichtschnitte die gleiche Messebene beleuchten. Des Weiteren muss sowohl die optische Vergrößerung, als auch die Größe der einzelnen Auswertefenster und der Zeitabstand \( dt \) zwischen den beiden für die PIV-Auswertung benötigten Aufnahmen aufeinander abgestimmt werden. Der Zeitabstand \( dt \) sollte so gewählt werden, dass der mittlere Partikelversatz mindestens 3–5 pixel und laut Keane et al. \([38]\) maximal 25% der Interrogation Area beträgt. Die PIV-Auswertung beinhaltet Routinen zur Vektornachbehandlung (engl. vector postprocessing), die inkorrekte Vektoren für die weitere Verwendung sperren. Somit werden als Ergebnis der Berechnungen nur als gültig eingestufte Vektoren ausgegeben.

Der Fehler einer Messung setzt sich aus systematischen und zufälligen Fehlerquellen zusammen \([14]\). Als systematischer Fehler ergibt sich beispielweise eine fehlerhafte Kalibrierung der Längenmaßstäbe in den aufgenommenen Bildern. Ebenso kann die Genauigkeit des Messsystems als systematischer Fehler gesehen werden. Der systematische Fehler in der Ermittlung der Geschwindigkeiten \( u \) anhand der PIV-Messung ergibt sich aus der Unsicherheit \( \Delta x \) in der Detektierbarkeit des Partikelversatzes in den einzelnen Bildern und aus der Unsicherheit \( \Delta t \) in der zeitlichen Steuerung der Messungen:

\[
\Delta |\vec{u}| = \left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| \Delta x + \left| \frac{\partial u}{\partial t} \right| \cdot \Delta t .
\]

Mit \( u = x/t \) ergibt sich

\[
\Delta |\vec{u}| = \left| \frac{1}{t} \right| \cdot \Delta x + \left| -\frac{x}{t^2} \right| \cdot \Delta t = \frac{\Delta x}{t} + uu \cdot \frac{\Delta t}{t} \approx 0 .
\]

Die zeitliche Unsicherheit \( \Delta t \) der Messung ergibt sich aus dem Diskretisierungsfehler durch die beschränkte zeitliche Auflösung der Meßdatenerfassungskarte des PIV-Messsystems (engl. programable timing unit, PTU). Diese beträgt beim verwendeten System laut Herstellerangaben 12 ns. Zu diesem Fehler kommt der zeitliche Fehler in der Steuerung der einzelnen Laserpulse mit je 0.5 ns hinzu. Dieser zeitliche Diskretisierungsfehler wird auf die Zeit \( t \) bezogen, die sich aus dem Zeitabstand zwischen den für die Ermittlung der einzelnen Geschwindigkeitsvektoren benötigten Doppelbildaufnahmen ergibt. Diese liegt im Fall der durchgeführten Messungen zwischen 100 und 1000 µs. Somit wird der Quotient \( \Delta t/t \) sehr klein und kann gegenüber dem Quotienten \( \Delta x/t \) vernachlässigt werden. Formel \(3.7\) kann mit \( t = x/u \) weiter umgeformt werden zu:

\[
\frac{\Delta |\vec{u}|}{u} = \frac{\Delta x}{x} .
\]
mit der Unsicherheit im Ort \( \Delta x \) und der Wegstrecke \( x \), die die Partikel zwischen den beiden Aufnahmen eines Doppelbildes zurücklegen. Sind die eingangs genannten Vorraussetzungen für eine erfolgreiche PIV-Auswertung erfüllt, ergibt sich für das PIV-Messsystem als Unsicherheit in der Detektierbarkeit des Ortes 0.1 pixel. Ein typischer Partikelversatz von 4 – 8 pixel würde somit einen Fehler im Bereich von 1 bis 2.5% verursachen.

Um im Falle der durchgeführten Luftmessungen die gesamte Kanalhöhe im Bild zu erfassen, muss der optische Abbildungsmaßstab so gewählt werden, dass die verwendeten Partikel, die aufgrund des geforderten Partikelfolgevermögens in Luft sehr geringe Abmessungen haben müssen, nicht mehr auf mehreren Pixeln des Kamerachips abgebildet werden können. Aus diesem Grund kommt es zu einer Verringerung der Genauigkeit, mit der der korrekte Partikelversatz detektiert werden kann (engl. peak locking). Die Genauigkeit der PIV-Messung beträgt in einem solchen Fall 0.5 pixel. Mit einem Partikelversatz von 5 – 9 pixel ergibt sich somit ein Fehler von < 6%.

Die bis hierher angestellten Betrachtungen beziehen sich jeweils auf den Fehler in der Ermittlung einzelner Geschwindigkeitsvektoren. Zur Ermittlung der Geschwindigkeitsmittelwerte \( \bar{\pi} \) stehen in den durchgeführten Untersuchungen eine Vielzahl an Einzelgeschwindigkeiten zur Verfügung. Die sich dadurch ergebende statistische Unsicherheit eines Mittelwerts kann wie folgt beschrieben werden [14], [62]:

\[
\varepsilon(\bar{\pi}) = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} ,
\]

wobei \( \sigma \) die Standardabweichung der Verteilung ist und \( N \) die Anzahl an Einzelwerten. Damit ergibt sich als Vertrauensintervall eines Mittelwerts:

\[
\Delta \bar{\pi} = \bar{\pi} \pm t_q \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{N}} .
\]

Soll die statistische Sicherheit so gewählt werden, dass sich 95% der Messwerte innerhalb der sich ergebenden Vertrauensgrenzen liegen (95%-Vertrauensintervall), so kann anhand der \( t \)-Verteilung ([9], [14]) ein Wert von \( t_q = 2 \) angenommen werden, falls eine ausreichende Anzahl an Einzelwerten \( N \geq 60 \) zur Verfügung steht.

Bei der Vermessung turbulenter Strömungen liefert die Standardabweichung der Geschwindigkeitswerte die Information der turbulenten Schwankungsbewegung. Daher bietet es sich an, für diese Größe ebenfalls ein Vertrauensintervall anzugeben. Die statistische Unsicherheit der Standardabweichung ergibt sich näherungsweise zu ([60], [99]):

\[
\frac{\varepsilon(\sigma)}{\sigma} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon(\delta)}{\delta} ,
\]

mit der statistischen Unsicherheit der Varianz \( \delta \)

\[
\frac{\varepsilon(\delta)}{\delta} = \sqrt{\frac{2}{N}} .
\]

Aus Gl. 3.10 und Gl. 3.12 wird ersichtlich, dass eine hohe Anzahl an Einzelwerten \( N \) zu einer Verringerung der statistischen Unsicherheiten beiträgt. Abb. 3.7 zeigt die Ergebnisse einer Konvergenzstudie für die Vermessung der flüssigen Phase. Untersucht wurde die
Anzahl der für die Ermittlung der Mittelwerte benötigten Doppelbilder \( N_B \). Aufgetragen ist die Kanalhöhe \( y \) über der horizontalen Geschwindigkeitskomponente \( u \) einer teilweise umgekehrten Strömung. Während im einphasigen Bereich \((0 \, \text{mm} < y < 12.3 \, \text{mm})\) bereits eine geringe Anzahl an Doppelbildern ausreicht, um eine gute Konvergenz der ermittelten Geschwindigkeit zu erreichen, ist dies im Zweiphasenbereich besonders mit zunehmendem Wandabstand nicht mehr der Fall.

Abbildung 3.7: Abhängigkeit der ermittelten Geschwindigkeiten im Zweiphasenbereich von der Anzahl an PIV-Doppelbildern \( N_B \).

Die Ermittlung eines gültigen Einzelwertes findet nur in den Bereichen im Bild statt, in denen während der Aufnahme eines Doppelbildes fluoreszierende Partikel vorliegen (siehe Kapitel 3.1.1). Da bei der Vermessung der Flüssigkeitsströmung nur die flüssige Phase mit fluoreszierenden Partikeln versetzt ist, können folglich nur in den Bereichen der Strömung gültige Geschwindigkeiten berechnet werden, in denen während der Aufnahme eines Doppelbildes die flüssige Phase vorliegt. Die Häufigkeit, mit der die flüssige Phase im zeitlichen Mittel an einem Ort im Kanal vorliegt, ist durch den Volumenanteil \((1 - \alpha)\) gegeben. Aus diesem Grund ergibt sich die für die Ermittlung der Mittelwerte tatsächlich zur Verfügung stehende Anzahl an Einzelwerten zu:

\[
N = N_B \cdot (1 - \alpha) .
\]  

(3.13)

Abbildung 3.7 verdeutlicht somit die Notwendigkeit einer hohen Anzahl an Doppelbildern \( N_B \), um den korrekten Verlauf der zeitlich gemittelten Strömungsgrößen ermitteln zu können. Eine weitere Erhöhung an Doppelbildern würde nur noch geringfügige Genauigkeitssteigerungen innerhalb der höchsten auftretenden Wellenberge liefern, die im zeitlichen Mittel den Kanal nur zu einem geringen Prozentsatz durchlaufen. Zudem steigt die benötigte Datenerfassungszeit. Ebenso wirkt sich eine steigende Anzahl an Doppelbildern negativ auf den zeitlichen Berechnungsaufwand aus. Dieser nimmt direkt proportional mit der Anzahl an Doppelbildern zu.

Auf der anderen Seite gehen in die Mittelung der gemessenen Strömungsgrößen nur diejenigen Vektoren ein, die von der PIV-Auswertung und der Vektornachbehandlung
als gültige Vektoren eingestuft wurden. In den vorliegenden Untersuchungen wird bei der Betrachtung der statistischen Unsicherheiten angenommen, dass in der Scherschicht nahe der freien Oberfläche nur 50% aller Vektoren als gültig eingestuft werden, wodurch die Gesamtanzahl an Einzelwerten in diesen Regionen weiter reduziert wird.

### 3.2 Messung des lokalen Gasvolumenanteils

Ein weiterer, wichtiger Parameter zur Beschreibung der vorliegenden Transportvorgänge ist der lokale Gasvolumenanteil (engl. *void*). Um diesen zu bestimmen, wurde eine am Institut vorhandene elektronische Messschaltung in Betrieb genommen, welche an die vorliegenden Randbedingungen angepasst und dementsprechend modifiziert wurde. Die Schwerpunkte beim Aufbau des Messsystems lagen auf der Entwicklung einer geeigneten Messsonde und auf der Programmierung der Messdatenerfassung und -verarbeitung.

Abbildung 3.8 zeigt das Schaltbild der elektronischen Messschaltung. Der Betrieb erfolgt über die Gleichspannung $U_{\text{Betrieb}}$ von 5 V. Herzstück der Schaltung ist der Operationsverstärker LM339, welcher nach dem Prinzip eines Komparators arbeitet. Die Referenzspannung $U_{\text{Ref}}$ kann auf einen festen Wert zwischen 1,5 und 3,5 V eingestellt werden, wobei der eingestellte Wert auf die Leitfähigkeit der beiden Phasen abgestimmt ist. Aufgrund der unterschiedlichen elektrischen Leitfähigkeiten von Wasser und Luft ändert sich der Ersatzwiderstand der Messsonde $R_{\text{Sonde}}$ in Abhängigkeit der jeweils anliegenden Phase. Das Anliegen der Referenzspannung kann als Schwellwerteinstellung begriffen werden. Folglich liegt am Ausgang des Operationsverstärkers die binarisierte Spannung $U_{\text{Mess}}$ vor, welche für die weitere Signalverarbeitung zur Verfügung steht.

![Elektrisches Schaltbild der Gasvolumenanteilsmessung](image)

Der Gasvolumenanteil der untersuchten Strömungen ergibt sich im welligen Intermittenzbereich durch das Vorhandensein zweier kontinuierlicher Phasen. Aus diesem Grund

3.2.1 Sonde


Um die optimale Sondengeometrie für die vorliegenden Randbedingungen zu ermitteln,

![Abbildung 3.9: Untersuchte Sondenspitzen.](image)

Profil A
Profil B
Profil C
Profil D


Tabelle 3.1 führt die Höhendifferenz $dy$ mit der die Flüssigkeit an der Sonde nach oben gezogen wird für die unterschiedlichen Sondenspitzen geometrien auf. Profil A mit der abgeflachten Sondenspitze liefert erwartungsgemäß die schlechtesten Ergebnisse hinsichtlich einer geringen Benetzung der Sonde. Je kleiner der Öffnungswinkel der Sondenspitze, desto kleiner die Länge der für eine Benetzung zur Verfügung stehenden Berandung und desto geringer die Benetzung. Um jedoch einen Signalverlust bei der Datenerfassung aufgrund einer zu geringen benetzten Oberfläche zu vermeiden wurde bei dem letztendlich verwendeten Profil D die Sondenspitze abgeflacht.

<table>
<thead>
<tr>
<th>Profil</th>
<th>A</th>
<th>B</th>
<th>C</th>
<th>D</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>$dy$ [mm]</td>
<td>0.95</td>
<td>0.61</td>
<td>0.4</td>
<td>0.22</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle 3.1: Benetzung der Sonde in Abhängigkeit der Sondenspitzen geometrie mit $d_{Sonde} = 0.5$ mm.
Abb. 3.10 zeigt die unter Beachtung der beschriebenen Anforderungen entwickelte Sonde. Als Sondenmaterial wurde Platin gewählt, das gegen die meisten Substanzen elektrochemisch resistent ist. Der Sondendurchmesser beträgt $d_{\text{Sonde}} = 0.5 \ mm$. Die Sonden spitze hat einen Öffnungswinkel von $30^\circ$ und die abgeflachte Spitze einen Durchmesser von $d_{\text{Spitze}} = 0.15 \ mm$. Um eine ausreichende Stabilität der Sonde im Kanal zu gewährleisten ist die Sonde in eine stabile Außenhülle, bestehend aus einem Keramikröhrchen und einer Edelstahlhülse, eingebracht. Die Länge des Platindrahtes welche aus dem Keramikröhrchen herausragt beträgt $30 \ mm$. Das Keramikröhrchen dient als Isolationsschicht zwischen Platindraht und Edelstahlhülse, sodass keine Signalübertragung bei Anliegen der flüssigen Phase zwischen Sondenspitze und Außenhülle stattfinden kann. Zusätzlich wird die Edelstahlhülse an ihrem Haltepunkt durch eine Teflonhülse von metallischen Komponenten der Versuchsanlage elektrisch abgeschirmt.

3.2.2 Messaufbau

Die Sonde ist über eine Haltevorrichtung an einer elektronischen, in alle drei Raumrichtungen verfahrbaren, Traversiereinheit befestigt. Die elektronische Traversiereinheit wird zum Positionieren der Sonde in Kanallängs- und Kanalquerrichtung genutzt. Über eine Bohrung in der oberen Deckplatte des Versuchskanals gelangt die Sonde an der zu untersuchenden horizontalen Position in der Mittelebene des Kanals in die Strömung. Um ungewollte Druckverluste zu vermeiden, werden die Bohrungen an den gerade nicht untersuchten Positionen in der oberen Deckplatte frontbündig verschlossen. Um während der Messungen eine vibrationsfreie Positionierung der Sonde in vertikaler Richtung über der Kanalhöhe zu gewährleisten, und um ein Verkanten und einen Bruch der Sonde zu verhindern, ist eine manuell zu bedienende Traverse auf die elektronische Traversiereinheit montiert (Abb. 3.11). Die Genauigkeit mit der die Sonde in vertikaler Richtung im Kanal traversiert werden kann beträgt $5 \ \mu m$.

3.2.3 Datenerfassung

Abb. 3.12 zeigt exemplarisch den zeitlichen Verlauf des erfassten Signals zur Bestimmung des lokalen Gasvolumenanteils. Befindet sich die Sondenspitze in der Luft nimmt das
3.2 Messung des lokalen Gasvolumenanteils


Signal den Wert Eins an, befindet sich die Sondenspitze im Kontakt mit der Flüssigkeit wird der Wert des Signals Null.


Anhand des Messsignals können die Zeiten, zu denen an der Sondenspitze die flüssige Phase, beziehungsweise die Zeiten zu denen an der Sondenspitze die Gasphase detektiert wurde, ermittelt werden. Der über die Messzeit integrierte Gasvolumenanteil kann als die Summe der Zeiten, zu denen an der Sondenspitze die Gasphase vorlag bezogen auf die gesamte Messzeit beschrieben werden:

\[ \alpha = \varepsilon^G = \frac{1}{dt_{mess}} \int_{t}^{t+dt_{mess}} \varepsilon^G(\vartheta) \, d\vartheta \approx \frac{\sum_{i=1}^{N} t_{Luft,i}}{dt_{mess}}. \quad (3.14) \]
Voruntersuchungen mit Datenerfassungsrate zwischen 200 und 1000 Hz zeigten in den gemessenen Gasvolumenanteilsprofilen keine nennenswerten Abweichungen, so dass die Messungen mit einer Datenerfassungsrate von 200 Hz durchgeführt werden konnten. Die Gesamtmessdauer $dt_{mess}$ der Messungen an den einzelnen Positionen über der Kanalhöhe beträgt abhängig vom jeweiligen Strömungsfall jeweils zwischen 120 und 240 s.

Abbildung 3.13: Zeitintervalle während der Gasvolumenanteilsmessung: Im Zeitintervall $t_{Luft,i}$ befindet sich die Sonde ununterbrochen in der Gasphase, im Zeitintervall $t_{Wasser,i}$ ununterbrochen in der flüssigen Phase.

Abb. 3.13 zeigt einen in einzelne Zeitintervalle unterteilten Signalverlauf des Gasvolumenanteils. Die einzelnen Intervalle setzen sich jeweils aus zwei Teilintervallen zusammen. Die Summe aus einem Zeitintervall $t_{Luft,i}$ in dem sich die Sonde ununterbrochen in der Luft und einem Zeitintervall $t_{Wasser,i}$ in dem sich die Sonde ununterbrochen im Wasser befand ergeben das Zeitintervall $t_{int,i}$. Die Gesamtanzahl an Intervallen $N_{int}$ ergibt sich somit aus der Anzahl der Zeitintervalle $t_{int,i}$. Anhand dieser Unterteilung in Zeitintervalle kann der Gasvolumenanteil über ein einzelnes Zeitintervall $t_{int,i}$ berechnet werden:

$$\alpha_i = \frac{t_{Luft,i}}{t_{int,i}}. \quad (3.15)$$

3.2.4 Fehleranalyse

Sonden verursachen immer eine Störung der Strömung. Diese Störung macht sich in einer Deformierung der Phasengrenzfläche bemerkbar. Im Fall der Messung des lokalen Gasvolumenanteils resultiert der maximale Fehler daraus, dass die flüssige Phase aufgrund der entstehenden Grenzflächenspannung zwischen Sonde und Flüssigkeit weiter an der Sonde haften bleibt, selbst wenn die Phasengrenzfläche im ungestörten Fall nicht mehr im Kontakt mit der Sondenspitze wäre. Die Zeit, die benötigt wird, bis es zum Flüssigkeitsabriss zwischen Sondenspitze und Flüssigkeitsfilm kommt, wird als Abrisszeit $t_{Abriss}$ bezeichnet. Da der lokale Gasvolumenanteil aus der Zeit, zu denen die gasförmige Phase an der Sondenspitze detektiert wurde, ermittelt wird, verursacht die Abrisszeit eine verminderte Detektionszeit der Gasphase an der Sondenspitze und führt somit zu einem fehlerbehafteten gemessenen Gasvolumenanteil.

Die Höhe des Fehlers richtet sich zum einen nach der Dauer der Abrisszeit und zum anderen nach der Häufigkeit mit der dieser Fehler während der Messung auftritt. Dieser
3.2 Messung des lokalen Gasvolumenanteils

Fehler tritt immer dann auf, wenn die an der Sondenspitze anliegende flüssige Phase der gasförmigen Phase weicht. Die Häufigkeit dieser Phasenübergänge an der Sondenspitze von flüssig nach gasförmig kann direkt aus dem erfassten Signal ermittelt werden und stellt die in Kapitel 3.2.3 erwähnte Anzahl $N_{int}$ an Intervallen $t_{int,i}$ dar, welche nicht nur von den für den jeweiligen Messpunkt eingestellten Randbedingungen sondern auch von der lokalen Position der Sondenspitze im Kanal abhängen wird.

Um die benötigte Abrisszeit für verschiedene Strömungsfälle zu ermitteln, wurden Untersuchungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera durchgeführt. Die verwendete Kamera war vom Typ SpeedCam Visario (Fa. Weinberger) mit einer maximalen optischen Auflösung von $1536 \times 1024$ pixel. Die Aufnahmen wurden jeweils mit einer zeitlichen Auflösung von 1000 Bildern/s durchgeführt, um die transienten Vorgänge an der Sondenspitze auflösen zu können. Die Messungen zeigten, dass die Abrisszeit vor allem von der Geschwindigkeit, mit der die Wellen den Kanal durchlaufen, abhängt. Die Messungen belegten auch, dass die Wellenfrequenz in schießenden Strömungen deutlich höher einzustufen ist, als in fließenden Strömungen. Aus diesem Grund wurde anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen für jede zu untersuchende Strömungsform eine mittlere Abrisszeit $\bar{t}_{Abriss}$ ermittelt. Für schießende Strömungen ergibt sich eine mittlere Abrisszeit von

$$\bar{t}_{Abriss,SP} = 1 \text{ ms},$$

für fließende Strömungen

$$\bar{t}_{Abriss,SB} = 5 \text{ ms},$$

und für teilweise umgekehrte Strömungen ergibt sich

$$\bar{t}_{Abriss,PRF} = 1.5 \text{ ms}.$$  

Der sich ergebende Fehler ermittelt sich somit zu:

$$\Delta\alpha = \frac{\bar{t}_{Abriss} \cdot N_{int}}{dt_{mess}}.$$  

Die Anzahl der Intervalle $N_{int}$ wird im Kernbereich des welligen Zweiphasenbereichs ($0.15 \leq \alpha \leq 0.85$) gegenüber den Randbereichen ($0 < \alpha < 0.15$) und ($0.85 < \alpha < 1$) deutlich zunehmen. Die Anzahl der Intervalle entspricht der Anzahl an Entnetzungsvorgängen. Folglich wird der durch das Abrissverhalten verursachte Fehler im Kernbereich der welligen Zweiphasenströmung am größten sein.

Die Abrisszeit in fließenden Strömungen ist aufgrund der relativ langsamen Wellenbewegung deutlich höher als in schießenden und teilweise umgekehrten Strömungen. Allerdings ist die Anzahl der Phasenwechsel (pro Zeiteinheit) an der Sondenspitze in fließenden Strömungen deutlich geringer als in den anderen untersuchten Strömungen, wodurch der resultierende Gesamtfehler wiederrum gering bleibt. Aufgrund der hohen Anzahl an Entnetzungsvorgängen ergibt sich bei schießenden Strömungen ein maximaler Fehler kleiner 2.5%. Dieser maximale Fehler tritt an einer Kanalhöhe auf, an der ein Gasvolumenanteil
von $\alpha \approx 0.5$ vorliegt. An Kanalpositionen, an denen höhere oder niedrigere Gasvolumenanteile vorliegen, ist die Anzahl der Entnetzungsvorgänge niedriger. Dementsprechend ist der sich ergebende Fehler geringer. An den Rändern des welligen Zweiphasenbereichs ($\alpha < 0.1$ und $\alpha > 0.9$) beträgt der Fehler bereits unter 1%. Für fließende Strömungen als auch teilweise umgekehrte Strömungen resultiert ein Maximalfehler kleiner 1%.
4 Messergebnisse


Die Messung des lokalen Gasvolumenanteils wurde mit dem in Kapitel 3.2 vorgestellten Sondenmesssystem durchgeführt. Hierzu wurde die Sonde an der jeweils zu untersuchenden Position $x$ in den Kanal eingebracht und in vertikaler Richtung durch die Strömung traversiert. Aus den Profilen kann die sich im zeitlichen Mittel ergebende mittlere Wasseroberfläche $y_m$ gewonnen werden. Diese ergibt sich bei festgelegter, horizontaler Kanalposition aus derjenigen Position über der Kanalhöhe, an der während der Messungen ein Gasvolumenanteil von $\alpha = 0.5$ detektiert wurde. Zudem dient die Ausdehnung des Profils zwischen den Werten $\alpha = 0.01$ und $\alpha = 0.99$ über der Kanalhöhe als Maß für die Wellenhöhen $y_w$.


Eine Zusammenfassung der Messergebnisse und vergleichende Betrachtungen zwischen den einzelnen Strömungsformen wird im Anschluss in Kapitel 4.5 gegeben.
4.1 Strömungskarten


Abbildung 4.1: Strömungskarte der WENKA Anlage für \( y_0 = 9 \text{ mm} \) mit Bereichen in denen eine fließende Strömung (SB), ein hydraulischer Sprung (HJ) und eine schießende Strömung (SP) vorliegen. Die Linie OPRF bezeichnet den Übergang zu einer teilweise umgekehrten Strömung, die Linie OTRF den Übergang zu einer vollständig umgekehrten Strömung.

Abb. 4.1 zeigt die für die WENKA Anlage ermittelte Strömungskarte für eine Wasser einlaufhöhe von \( y_0 = 9 \text{ mm} \). Aufgetragen ist die Volumenstromdichte \( u_{GS} \) der Luft über der Volumenstromdichte \( u_{LS} \) des Wassers. Gemäß Definition bildet sich die Volumenstromdichte einer Phase aus dem Volumenstrom \( Q \) dieser Phase bezogen auf die gesamte von beiden Phasen durchströmte Querschnittsfläche \( A \):

\[
 u_{GS} = \frac{Q_G}{A},
\]

\[
 u_{LS} = \frac{Q_L}{A}.
\]

Gegenüber der aus der Dissertation von Gargallo [23] bekannten Strömungskarte, wurde die in Abb. 4.1 gezeigte Strömungskarte um den Bereich \( 0.095 \text{ m/s} < u_{LS} < 0.14 \text{ m/s} \) erweitert. In der Strömungskarte sind die unterschiedlichen im Kanal möglichen Strömungszustände (siehe Kapitel 1.2.2) dargestellt. Der Bereich der stabilen gegengerichteten Schichtenströmung unterteilt sich in drei Teilbereiche. Eine schießende Strömung (engl. Supercritical Flow, SP) wird sich bei hohen Volumenstromdichten des Wassers einstellen, eine fließende Strömung (engl. Subcritical Flow, SB) hingegen bei niedrigen Volumenstromdichten des Wassers. Zwischen diesen beiden Teilbereichen wird ein hydraulischer Sprung (engl. Hydraulic Jump, HJ) im Kanal auftreten, der den Übergang zwischen den beiden Strömungszuständen darstellt.


Abbildung 4.2: Strömungskarte der WENKA Anlage für $y_0 = 9 \text{ mm}$ mit Hysteresebereich nach Eintreten einer Strömungsumkehr. Die Linie OSTF bezeichnet den Übergang zurück zu einer stabilen Schichtenströmung, bei der das komplette Wasser das Ende des Kanals erreicht.


Für den Fall einer teilweise umgekehrten Strömung ändert sich in Abhängigkeit von den jeweiligen Durchsätzen der beiden Phasen der das Ende des Kanals erreichte Anteil des Wassers. Gargallo [23] ermittelte empirisch eine Formel zur Vorhersage der Wasserversorgungsnull. Um darüber hinaus das Wissen über den jeweiligen Einfluss des Luft- und Wasserdurchsatzes auf die umgekehrte Strömung zu erweitern, wurden Betriebszustände...
mit definierten Wasserlieferungsraten bis in den Hysteresebereich hinein angefahren. Die sich ergebenden Linien mit konstanten Wasserlieferungsraten sind in Abb. 4.3 gezeigt.

Abbildung 4.3: Strömungskarte mit Linien konstanter Wasserlieferungsraten ($LR$) für $y_0 = 9 \text{ mm}$.

Mit steigender Volumenstromdichte der Luft wird die Wasserlieferungsrate bis zum Übergang zur vollständigen Strömungsumkehr immer weiter abnehmen. Die Messungen zeigen, dass eine Erhöhung der Volumenstromdichte des Wassers bei konstanter Volumenstromdichte der Luft zu niedrigeren Wasserlieferungsraten führt.
4.2 Schießende Strömung

Abb. 4.4 zeigt zweimal das gleiche Foto einer schießenden Strömung in der Versuchsstrecke der WENKA Anlage. Die Position der Kamera war seitlich des Kanals mit einem Blickwinkel von annähernd $0^\circ$ gegen die Horizontale. Wasser strömt in dieser Ansicht von links nach rechts entgegen der Luftströmung, die rechts in den Kanal eintritt und auf der linken Seite in Richtung Zyklonabscheider (siehe Kapitel 2.1) ausströmt. Die mittlere Wasserhöhe nimmt in schießenden Strömungen in Hauptströmungsrichtung zu (siehe Kapitel 1.2.2), was im unteren Bild mit Hilfe der gestrichelten Linie verdeutlicht dargestellt wird.

Abbildung 4.4: Fotos einer *schießenden Strömung* mit Schichtdickenzuwachs $dy$ in Hauptströmungsrichtung der flüssigen Phase.

Das prinzipielle Strömungsverhalten schießender Strömungen ist in Abb. 4.5 skizziert. Für die Wasser- und Luftgeschwindigkeiten wurden aufgrund einer besseren Darstellung unterschiedliche Skalierungen gewählt. Eine detaillierte Beschreibung der Strömungsverhältnisse wird in den folgenden Kapiteln stattfinden. Eingezeichnet sind exemplarisch Geschwindigkeitsprofile an den beiden Positionen $x = 235\ mm$ und $x = 380\ mm$ entlang des Kanals, an denen die unterschiedlichen Messungen jeweils durchgeführt wurden.

Abbildung 4.5: Prinzip und Geschwindigkeitsverteilung einer *schießenden Strömung*. 
Die Randbedingungen der untersuchten schießenden Strömungen für eine Wassereinlaufhöhe von \( y_0 = 15 \, \text{mm} \) sind der Tabelle 4.1 zu entnehmen. Neben der Bezeichnung des jeweiligen Messpunktes, sind die Position \( x \) entlang des Kanals, die Durchflussraten der flüssigen Phase \( Q_W \) und der gasförmigen Phase \( Q_G \) sowie die daraus berechnete Froude-Zahl \( F_{r0} \) am Kanaleintritt \( (x = 0 \, \text{mm}) \) aufgeführt. Als Vorgriff auf die Messung des lokalen Gasvolumenanteils zeigt die Tabelle ebenfalls die mittleren Wasserhöhen \( y_m \) und die Wellenhöhen \( y_\delta \).

### Tabelle 4.1: Randbedingungen der untersuchten schießenden Strömungen mit \( y_0 = 15 \, \text{mm} \).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>( y_0 ) [mm]</th>
<th>( x ) [mm]</th>
<th>( Q_W ) [l/min]</th>
<th>( Q_G ) [l/s]</th>
<th>( F_{r0} ) [-]</th>
<th>( y_m ) [mm]</th>
<th>( y_\delta ) [mm]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>53</td>
<td>15</td>
<td>235</td>
<td>71.4</td>
<td>39.7</td>
<td>1.88</td>
<td>15.24</td>
<td>2.01</td>
</tr>
<tr>
<td>54</td>
<td>15</td>
<td>235</td>
<td>71.5</td>
<td>59.4</td>
<td>1.88</td>
<td>15.33</td>
<td>2.98</td>
</tr>
<tr>
<td>73</td>
<td>15</td>
<td>380</td>
<td>71.4</td>
<td>39.6</td>
<td>1.88</td>
<td>17.31</td>
<td>2.40</td>
</tr>
<tr>
<td>74</td>
<td>15</td>
<td>380</td>
<td>71.4</td>
<td>59.6</td>
<td>1.88</td>
<td>17.92</td>
<td>3.54</td>
</tr>
<tr>
<td>56</td>
<td>15</td>
<td>235</td>
<td>98.8</td>
<td>39.5</td>
<td>2.60</td>
<td>17.26</td>
<td>4.02</td>
</tr>
<tr>
<td>57</td>
<td>15</td>
<td>235</td>
<td>98.6</td>
<td>59.4</td>
<td>2.60</td>
<td>17.32</td>
<td>4.78</td>
</tr>
<tr>
<td>58</td>
<td>15</td>
<td>235</td>
<td>98.6</td>
<td>88.9</td>
<td>2.60</td>
<td>17.8</td>
<td>8.64</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle 4.1 zeigt die Randbedingungen der untersuchten schießenden Strömungen für \( y_0 = 9 \, \text{mm} \). Wie bei den Messungen mit \( y_0 = 15 \, \text{mm} \) wurden sowohl die Wasserdurchsätze variiert, als auch die Position der Messungen entlang des Kanals. Zusätzlich wurden bei dieser Wassereinlaufhöhe Messungen ohne gegenströmende Luft durchgeführt.

### Tabelle 4.2: Randbedingungen der untersuchten schießenden Strömungen mit \( y_0 = 9 \, \text{mm} \).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>( y_0 ) [mm]</th>
<th>( x ) [mm]</th>
<th>( Q_W ) [l/min]</th>
<th>( Q_G ) [l/s]</th>
<th>( F_{r0} ) [-]</th>
<th>( y_m ) [mm]</th>
<th>( y_\delta ) [mm]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>3-0</td>
<td>9</td>
<td>235</td>
<td>41.7</td>
<td>0.0</td>
<td>2.36</td>
<td>10.03</td>
<td>0.93</td>
</tr>
<tr>
<td>3</td>
<td>9</td>
<td>235</td>
<td>41.6</td>
<td>39.6</td>
<td>2.36</td>
<td>10.24</td>
<td>0.98</td>
</tr>
<tr>
<td>4</td>
<td>9</td>
<td>235</td>
<td>41.6</td>
<td>59.4</td>
<td>2.36</td>
<td>10.35</td>
<td>1.90</td>
</tr>
<tr>
<td>23-0</td>
<td>9</td>
<td>380</td>
<td>41.6</td>
<td>0.0</td>
<td>2.35</td>
<td>11.41</td>
<td>1.07</td>
</tr>
<tr>
<td>23</td>
<td>9</td>
<td>380</td>
<td>41.7</td>
<td>39.6</td>
<td>2.36</td>
<td>11.88</td>
<td>1.36</td>
</tr>
<tr>
<td>24</td>
<td>9</td>
<td>380</td>
<td>41.7</td>
<td>59.4</td>
<td>2.36</td>
<td>12.27</td>
<td>2.24</td>
</tr>
<tr>
<td>6-0</td>
<td>9</td>
<td>235</td>
<td>59.4</td>
<td>0.0</td>
<td>3.37</td>
<td>11.27</td>
<td>2.42</td>
</tr>
<tr>
<td>6</td>
<td>9</td>
<td>235</td>
<td>59.5</td>
<td>39.5</td>
<td>3.37</td>
<td>11.72</td>
<td>2.43</td>
</tr>
<tr>
<td>9</td>
<td>9</td>
<td>235</td>
<td>59.4</td>
<td>59.5</td>
<td>3.37</td>
<td>11.81</td>
<td>2.86</td>
</tr>
<tr>
<td>26</td>
<td>9</td>
<td>380</td>
<td>59.4</td>
<td>39.5</td>
<td>3.37</td>
<td>10.58</td>
<td>1.80</td>
</tr>
<tr>
<td>29</td>
<td>9</td>
<td>380</td>
<td>59.4</td>
<td>59.4</td>
<td>3.36</td>
<td>10.73</td>
<td>2.39</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle 4.2 zeigt die Randbedingungen der untersuchten schießenden Strömungen für \( y_0 = 9 \, \text{mm} \).
4.2 Schießende Strömung

4.2.1 Lokaler Gasvolumenanteil

Die Ergebnisse der Messungen des lokalen Gasvolumenanteils für eine Wassereinlaufhöhe von \( y_0 = 15 \text{ mm} \) sind in Abb. 4.6 (siehe Seite 56) gezeigt. Aufgetragen ist der lokale Gasvolumenanteil \( \alpha \) als Funktion der wandnormalen Koordinate \( y \). Die einzelnen Datenpunkte repräsentieren die unterschiedlichen Positionen der Messsonde in vertikaler Richtung, an denen eine Messung des Gasvolumenanteils stattfand.

Die in Abb. 4.6(a) gezeigten Messungen wurden bei einem konstanten Wasserdurchsatz von \( Q_W = 71 \text{ l/min} \) durchgeführt. Variiert wurde zum einen der Gasdurchsatz \( Q_G \) und die Position \( x \) an der die Messungen durchgeführt wurden. Die Profile zeichnen sich durch einen linearen Anstieg im Kernbereich der welligen Zweiphasenströmung (\( 0.1 < \alpha < 0.9 \)) aus. An den Rändern dieses Bereichs nimmt die Steigung der Profile stark zu, so dass ein kontinuierlicher Übergang zur einphasigen Flüssigkeitsströmung (\( \alpha = 0 \)) und zur einphasigen Gasströmung (\( \alpha = 1 \)) stattfinden kann. Eine Erhöhung des Gasdurchsatzes bewirkt eine höhere Steigung der einzelnen Profile. Die Ausdehnung der welligen Zweiphasenzone nimmt zu und der erhöhte Gasdurchsatz bewirkt somit einen Anstieg der Wellenhöhen. Die Profile an Position \( x = 380 \text{ mm} \) (Messpunkte 73 und 74) liegen über denen an Position \( x = 235 \text{ mm} \) (Messpunkte 53 und 54). Somit nimmt die mittlere Wasserhöhe in Hauptströmungsrichtung des Wassers zu. Die Profile der in Abb. 4.6(b) gezeigten Messpunkte weisen mit \( Q_W = 99 \text{ l/min} \) gegenüber den bereits diskutierten höhere Wasserdurchsätze auf. Sowohl die Form der Profile als auch das Verhalten bei Erhöhung des Gasdurchsatzes entsprechen den bisher gewonnenen Erkenntnissen.

Abb. 4.7 zeigt die Ergebnisse der Gasvolumenanteilsmessung bei \( y_0 = 9 \text{ mm} \). Sowohl bei den in Abb. 4.7(a) als auch bei den in Abb. 4.7(b) gezeigten Strömungen wurde jeweils der Wasserdurchsatz konstant gehalten. Zusätzlich zu den oben diskutierten Fällen wurden für diese Wassereinlaufhöhe Messungen ohne gegenströmende Luft durchgeführt. Die Profile der Strömungen ohne gegenströmende Luft liefern die niedrigsten mittleren Wasserhöhen mit den geringsten Wellenhöhen. Während die mittleren Wasserhöhen für einen Wasserdurchsatz von \( 42 \text{ l/min} \) (siehe Abb. 4.7(a)) zunehmen, scheint dies für einen Wasserdurchsatz von \( 59 \text{ l/min} \) (siehe Abb. 4.7(b)) nicht mehr der Fall zu sein. Hierbei handelt es sich um ein lokales Phänomen, das auf der Präsenz eines pfeilförmigen Musters stehender Wellen in schießenden Strömungen basiert. Auf die Entstehung dieser stehenden Wellen wird in Kapitel 1.2.2 eingegangen. Die stehenden Wellen verursachen eine lokale Änderung der Wasserhöhe. Eine Erhöhung der lokalen Wasserhöhe tritt an den Positionen im Kanal auf, an denen die stehenden Wellen den Kanal durchlaufen. Aus Kontinuitätsgründen führt diese lokale Erhöhung der Wasserhöhe gleichzeitig zu einer Verringerung der Wasserhöhe in den an die stehenden Wellen angrenzenden Bereichen. Je nach Lage der stehenden Wellen können die einzelnen Messungen mehr oder weniger stark beeinflusst werden.

4.2.2 Flüssige Phase

Strömungsgeschwindigkeiten

Die vertikalen und horizontalen zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten \( v \) und \( u \) sind in Abb. 4.8 und Abb. 4.10 als Funktion der Koordinate \( y \) aufgetragen. Zum besseren Verständnis ist in den Diagrammen jeweils die untere Grenze des welligen Zweiphasenbereichs (\( 2PB \)) eingezeichnet. Dabei wurden diese Grenzen aus Übersichtlichkeitsgründen...
für Punkte, deren Zweiphasenbereich in etwa auf gleicher Höhe beginnt, auf eine Linie zusammengefasst eingezeichnet.

In der Darstellung der Strömungsgeschwindigkeiten sind die 95%-Vertrauensintervalle (siehe Kapitel 3.1.3) als Fehlerbalken eingezeichnet. Da im welligen Zweiphasenbereich mit steigender Kanalhöhe der Gasvolumenanteil zunimmt, nimmt dementsprechend die Anzahl an Bildern, die für die Bildung der Geschwindigkeitsmittelwerte zur Verfügung stehen, ab. Infolgedessen wird die Ausdehnung des Vertrauensbereichs mit steigender Flüssigkeitshöhe im Zweiphasenbereich mit steigendem Gasvolumenanteil zunehmen. Im Fall von \( y_0 = 15 \text{ mm} \) basieren die Messungen auf einer Gesamtanzahl von 1500 Doppelbildern, während für \( y_0 = 9 \text{ mm} \) jeweils 300 Bilder für die Ermittlung der Strömungsgrößen zu Grunde liegen.

In allen untersuchten Strömungen zeigen die vertikalen Strömungsgeschwindigkeiten im Vergleich zu den horizontalen Geschwindigkeiten sehr niedrige Werte. Die Werte der maximalen Vertikalgeschwindigkeiten liegen bei unter 4% der mittleren Horizontalgeschwindigkeiten. Die vertikalen Geschwindigkeitskomponenten zeigen fast durchgehend positive Werte, nur in einigen wenigen Fällen werden die Werte im Bereich nahe der freien Oberfläche negativ. In Hauptströmungsrichtung des Wassers (von \( x = 235 \text{ mm} \) hin zu \( x = 380 \text{ mm} \)) nehmen die vertikalen Geschwindigkeiten deutlich ab. Dies spricht dafür, dass der Schichtdickenzuwachs \( \delta y/\delta x \) der flüssigen Phase mit zunehmender Lauflänge geringer wird.

In den Profilen der horizontalen Geschwindigkeiten ist der Einfluß der Wandschubspannung am Kanalboden deutlich zu erkennen, wodurch die Strömung im unteren Bereich verzögert wird. Ebenso zu erkennen ist der Einfluß der an der freien Oberfläche wirkenden Schubspannungskräfte zwischen Flüssigkeit und entgegenströmender Luft. Dies hat eine Verzögerung der Strömung im welligen Zweiphasenbereich zur Folge. Hierdurch sind die maximalen Geschwindigkeiten der Strömung knapp unter der maximalen Wasserhöhe zu finden.

Bemerkenswert ist, dass sich die Geschwindigkeitsprofile der unterschiedlichen schießenden Strömungen mit gleichem Wasser durchsatz aber unterschiedlichen Luft durchsätzen auf einer Position \( x \) im Kanal nur sehr geringfügig voneinander unterscheiden. Die entgegenströmende Luft hat über weite Bereiche nur einen geringen Einfluß auf die schießende Strömung und macht sich vor allem im welligen Zweiphasenbereich bemerkbar. Selbst im Fall einer deutlichen Steigerung des Luftdurchsatzes sinkt die mittlere Geschwindigkeit über die gesamte Flüssigkeitshöhe nur geringfügig (Abb. 4.8(d), Messpunkt 58). An der Kanalposition \( x = 380 \text{ mm} \) sind die Unterschiede in den einzelnen horizontalen Geschwindigkeitsprofilen deutlicher ausgeprägt als an der Position \( x = 235 \text{ mm} \) (Abb. 4.8 und Abb. 4.10). Zudem nimmt der Lufteinfluss mit einer Erhöhung der Wassereinlaufhöhe zu, da der Luft in diesem Fall ein geringerer Strömungsquerschnitt zur Verfügung steht.

Zwar verursachen die in schießenden Strömungen auftretenden stehenden Wellen lokal eine Änderung der mittleren Wasserhöhe (siehe Kapitel 4.2.1), allerdings führt diese lokale Höhenänderung zu keiner maßgeblichen Änderung des Gesamtströmungsquerschnittes. Die Profile der an der Kanalposition \( x = 380 \text{ mm} \) vermessenen Strömungen für einen Wasserdurchsatz von \( Q_W = 59 \text{ l/min} \) (Messpunkte 26 und 29) weisen niedrigere Geschwindigkeiten auf als die zugehörigen Profile an der Kanalposition \( x = 235 \text{ mm} \) (Messpunkte 6 und 9) (siehe Abb. 4.10). Diese Verringerung der Strömungsgeschwindigkeiten kann aus Kontinuitätsgründen nur durch Zunahme der mittleren Wasserhöhe erfolgen. Somit muss die über die Kanaltiefe gemittelte Wasserhöhe auch in diesem Fall in Hauptströmungs-
richtung zunehmen, obwohl die stehenden Wellen lokal eine Verringerung der Wasserhöhe verursachen. Dieser Tatbestand zeigt, dass die in schießenden Strömungen vorkommenden stehenden Wellen ein der normalen Strömungsbewegung überlagertes, lokales Phänomen darstellen, bei dem die lokalen Strömungsgrößen innerhalb des Flüssigkeitsfilms nicht oder nur geringfügig beeinflusst werden.

Abbildung 4.12 zeigt normierte Geschwindigkeitsprofile in horizontaler Richtung. Die der Normierung zugrunde liegenden, über die gesamte Flüssigkeitshöhe $y_{\text{max}}$ gemittelten horizontalen Strömungsgeschwindigkeiten $\bar{u}_m$ ergeben sich jeweils zu:

$$\bar{u}_m = \frac{1}{\bar{\alpha} \cdot y_{\text{max}}} \int_0^{y_{\text{max}}} \bar{u}(y) \cdot \alpha(y) \, dy \approx \frac{\sum_{i=1}^{N} \bar{u}_i \cdot \alpha_i}{\sum_{i=1}^{N} \alpha_i}, \quad (4.3)$$

wobei $u_i$ die einzelnen Geschwindigkeiten über der Flüssigkeitshöhe an einer festen Kanalposition $x$ bezeichnet, die jeweils mit ihrer Auftretenswahrscheinlichkeit, dem lokalen Gasvolumenanteil $\alpha_i$, gewichtet werden. Die Werte der einzelnen $u_m$ sind im Anhang A zu finden.

Die für eine Wassereinlaufhöhe von $y_0 = 15 \, \text{mm}$ normierten Profile sind in Abb. 4.12(a) gezeigt, diejenigen für $y_0 = 9 \, \text{mm}$ in Abb. 4.12(b). Die Diagramme beinhalten die Profile aller untersuchten Strömungen, bei denen sowohl die Wasser- als auch die Luftdurchsätze variiert wurden. Zu erkennen ist ein selbstähnlicher Verlauf der normierten Geschwindigkeitsprofile, scheinbar unabhängig von der Kanalposition $x$ in horizontaler Richtung.

Schwankungsgeschwindigkeiten

Die Schwankungsgeschwindigkeiten der untersuchten schießenden Strömungen bei den unterschiedlichen Wassereinlaufhöhen sind in Abb. 4.13 und Abb. 4.14 gezeigt. Aufgetragen sind die Schwankungsgeschwindigkeiten $u_{\text{RMS}}$ in horizontaler und $v_{\text{RMS}}$ in vertikaler Richtung als Funktion der auf die mittlere Wasserhöhe normierten wandnormalen Koordinate $y/y_m$.

Die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten weisen prinzipiell niedrigere Werte auf als die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten. Die vertikalen Schwankungen zeigen zwischen Kanalboden und Beginn des Zweiphasenbereichs $2PB$ annähernd konstante Werte. Im oberen Bereich der Strömung nehmen die Schwankungen innerhalb des welligen Zweiphasenbereichs aufgrund der Wellenbewegung in vertikaler Richtung deutlich zu.

Die horizontalen Geschwindigkeitsschwankungen nehmen sowohl in Bodennähe als auch im Zweiphasenbereich deutlich zu. Der Anstieg im unteren Bereich der Strömung wird durch die Verzögerung der Strömung aufgrund der Bodenreibung verursacht. Mit steigendem Abstand zum Boden nimmt dieser Effekt ab und mit ihm die horizontalen Fluktuationen. Im oberen Bereich der Strömung nehmen die Fluktuationen durch die Verzögerungswirkung der entgegenströmenden Luft wiederrum zu, wobei der Gradient $\delta u_{\text{RMS}}/\delta y$ nahe der freien Oberfläche deutlich höher ist als in Richtung Boden.

Reynoldsschubspannungen

Die Reynoldsschubspannungen schießender Strömungen sind in Abb. 4.15 gezeigt. Aufgetragen sind die Reynoldsschubspannungen als Funktion der auf die mittlere Wasserhöhe
normierten wandnormalen Koordinate $y/y_m$. Auffällig ist, dass die Profile der vermessen
den Messpunkte mit gleichen Wasserdurchsätzen aufeinander fallen, scheinbar unabhän

4.2.3 Gasförmige Phase

Strömungsgeschwindigkeiten

Die gemessenen Geschwindigkeiten der Luftphase schießender Strömungen bei $y_0 = 9\ mm$ zeigt Abb. 4.16. Bei der Vermessung der Luftphase wurden jeweils 300 Doppelbilder aufgenommen. Zu beachten ist, dass die Vermessung der Luftphase mit konventionel
nen Partikeln unter Verwendung deren Streulichtsignale durchgeführt wurde. Aus diesem Grund war eine Messung im welligen Zweiphasenbereich aufgrund der dort entstehenden Reflektionen an der Phasengrenzfläche nicht möglich.

Da die Luft entgegen der Flüssigkeit strömt, sind die Luftgeschwindigkeiten in hori
zontaler Strömungsrichtung negativ. Es ist deutlich zu erkennen, dass die vertikale Ge
schwindigkeitskomponente gegenüber der horizontalen Komponente sehr geringe Werte nahe Null besitzt. Da die Höhe des Flüssigkeitsfilms in schießenden Strömungen entge
gen der Strömungsrichtung der Luft zunehmen wird, wird der der Luft zur Verfügung stehende Strömungsquerschnitt in Strömungsrichtung der Luft zunehmen. Allerdings ist diese Zunahme minimal (< 1%) und hat keinen entscheidenden Einfluss auf die Entwicklung des Geschwindigkeitsprofils entlang des Strömungspfades der Luft.

Im unteren Bereich der Luftphase (Abb. 4.16(c)) ist besonders bei höheren Luftdurchsätzen eine zusätzliche Verzögerung in Strömungsrichtung der Luft (von $x = 380\ mm$ zu $x = 235\ mm$) nahe der Flüssigkeitsoberfläche zu beobachten. Somit nimmt der Einfluss der gegenströmenden Wasserschicht auf die Luft in Strömungsrichtung der Luft zu.

Eine Erhöhung der Wassergeschwindigkeiten hingegen scheint keinen bedeutenden Einfluss auf die Luftgeschwindigkeiten zu haben, da eine Steigerung der Wassergeschwindigkeiten die Differenzgeschwindigkeiten zwischen Wasser und Luft nur geringfügig erhöht. Sowohl in den mittleren als auch in den oberen Bereichen der Luftphase sind die Geschwindigkeitsprofile für jeweils identische Luftdurchsätze annähernd deckungsgleich.

Schwankungsgeschwindigkeiten

Abbildung 4.17 zeigt die Schwankungsgeschwindigkeiten der Luft bei $y_0 = 9\ mm$. Aufgetragen sind die Komponenten $u_{RMS}$ und $v_{RMS}$ in horizontaler und vertikaler Richtung als Funktion der Koordinate $y$. Analog zum Verhalten der flüssigen Phase weisen die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten höhere Werte auf als die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten. Der Ort der geringsten Schwankungen liegt in etwa auf mittlerer Kanalhöhe bei $45\ mm < y < 50\ mm$. Von diesem Punkt aus nehmen die Schwankungen sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung zu. Nahe der oberen Kanalwand nehmen die vertikalen Schwankungen aufgrund des Dämpfungsverhaltens der Wand leicht ab. Die höchsten Fluktuationen, sowohl der horizontalen als auch der vertikalen Komponente,
sind in Richtung der Wasseroberfläche zu verzeichnen. Eine Erhöhung des Luftdurchsatzes führt zu einer Erhöhung der Schwankungsgeschwindigkeiten in beiden Raumrichtungen.

**Reynoldsschubspannungen**

4.2.4 Diagramme

Abbildung 4.6: Gasvolumenanteil schließender Strömungen bei $y_0 = 15\text{mm}$: (a) $Q_W = 71\text{ l/min}$; (b) $Q_W = 99\text{ l/min}$.

Abbildung 4.7: Gasvolumenanteil schließender Strömungen bei $y_0 = 9\text{mm}$: (a) $Q_W = 42\text{ l/min}$; (b) $Q_W = 59\text{ l/min}$. 
Abbildung 4.8: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schießender Strömungen* mit $y_0 = 15 \text{ mm}$ und $Q_W = 71 \text{ l/min}$: (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.

Abbildung 4.9: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schießender Strömungen* mit $y_0 = 15 \text{ mm}$ und $Q_W = 99 \text{ l/min}$: (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.
Abbildung 4.10: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase schießender Strömungen mit \( y_0 = 9 \, \text{mm} \) und \( Q_{W} = 42 \, \text{l/min} \): (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.

Abbildung 4.11: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase schießender Strömungen mit \( y_0 = 9 \, \text{mm} \) und \( Q_{W} = 59 \, \text{l/min} \): (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.
Abbildung 4.12: normierte Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schießender Strömungen*: (a) $y_0 = 15 \text{ mm}$; (b) $y_0 = 9 \text{ mm}$.

Abbildung 4.13: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schießender Strömungen* mit $y_0 = 15 \text{ mm}$: (a) $Q_W = 71 \text{ l/min}$; (b) $Q_W = 99 \text{ l/min}$.
Abbildung 4.14: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase schießender Strömungen mit \( y_0 = 9 \text{ mm} \): (a) \( Q_W = 42 \text{ l/min} \); (b) \( Q_W = 59 \text{ l/min} \).

Abbildung 4.15: Reynoldsschubspannungen schießender Strömungen: (a) \( y_0 = 15 \text{ mm} \); (b) \( y_0 = 9 \text{ mm} \) und \( Q_W = 42 \text{ l/min} \); (c) \( y_0 = 9 \text{ mm} \) und \( Q_W = 59 \text{ l/min} \).
Abbildung 4.16: Luftgeschwindigkeiten schießender Strömungen mit $y_0 = 9$ mm: (a) horizontale Geschwindigkeiten; (b) vertikale Geschwindigkeiten; (c) Detailansicht horizontale Geschwindigkeiten.
Abbildung 4.17: Schwankungsgeschwindigkeiten der Luft schießender Strömungen bei \( y_0 = 9 \, \text{mm} \): (a) \( Q_G = 39 \, \text{l/s} \); (b) \( Q_G = 59 \, \text{l/s} \).

Abbildung 4.18: Reynoldsschubspannungen der Luft schießender Strömungen bei \( y_0 = 9 \, \text{mm} \): (a) \( Q_G = 39 \, \text{l/s} \); (b) \( Q_G = 59 \, \text{l/s} \).
4.3 Fließende Strömung


Abbildung 4.19: Fotos einer fließenden Strömung mit Schichtdickenabnahme $dy$ in Hauptströmungsrichtung der flüssigen Phase.

Abb. 4.20 zeigt eine Prinzipskizze einer fließenden Strömung an der WENKA Anlage mit den zu erwartenden Strömungsverhältnissen. Für eine übersichtliche Darstellung der Wasser- und Luftgeschwindigkeiten wurden, wie im Kapitel Schießende Strömung, unterschiedliche Skalierungen gewählt. Bei den untersuchten fließenden Strömungen gilt zu beachten, dass die Höhe des Wasserfilms direkt nach Eintritt in die Versuchsstrecke

Abbildung 4.20: Prinzip und Geschwindigkeitsverteilung einer fließenden Strömung.
zunächst sprunghaft zunimmt, um dann kontinuierlich bis zum Wasserauslass abzunehmen. Um dies berücksichtigen zu können, wurden Messungen an der horizontalen Position \( x = 36 \text{ mm} \) im Kanal durchgeführt, wobei die mittlere Wasserhöhe an dieser Position im folgenden mit \( y_0^* \) bezeichnet wird.

In Tabelle 4.3 sind die Randbedingungen der untersuchten fließenden Strömungen aufgelistet. Neben der Wassereinlaufhöhe \( y_0 \) und der Wasserhöhe \( y^*_0 \) sowie den entsprechenden Froude-Zahlen \( Fr_0 \) und \( Fr_0^* \) wird die horizontale Position \( x \), an der die Messungen durchgeführt wurden, aufgeführt. Zudem werden die Wasser- und Luftdurchsätze \( Q_W \) und \( Q_G \) aufgelistet, die als Randbedingungen für die durchgeführten Messungen an der Versuchs- anlage eingestellt wurden. Als Vorgriff auf die Messergebnisse der Gasvolumenanteilsmessung, sind ebenfalls die mittleren Wasserhöhen \( y_m \) aufgeführt.

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>( y_0 ) [mm]</th>
<th>( y_0^* ) [mm]</th>
<th>( x ) [mm]</th>
<th>( Q_W ) [l/min]</th>
<th>( Q_G ) [l/s]</th>
<th>( Fr_0 ) [-]</th>
<th>( Fr_0^* ) [-]</th>
<th>( y_m ) [mm]</th>
<th>( y ) [mm]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>1</td>
<td>9</td>
<td>13.36</td>
<td>235</td>
<td>16.4</td>
<td>39.7</td>
<td>0.93</td>
<td>0.51</td>
<td>12.28</td>
<td>2.47</td>
</tr>
<tr>
<td>21</td>
<td>9</td>
<td>13.36</td>
<td>380</td>
<td>16.3</td>
<td>39.5</td>
<td>0.92</td>
<td>0.51</td>
<td>10.54</td>
<td>2.23</td>
</tr>
<tr>
<td>41</td>
<td>15</td>
<td>17.61</td>
<td>235</td>
<td>29.8</td>
<td>39.5</td>
<td>0.78</td>
<td>0.62</td>
<td>16.76</td>
<td>2.72</td>
</tr>
<tr>
<td>61</td>
<td>15</td>
<td>17.61</td>
<td>380</td>
<td>29.7</td>
<td>39.6</td>
<td>0.78</td>
<td>0.61</td>
<td>14.86</td>
<td>2.69</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle 4.3: Randbedingungen der untersuchten fließenden Strömungen.

4.3.1 Lokaler Gasvolumenanteil

Abb. 4.21(a) (siehe Seite 67) zeigt die Ergebnisse der Gasvolumenanteilsmessungen für die untersuchten fließenden Strömungen bei einer Wassereinlaufhöhe von \( y_0 = 9 \text{ mm} \) und Abb. 4.21(b) diejenigen für \( y_0 = 15 \text{ mm} \). Aufgetragen ist jeweils der lokale Gasvolumenanteil \( \alpha \) als Funktion der wandnormalen Koordinate \( y \). Die Diagramme zeigen ebenfalls die an Position \( x = 36 \text{ mm} \) gemessenen Profile. Zunächst ist zu erkennen, dass mit zunehmender Lauflänge \( x \) die mittleren Wasserhöhen abnehmen. Ebenso ist eine leichte Abnahme der Wellenhöhen in Strömungsrichtung des Wassers zu verzeichnen. Des Weiteren verläuft der Anstieg der Profile im Kernbereich der Zweiphasenströmung (0.1 < \( \alpha \) < 0.9) wie auch im Fall schießender Strömungen linear. Im Randbereich der Zweiphasenströmung nehmen die Steigungen der Profile ebenfalls stark zu, so dass sich ein kontinuierlicher Übergang zu den einphasigen Strömungsbereichen einstellt.

4.3.2 Flüssige Phase

**Strömungsgeschwindigkeiten**

Die Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase sind in Abb. 4.22 für eine Wassereinlaufhöhe von \( y_0 = 9 \text{ mm} \) und in Abb. 4.23 für eine Wassereinlaufhöhe von \( y_0 = 15 \text{ mm} \) dargestellt. Aufgetragen sind jeweils die lokalen Geschwindigkeiten \( v \) in vertikaler und die lokalen Geschwindigkeiten \( u \) in horizontaler Richtung als Funktion der Koordinate \( y \). Die durchgeführten Messungen basieren im Fall von \( y_0 = 9 \text{ mm} \) auf einer Gesamtanzahl von 300 Bildern, während für \( y_0 = 15 \text{ mm} \) jeweils 1500 Bilder für die Ermittlung der Strömungsgrößen zu Grunde liegen.
Zunächst lässt sich festhalten, dass, wie im Fall schießender Strömungen, die vertikalen Geschwindigkeitskomponenten deutlich kleiner sind als die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten und Werte kleiner 3% im Vergleich zu den mittleren Horizontalgeschwindigkeiten aufweisen. Im Fall von $y_0 = 9 \text{ mm}$ zeigt die vertikale Komponente durchgehend negative Werte, während im Fall von $y_0 = 15 \text{ mm}$ besonders bei Position $x = 235 \text{ mm}$ noch positive Vertikalgeschwindigkeiten zu verzeichnen sind, die entlang des Kanals in Hauptströmungsrichtung jedoch schnell abklingen und an Position $x = 380 \text{ mm}$ bereits fast durchgehend negative Werte zeigen.

In den horizontalen Geschwindigkeitsprofilen lässt sich zum einen im wandnahen Bereich der Strömung der Einfluß des Kanalbodens auf die Strömung erkennen, zum anderen der Einfluß der entgegenströmenden Luft nahe der freien Oberfläche. In beiden Bereichen kommt es zu einer Verzögerung der Strömungsgeschwindigkeiten. Im mittleren Bereich der Strömung ist eine annähernd konstante maximale Horizontalgeschwindigkeit zu verzeichnen, wobei dieser Bereich in Strömungsrichtung des Wassers aufgrund der Abnahme der mittleren Wasserhöhe etwas schmaler wird.

Die auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit (siehe Gl. 4.3) normierten Geschwindigkeitsprofile $u/u_m$ in horizontaler Richtung sind in Abb. 4.25(b) gezeigt. Wie auch im Fall schießender Strömungen ist bei dieser Normierung ein selbstähnlicher Verlauf der Profile zu erkennen.

Schwankungsgeschwindigkeiten

Die Schwankungsgeschwindigkeiten der untersuchten fließenden Strömungen sind in Abb. 4.24 abgebildet. Aufgetragen sind die Absolutwerte der vertikalen und der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten $v_{RMS}$ und $u_{RMS}$ als Funktion der auf die jeweils mittlere Wasserhöhe normierten Koordinate $y/y_m$. Wie auch bei der Betrachtung schießender Strömungen, ist der Einfluß des Kanalbodens auf die Schwankungsgeschwindigkeiten zu erkennen, wodurch die Fluktuationen in horizontaler Richtung durch den, aufgrund der Bodenreibung, auftretenden Verzögerungseffekt ansteigen. Die Zunahme der horizontalen Fluktuationsgeschwindigkeiten nahe der freien Oberfläche begründet sich in der Verzögerung der Strömung durch die entgegenströmende Luft, wobei der Einfluß der Luft auf die Flüssigkeit im Gegensatz zu schießenden Strömungen deutlich stärker ausgeprägt ist.

Die Zunahme der vertikalen Schwankungskomponente lässt sich wie bei schießenden Strömungen mit der Wellenbewegung in vertikaler Richtung erklären. Im Gegensatz zu schießenden Strömungen zeigen die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten keine annähernd konstanten Werte zwischen dem bodennahen Bereich und der welligen Wasseroberfläche, was ebenfalls den starken Einfluss der gegenströmenden Luft auf die Flüssigkeitsströmung verdeutlicht.

Reynoldsschubspannungen

Abb. 4.25 zeigt die Reynoldsschubspannungen $-\rho u'v'$ der unterschiedlichen fließenden Strömungen. Aufgetragen sind die Absolutwerte der Reynoldsschubspannungen als Funktion der auf die mittlere Wasserhöhe normierten Koordinate $y/y_m$. Im Fall der untersuchten Strömungen zeigen die Profile für eine Wassereinlaufhöhe von $y_0 = 9 \text{ mm}$ im wandnahen Bereich positive Werte. Mit zunehmender Kanalhöhe nehmen diese Werte ab.
und werden negativ. In einer Höhe knapp unter der mittleren Wasserhöhe \( y/y_m = 1 \) nehmen die Werte wiederum zu und zeigen in den Wellenkämnen positive Werte. Im Gegensatz dazu zeigen die Werte der Reynoldsschubspannungen der untersuchten Strömungen bei einer Wassereinlaufhöhe von \( y_0 = 15 \text{ mm} \) fast durchgehend positive Werte, nur an Position \( x = 380 \text{ mm} \) (Messpunkt 61) scheinen kurz unterhalb der mittleren Wasserhöhe leicht negative Werte aufzutreten. Alle untersuchten Fälle haben einen Anstieg der Reynoldsschubspannungen in den Wellenkämmen gemeinsam.

Im Vergleich zu schießenden Strömungen sind die Reynoldsschubspannungen fließender Strömungen innerhalb der einphasigen Flüssigkeitsströmung deutlich geringer. Dies liegt an den deutlich niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten und der damit verbunden niedrigeren Schubspannungen zwischen Kanalboden und Flüssigkeitsfilm.

4.3.3 Gasförmige Phase

Strömungsgeschwindigkeiten

Die gasförmige Phase fließender Strömungen wurde für eine Wassereinlaufhöhe von \( y_0 = 9 \text{ mm} \) vermessen. Die Ergebnisse der Untersuchungen sind in Abb. 4.26 gezeigt. Wiederrum sind die horizontalen Geschwindigkeiten \( u \) und die vertikalen Geschwindigkeiten \( v \) mit ihren jeweiligen Vertrauensintervallen als Funktion der Koordinate \( y \) aufgetragen. Die der Mittelung zugrunde liegende Anzahl an Bildern beträgt jeweils 300. Wie bereits bei schießenden Strömungen sind auch in fließenden Strömungen die vertikalen Strömungsgeschwindigkeiten gegenüber den horizontalen Geschwindigkeiten sehr gering und weisen mittlere Werte nahe Null auf.

Die vertikalen Luftgeschwindigkeiten zeigen, aufgrund der in Strömungsrichtung der Luft zunehmenden mittleren Höhe der Wasserschicht, bis auf den wandnahen Bereich positive Werte (Abb. 4.26(a)). Aus dem gleichen Grund nimmt die mittlere Luftgeschwindigkeit in Strömungsrichtung der Luft leicht zu. Ähnlich wie bei der flüssigen Phase zeigen die vertikalen Geschwindigkeiten gegenüber den horizontalen Geschwindigkeiten sehr geringe Werte. Die Größenordnung der maximalen vertikalen Geschwindigkeiten liegt bei unter 4% der mittleren horizontalen Geschwindigkeiten.

Schwankungsgeschwindigkeiten

Abb. 4.27 zeigt zum einen die Geschwindigkeitsfluktuationen und zum anderen die Reynoldsschubspannungen der Luftphase in fließenden Strömungen. Der Ort der niedrigsten Fluktuationen ist im Bereich der Kanalmitte \( (45 \text{ mm} < y < 50 \text{ mm}) \). Die höchsten Fluktuationen in horizontaler Richtung treten in Richtung Phasengrenzfläche auf, aufgrund der dort wirkenden starken Scherkräfte und der dadurch bedingten Verzögerung der Luftgeschwindigkeiten. Ebenso ist eine Zunahme der Fluktuationsgeschwindigkeiten in Richtung der oberen Kanalplatte aufgrund der Wandschubspannung zu erkennen. Die vertikalen Fluktuationsgeschwindigkeiten zeigen einen leichten Anstieg von der Kanalmitte in Richtung obere Kanalplatte und fallen in unmittelbarer Wandnähe, aufgrund des Dämpfungsverhaltens der Kanalplatte in vertikaler Richtung, ab. In Richtung der Phasengrenzfläche nehmen die vertikalen Schwankungen stark zu, wobei an Position \( x = 380 \text{ mm} \), kurz nach Eintritt der Luft in den Versuchskanal (Messpunkt 21), ein Abfall der vertikalen Schwankungen zu beobachten ist.
Reynoldsschubspannungen

Die Reynoldsschubspannungen \(-\rho u'v'\) zeigen vom wandnahen Bereich der oberen Wand des Kanals bis zur Kanalmitte positive Werte (Abb. 4.27(a)). Die höchsten Werte sind im oberen Strömungsbereich zu verzeichnen, wobei die Werte in unmittelbarer Wandnähe und ebenfalls in Richtung Kanalmitte abnehmen. Die Abnahme in Richtung Kanalmitte erfolgt annähernd linear. Von der Kanalmitte ausgehend zeigen die Reynoldsschubspannungen in Richtung Phasengrenzfläche negative Werte, wobei das an Kanalposition \(x = 380\ mm\) ermittelte Profil (Messpunkt 21) einen erneuten Anstieg der Reynoldsschubspannungen nahe der Phasengrenzfläche zeigt.

4.3.4 Diagramme

Abbildung 4.21: Gasvolumenanteil fließender Strömungen: (a) \(y_0 = 9\ mm\); (b) \(y_0 = 15\ mm\).
Abbildung 4.22: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase fließender Strömungen bei \( y_0 = 9 \, \text{mm} \): (a) vertikale Geschwindigkeiten \( v \); (b) horizontale Geschwindigkeiten \( u \).

Abbildung 4.23: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase fließender Strömungen bei \( y_0 = 15 \, \text{mm} \): (a) vertikale Geschwindigkeiten \( v \); (b) horizontale Geschwindigkeiten \( u \).
Abbildung 4.24: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase fließender Strömungen: (a) $y_0 = 9\ mm$; (b) $y_0 = 15\ mm$.

Abbildung 4.25: (a) Reynoldsschubspannungen der flüssigen Phase fließender Strömungen; (b) normierte Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase.
Messergebnisse

Abbildung 4.26: Strömungsgeschwindigkeiten der Gasphase in fließenden Strömungen für \( y_0 = 9 \, \text{mm} \): (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.

Abbildung 4.27: Gasphase fließender Strömungen für \( y_0 = 9 \, \text{mm} \): (a) Schwankungsgeschwindigkeiten; (b) Reynoldsschubspannungen.
4.4 Teilweise umgekehrte Strömung


![Abbildung 4.28: Fotos einer teilweise umgekehrten Strömung](image)


Die Randbedingungen der untersuchten Strömungen werden in den Tabellen 4.4 und 4.5 aufgeführt. Neben der in den Versuchen gewählten Nummerierung der einzelnen Messpunkte sind die Wassereinlaufhöhe $y_0$ und die Position der Messung in horizontaler Richtung $x$ aufgelistet. Des Weiteren zeigen die Tabellen die Wasser- und Luftdurchsätze $Q_W$ und $Q_G$ sowie die Froude-Zahl $Fr_0$ am Wassereintritt ($x = 0 \, mm$). Die Wasserlieferungs-
Messergebnisse

Abbildung 4.29: Prinzip und Geschwindigkeitsverteilung einer teilweise umgekehrten Strömung.

...rate LR gibt an zu welchem Anteil das eingespeiste Wasser das Ende des Kanals erreicht. Eine Wasserlieferungsrate von Eins bedeutet, dass das gesamte Wasser das Kanalende erreicht. Eine Wasserlieferungsrate von Null bedeutet hingegen, dass kein Wasser das Kanalende erreicht. In einem solchen Fall wird das komplette Wasser den Kanal über der Wassereinlassplatte in Richtung der Luftströmung verlassen. Als weitere Größe wird in den Tabellen die zeitlich-gemittelte Wasserhöhe \( y_m \) und die Wellenhöhen \( y_\delta \) angegeben, die aus den Messungen des lokalen Gasvolumenanteils hervorgehen.

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>x [mm]</th>
<th>( Q_W ) [l/min]</th>
<th>( Q_G ) [l/s]</th>
<th>Fr ( \delta ) [-]</th>
<th>LR [-]</th>
<th>( y_m ) [mm]</th>
<th>( y_\delta ) [mm]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>2</td>
<td>235</td>
<td>16.6</td>
<td>89.1</td>
<td>0.94</td>
<td>0.55</td>
<td>14.32</td>
<td>12.83</td>
</tr>
<tr>
<td>10</td>
<td>235</td>
<td>29.7</td>
<td>88.9</td>
<td>1.68</td>
<td>0.50</td>
<td>18.89</td>
<td>16.56</td>
</tr>
<tr>
<td>5</td>
<td>235</td>
<td>41.7</td>
<td>88.9</td>
<td>2.36</td>
<td>0.44</td>
<td>21.21</td>
<td>18.20</td>
</tr>
<tr>
<td>7-Hyst</td>
<td>235</td>
<td>59.4</td>
<td>89.0</td>
<td>3.36</td>
<td>0.30</td>
<td>21.50</td>
<td>20.86</td>
</tr>
<tr>
<td>22</td>
<td>380</td>
<td>16.4</td>
<td>89.0</td>
<td>0.93</td>
<td>0.55</td>
<td>9.61</td>
<td>10.80</td>
</tr>
<tr>
<td>30</td>
<td>380</td>
<td>29.7</td>
<td>89.0</td>
<td>1.68</td>
<td>0.50</td>
<td>13.21</td>
<td>14.15</td>
</tr>
<tr>
<td>25</td>
<td>380</td>
<td>41.6</td>
<td>89.0</td>
<td>2.36</td>
<td>0.44</td>
<td>14.19</td>
<td>15.41</td>
</tr>
<tr>
<td>27-Hyst</td>
<td>380</td>
<td>59.4</td>
<td>89.1</td>
<td>3.37</td>
<td>0.30</td>
<td>14.15</td>
<td>15.33</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle 4.4: Randbedingungen der untersuchten teilweise umgekehrten Strömungen bei \( y_0 = 9 \text{ mm} \).

4.4.1 Lokaler Gasvolumenanteil

Die gemessenen Profile des Gasvolumenanteils sind in Abb. 4.30 (siehe Seite 79) und Abb. 4.31 dargestellt. Aufgetragen ist der der lokale Gasvolumenanteil \( \alpha \) als Funktion der Koordinate \( y \). Prinzipiell ist zu erkennen, dass die Profile in ihrer Form denen schießender und fließender Strömungen sehr ähnlich sind. Im Kernbereich der Strömung (\( 0.1 < \alpha < 0.9 \)) ist eine annähernd konstante Steigung der Profile zu erkennen. Außerhalb des zweiphasigen Bereichs liegen die einphasigen Strömungen aus Wasser (\( \alpha = 0 \))
4.4 Teilweise umgekehrte Strömung

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>x [mm]</th>
<th>QW [l/min]</th>
<th>QG [l/s]</th>
<th>Fr₀ [-]</th>
<th>LR [-]</th>
<th>y₀ [mm]</th>
<th>yₗ [mm]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>51</td>
<td>235</td>
<td>41.6</td>
<td>78.9</td>
<td>1.09</td>
<td>0.70</td>
<td>22.66</td>
<td>18.09</td>
</tr>
<tr>
<td>50</td>
<td>235</td>
<td>29.8</td>
<td>89.0</td>
<td>0.78</td>
<td>0.57</td>
<td>17.80</td>
<td>16.53</td>
</tr>
<tr>
<td>45</td>
<td>235</td>
<td>41.6</td>
<td>89.0</td>
<td>1.10</td>
<td>0.49</td>
<td>20.09</td>
<td>18.09</td>
</tr>
<tr>
<td>55</td>
<td>235</td>
<td>71.1</td>
<td>89.1</td>
<td>1.87</td>
<td>0.31</td>
<td>21.19</td>
<td>20.57</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle 4.5: Randbedingungen der untersuchten teilweise umgekehrten Strömungen bei \(y₀ = 15\ mm\).

und Luft (\(α = 1\)) vor. Der Übergang zu diesen einphasigen Bereichen findet kontinuierlich statt, indem die Steigungen der Profile an den Rändern des Zweiphasenbereichs stark zunehmen. Die in teilweise umgekehrten Strömungen auftretenden Wellen weisen Wellenhöhen auf, die um ein Vielfaches größer sind als die der Wellen in fließenden und schießenden Strömungen. Dabei können die Wellenhöhen Werte annehmen, die größer als die Wassereinlaufhöhe \(y₀\) sind.

Die Profile aus Abb. 4.30 (a) zeigen zwei unterschiedliche Strömungen mit konstantem Luftdurchsatz, jeweils an den beiden untersuchten Kanalpositionen in horizontaler Richtung \(x = 235\ mm\) und \(x = 380\ mm\). Zu erkennen ist, dass die Profile des Gasvolumenanteils an Position \(x = 380\ mm\) im Vergleich zu denen an Position \(x = 235\ mm\) zu niedrigeren Kanalpositionen hin verschoben sind. Die mittlere Wasserhöhe wird dann in Hauptströmungsrichtung des Wassers abnehmen. Die Profile zeigen weiter, dass die Wellenhöhen ebenfalls in Hauptströmungsrichtung des Wassers abnehmen. Wird der Wasserdurchsatz erhöht nehmen sowohl die mittleren Wasserhöhen als auch die Wellenhöhen an beiden untersuchten Kanalpositionen \(x\) zu.

In Abb. 4.30 (b) werden zwei Strömungen gezeigt, bei denen der Wasserdurchsatz im Vergleich zu den in Abb. 4.30 (a) gezeigten Strömungen weiter erhöht wurde. Eine Steigerung des Wasserdurchsatzes auf \(≈ 41.5\ l/min\) (Messpunkte 5 und 25) führt zu einer weiteren Erhöhung sowohl der mittleren Wasserhöhen als auch der Wellenhöhen. Aufgrund des Hystereeffekts (siehe Kapitel 4.1) wird sich bei den untersuchten Randbedingungen mit einer weiteren Steigerung des Wasserdurchsatzes auf \(≈ 59.5\ l/min\) bei einem Luftdurchsatz von \(≈ 89\ l/s\) eine teilweise umgekehrte Strömung einstellen (Messpunkte 7-Hyst und 27-Hyst). Diese Erhöhung des Wasserdurchsatzes zeigt jedoch eine nur sehr geringe Auswirkung auf die Profile des lokalen Gasvolumenanteils. Daraus lässt sich schließen, dass ein Großteil des zusätzlich eingespeisten Wassers in unmittelbarer Nähe zum Wassereinlass von der Luft umgekehrt wird und dass dieses Wasser Bereiche weiter stromab in Richtung des Wasserauslasses nicht erreichen kann. Dies wird zudem durch die Messungen zum Verhalten der Wasserlieferungsraten bekräftigt, wonach eine Erhöhung des Wasserdurchsatzes bei gleichbleibendem Luftdurchsatz besonders im Hysteresbereich zu einer Abnahme der Wasserlieferungsraten führt (siehe Abb. 4.3).

Abb. 4.31 zeigt die gemessenen Gasvolumenanteile für eine Wasserhöhe von \(y₀ = 15\ mm\). Hier wurde zum einen der Wasserdurchsatz variiert, zum anderen der Luftdurchsatz. Bei Erhöhung des Luftdurchsatzes und gleichbleibendem Wasserdurchsatz (Messpunkte 51 und 45) nimmt die mittlere Wasserhöhe ab, die Wellenhöhen bleiben ähnlich groß. Bei Erhöhung des Wasserdurchsatzes mit gleichbleibendem Gasdurchsatz (Messpunkte 50, 45 und 55) wird die mittlere Wasserhöhe ansteigen, wobei der Gradient \(δy/δQ₇\) wie im Fall \(y₀ = 9\ mm\) mit steigendem Wasserdurchsatz deutlich abnimmt.
4.4.2 Flüssige Phase

Strömungsgeschwindigkeiten

Die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile teilweise umgekehrter Strömungen bei einer Wassereinlaufhöhe von \( y_0 = 9 \, \text{mm} \), an beiden untersuchten Positionen im Kanal \( x = 235 \, \text{mm} \) und \( x = 380 \, \text{mm} \), sind in Abb. 4.32 und Abb. 4.33 gezeigt. Wie in Kapitel 3.1.3 erläutert, nimmt die Anzahl der für die Mittelwertbildung zur Verfügung stehenden Partikelbilder verfahrensbedingt mit steigender Kanalhöhe ab. Dadurch ergeben sich für die Geschwindigkeitswerte an Kanalpositionen mit einem hohen Gasvolumenanteil größere Vertrauensbereiche, die als Fehlerbalken in den Diagrammen eingezeichnet sind.

Wird bei gleichbleibendem Luftdurchsatz der Wasserdurchsatz erhöht, so erhöhen sich damit auch die Strömungsgeschwindigkeiten \( u \) der flüssigen Phase in Hauptströmungsrichtung. Allerdings nimmt der Zuwachs der maximalen Strömungsgeschwindigkeiten mit steigendem Wasserdurchsatz deutlich ab. Die Maximalgeschwindigkeiten bei einem Wasserdurchsatz von 41.6 l/min (Messpunkte 5 und 25) entsprechen in etwa denen bei einem Wasserdurchsatz von 59.4 l/min (Messpunkte 7-Hyst und 27-Hyst). Dies lässt die Schlußfolgerung zu, dass ein Großteil des zusätzlich eingespeisten Wassers bereits in unmittelbarer Nähe zum Wassereinlass von der Luftströmung umgekehrt wird und der Einfluss der Luft aufgrund immer geringerer zur Verfügung stehender Strömungsquerschnitte dementsprechend zunimmt. Dies deckt sich mit den Beobachtungen aus den Messungen zur Wasserlieferungsrate (siehe Abb. 4.3), die zeigten, dass eine Erhöhung des Wasserdurchsatzes sogar zu einer leichten Abnahme der Wasserlieferungsrate führt.


Im Vergleich zu den horizontalen Geschwindigkeiten zeigen die vertikalen Geschwindigkeiten sehr niedrige Werte. Auffallend ist, dass die vertikalen Geschwindigkeiten nahe der freien Oberfläche negative Werte zeigen. Die einzige Ausnahme bildet die innerhalb des Hysteresebereichs untersuchte Strömung, allerdings nur an der untersuchten Position im Kanal, die sich näher am Wassereinlass befindet (Messpunkt 7-Hyst).

Bei den Betriebspunkten der in Abb. 4.34 gezeigten Geschwindigkeitsprofile für \( y_0 = 9 \, \text{mm} \)
15 mm wurden sowohl die Wasser- als auch Luftdurchsätze variiert. Wie bei den Messungen mit \( y_0 = 9 \text{ mm} \) nimmt der Zuwachs der maximalen Geschwindigkeiten in horizontaler Richtung mit steigendem Wasserdurchsatz bei konstantem Luftdurchsatz ab. Bei einem konstanten Luftdurchsatz von 89 l/s ist zwischen den Wasserdurchsätzen von 29.8 l/min (Messpunkt 50) und 41.6 l/min (Messpunkt 45) noch eine leichte Zunahme der Maximalgeschwindigkeiten in den gezeigten Diagrammen zu erkennen. Eine weitere Erhöhung des Wasserdurchsatzes auf 71.1 l/min (Messpunkt 55) führt hingegen zu keiner weiteren nennenswerten Steigerung der Maximalgeschwindigkeiten. Wird hingegen der Luftdurchsatz reduziert, so führt dies zu einer vergleichsweise deutlichen Steigerung der Maximalgeschwindigkeiten und infolgedessen auch der über die gesamte Wasserhöhe gemittelten Geschwindigkeiten.

Die vertikalen Geschwindigkeiten zeigen erneut sehr geringe Werte im Vergleich zu den horizontalen Geschwindigkeiten. Bis auf den Fall mit den höchsten Wasserdurchsätzen (Messpunkt 55), zeigen die Profile in den oberen Strömungsbereichen ebenfalls negative Werte.

Die auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit (siehe Gl. 4.3) normierten Geschwindigkeitsprofile für die beiden unterschiedlichen Wassereinlaufhöhen sind in Abb. 4.35 dargestellt. Wie auch bei schießenden Strömungen und fließenden Strömungen ohne Strömungs­umkehr ist bei dieser Normierung ein selbstähnlicher Verlauf der Profile zu erkennen. Allerdings besteht bei teilweise umgekehrten Strömungen im Vergleich zu Strömungen ohne Strömungs­umkehr eine Abhängigkeit von der Kanalposition \( x \).

### Schwankungsgeschwindigkeiten

In Abb. 4.36 werden die Schwankungsgeschwindigkeiten für Strömungen bei \( y_0 = 9 \text{ mm} \) gezeigt. Aufgetragen sind die Schwankungsgeschwindigkeiten \( u_{RMS} \) und \( v_{RMS} \) in horizontaler und vertikaler Richtung als Funktion der auf die mittlere Wasserhöhe normierten Koordinate \( y/y_m \). Die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten weisen prinzipiell höhere Werte auf als die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten. Bei Erhöhung des Wasserdurchsatzes ändern sich die Schwankungsgeschwindigkeiten in beiden Richtungen bis an nährernd zur mittleren Wasserhöhe \( (y/y_m = 1) \) kaum (Abb. 4.36(a)). In höheren Bereichen des welligen Zweiphasenbereichs ist hingegen eine leichte Zunahme der Schwankungsgeschwindigkeiten mit steigendem Wasserdurchsatz zu verzeichnen. Abb. 4.36(b) zeigt vergleichend die Schwankungsgeschwindigkeiten von Betriebspunkten mit zwei unterschiedlichen Wasserdurchsätzen an den beiden im Kanal untersuchten Positionen \( x = 235 \text{ mm} \) und \( x = 380 \text{ mm} \). Zunächst lässt sich feststellen, dass die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten bei Erhöhung auf einen Wasserdurchsatz von 59.4 l/min (Messpunkte 7-Hyst und 27-Hyst) bereits im unteren Strömungsbereich leicht zunehmen. Des Weiteren wird deutlich, dass die jeweiligen Profile der gleichen Strömungen an unterschiedlichen Positionen im Kanal kongruent sind.

Die Schwankungsgeschwindigkeiten für Strömungen bei \( y_0 = 15 \text{ mm} \) sind in Abb. 4.37 gezeigt. Auch hier lässt sich eine leichte Zunahme der Schwankungsgeschwindigkeiten im oberen Wellenbereich erahnen. Allerdings ist die Zunahme im Vergleich zu den Messungen bei \( y_0 = 9 \text{ mm} \) weniger stark ausgebildet. Im Fall der höchsten Wasserdurchsätze (Messpunkt 55) nehmen die Schwankungsgeschwindigkeiten bereits im unteren Strömungsbereich zu. Eine Verringerung des Luftdurchsatzes von 89 l/s auf 78.9 l/s zeigt keine eindeutige Änderungen in den Profilen der Schwankungsgeschwindigkeiten.
Reynoldsschubspannungen
In Abb. 4.38 sind die Reynoldsschubspannungen $-\rho u'v'$ für die beiden untersuchten Wassereinlaufhöhen $y_0 = 9 \text{ mm}$ und $y_0 = 15 \text{ mm}$ gezeigt. Aufgetragen sind die Absolutwerte der Reynoldsschubspannungen als Funktion der normierten Koordinate $y/y_m$. Im Kernbereich teilweise umgekehrter Strömungen nehmen die Reynoldsschubspannungen negative Werte an, die mit steigender Höhe betragsmäßig zunehmen. In etwa auf Höhe der mittleren Wasserhöhe ($y/y_m = 1$) ist ein Wendepunkt in den Profilen zu erkennen. Die negativen Werte nehmen zunächst betragsmäßig ab, bis die Werte nach einem Nulldurchgang positiv werden und in Richtung der maximalen Flüssigkeitshöhe deutlich zunehmen. Für die beiden Strömungen mit den höchsten Wasserdurchsätzen und den höchsten Wellenhöhen (Messpunkte 7-Hyst und 55) war eine korrekte Auswertung der Reynoldsschubspannungen in den oberen Wellenbereichen nicht möglich. Dies wird in den Diagrammen durch nicht ausgefüllte Symbole dargestellt.

Rashidi et al. [77] fanden heraus, dass die kohärenten Strukturen, die an der Phasengrenzfläche bei hinreichend hohen Scherkräften entstehen, die Stofftransportvorgänge innerhalb des Flüssigkeitsschichtfilms dominieren (siehe Kapitel 1.2.3) und stärker ausgebildet sind als die an der unteren Wand entstehenden kohärenten Strukturen. Lorencez et al. [55] untersuchten ebenfalls gegengerichtete Schichtenströmungen und erklärten den Verlauf der ermittelten Reynoldsschubspannungen anhand der Auswirkungen der kohärenten Strukturen auf die Strömungsverhältnisse des Flüssigkeitsschichtfilms. Demnach bewegen sich die Strukturen von der freien Oberfläche in die Strömung hinein und verursachen damit eine Komponente $v' < 0$. Gleichzeitig verursachen die an der freien Oberfläche erzeugten Strukturen eine negative Komponente der Strömung in horizontaler Richtung ($u' < 0$), wodurch $-\rho u'v'$ negative Werte annimmt. In den oberen Bereichen des Flüssigkeitsschichtfilms strömt das Wasser in Richtung der Luft. Es liegt lokal eine gleichgerichtete Strömung vor. Somit verursachen die kohärenten Strukturen in diesen Bereichen eine positive Komponente in horizontaler Strömungsrichtung ($u' > 0$) bei gleichbleibender negativer Komponente in vertikaler Richtung ($v' < 0$). Somit ergeben sich in diesen Bereichen positive Werte der Reynoldsschubspannungen. In den untersten Bereichen der Strömung verursachen die kohärenten Strukturen, die am Kanalboden entstehen, eine negative horizontale Komponente ($u' < 0$) und eine positive vertikale Komponente ($v' > 0$). Die Werte der Reynoldsschubspannungen nehmen somit positive Werte an, was die leicht positiven Werte der am nähesten an der unteren Wand vermessenen Punkte der gezeigten Profile suggerieren lassen.

In Abb. 4.35 sind die normierten Horizontalgeschwindigkeiten $u/u_m$ teilweise umgekehrter Strömungen über der normierten Kanalhöhe $y/y_m$ aufgetragen. Als Normierungsfaktor für die Strömungsgeschwindigkeiten dient jeweils die über die Flüssigkeitshöhe gemittelte Strömungsgeschwindigkeit $u_m$ in Hauptströmungsrichtung. Zu erkennen ist ein selbstähnlicher Geschwindigkeitsverlauf der einzelnen Strömungen in Abhängigkeit von der Wassereinlasshöhe $y_0$ und der Position $x$ im Kanal.

4.4.3 Gasförmige Phase
Strömungsgeschwindigkeiten
Die zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten der Luftphase teilweise umgekehrter Strömungen sind in Abb. 4.39 dargestellt. Aufgetragen sind die vertikale Geschwindig-

Wird die gleiche Strömung an unterschiedlichen Positionen im Kanal betrachtet (Messpunkte 2 und 22), so nehmen die horizontalen Luftgeschwindigkeiten in Richtung Wasser einlass zu, da dort die Wasserhöhe im zeitlichen Mittel größer ist. Die vertikalen Luftgeschwindigkeiten nehmen in Hauptströmungsrichtung der Luft mit dem Anstieg der mittleren Wasserhöhe entlang des Strömungspfades der Luft ab.


**Schwankungsgeschwindigkeiten**


Reynoldsschubspannungen

Die Reynoldsschubspannungen der Luftphase sind in Abb. [4.4] gezeigt. Im oberen Kanalbereich fallen die Profile der Strömungen unabhängig von der untersuchten Position im Kanal und unabhängig vom Wasserdurchsatz aufeinander. In diesem Bereich zeigen die Profile positive Werte. Die höchsten Werte sind nahe der oberen Kanalplatte zu finden, wobei die Werte in einem Abstand von weniger als $\approx 5 \text{ mm}$ zur oberen Wand wiederum abnehmen. In etwa auf Höhe der Kanalmitte zeigen die Profile einen Nulldurchgang. Nach diesem Nulldurchgang nehmen die Reynoldsschubspannungen betragsmäßig in negativer Richtung stark zu, wobei die größte Zunahme an der Position mit der höchsten mittleren Wasserhöhe (Messpunkt 2) zu erkennen ist.
4.4.4 Diagramme

Abbildung 4.30: Lokaler Gasvolumenanteil teilweise umgekehrter Strömungen bei $y_0 = 9 \, \text{mm}$: (a) $Q_W < 30 \, \text{l/min}$; (b) $Q_W > 30 \, \text{l/min}$.

Abbildung 4.31: Lokaler Gasvolumenanteil teilweise umgekehrter Strömungen bei $y_0 = 15 \, \text{mm}$ und $x = 235 \, \text{mm}$. 
Abbildung 4.32: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase teilweise umgekehrter Strömungen bei \( y_0 = 9 \, \text{mm} \) und \( x = 235 \, \text{mm} \): (a) vertikal; (b) horizontal.

Abbildung 4.33: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase teilweise umgekehrter Strömungen bei \( y_0 = 9 \, \text{mm} \) und \( x = 380 \, \text{mm} \): (a) vertikal; (b) horizontal.
4.4 Teilweise umgekehrte Strömung

Abbildung 4.34: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase teilweise umgekehrter Strömungen bei $y_0 = 15 \, \text{mm}$: (a) vertikal; (b) horizontal.

Abbildung 4.35: normierte Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase teilweise umgekehrter Strömungen: (a) $y_0 = 15 \, \text{mm}$, $x = 235 \, \text{mm}$; (b) $y_0 = 9 \, \text{mm}$, $x = 235 \, \text{mm}$; (c) $y_0 = 9 \, \text{mm}$, $x = 380 \, \text{mm}$.
Abbildung 4.36: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *teilweise umgekehrter Strömungen* bei $y_0 = 9 \text{ mm}$: (a) $x = 235 \text{ mm}$; (b) $x = 380 \text{ mm}$.

Abbildung 4.37: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *teilweise umgekehrter Strömungen* bei $y_0 = 15 \text{ mm}$ und $x = 235 \text{ mm}$: (a) $Q_W = \text{konst.}$; (b) $Q_G = \text{konst.}$.
4.4 Teilweise umgekehrte Strömung

Abbildung 4.38: Reynoldsschubspannungen der flüssigen Phase teilweise umgekehrter Strömungen: (a) $y_0 = 9$ mm; (b) $y_0 = 15$ mm.

Abbildung 4.39: Luftgeschwindigkeiten teilweise umgekehrter Strömungen mit $y_0 = 9$ mm: (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.
Abbildung 4.40: Schwankungsgeschwindigkeiten der Gasphase teilweise umgekehrter Strömungen: (a) $Q_W = \text{konst.}$ und $Q_G = \text{konst.}$; (b) $Q_G = \text{konst.}$ und $x = \text{konst.}$.

Abbildung 4.41: Reynoldsschubspannungen der Gasphase teilweise umgekehrter Strömungen mit $y_0 = 9 \text{ mm}$.
4.5 Zusammenfassung und vergleichende Betrachtungen

Lokaler Gasvolumenanteil

Die Messungen zur Verteilung des lokalen Gasvolumenanteils zeigen einen annähernd linearen Anstieg der Profile im welligen Zweiphasenbereich. An den Rändern zu den einphasischen Strömungsbereichen nimmt der Gradient $\delta \alpha / \delta y$ stark zu, um einen stetigen Übergang zu ermöglichen. Die Ausdehnung des Zweiphasenbereichs ($0.01 < \alpha < 0.99$) kann als Maß für die Wellenhöhe angesehen werden. Dabei zeigen schießende und fließende Strömungen ähnliche Wellenhöhen. Im Gegensatz dazu durchlaufen in teilweise umgekehrten Strömungen Wellen mit sehr viel größeren Amplituden den Kanal.

Frequenzanalysen

Anhand einer Frequenzanalyse (Fast-Fourier-Transformation, FFT) des Signalverlaufs aus den Messungen des Gasvolumenanteils konnte das Frequenzspektrum der Wellenbewegung ermittelt werden. Abb. 4.42 zeigt exemplarisch die ermittelten Frequenzen einer schießenden Strömung an den beiden entlang des Kanals untersuchten Positionen $x = 235 \ mm$ und $x = 380 \ mm$. Untersucht wurde jeweils das Messsignal an derjenigen Sondenposition in vertikaler Richtung, an der während der Messung ein Gasvolumenanteil von $\alpha \approx 0.5$ detektiert wurde. Im Frequenzspektrum ist jeweils eine Vorzugsfrequenz $f_1$ zu erkennen. Diese liegt an Kanalposition $x = 235 \ mm$ bei ungefähr $10 \ Hz$, an Position $x = 380 \ mm$ ist sie etwas höher bei $11 \ Hz$ zu finden. Smolentsev et al. [91] führten in einer gegen die Horizontale geneigten Wasser-Luft Strömung mit sehr hohen Froude-Zahlen ($0.94 \leq Fr \leq 1250$) anhand von Filmdickenmessungen an der freien Oberfläche ebenfalls Frequenzanalysen durch. Sie erhielten einen ähnlichen Verlauf der Frequenzspektren, obgleich die Vorzugsfrequenzen in den von ihnen untersuchten Strömungen deutlich höhere Werte aufwiesen. Sie interpretierten den Frequenzbereich um die Vorzugsfrequenz als Schwerewellen (engl. gravity waves) die den Kanal durchlaufen müssten. Die höheren im Spektrum auftretenden Frequenzen würden auf das Vorhandensein von Kapillarwellen (engl. capillary waves) schließen lassen. In Frequenzspektren mit weniger stark ausgebildeten Vorzugsfrequenzen würde die stabilisierende Wirkung der Schwerkraft auf die Wellen einem gesteigerten Störeinfluss der Turbulenz weichen.

Die Schaubilder in Abb. 4.43 zeigen exemplarisch Frequenzspektren für fließende Strömungen. Die Frequenzanalyse liefert das Frequenzspektrum bis $100 \ Hz$, in den Diagrammen sind jedoch nur die Frequenzen bis $10 \ Hz$ gezeigt. Die ermittelten Amplituden höherer Frequenzen zeigen sehr niedrige Werte, die noch deutlich unter denen bei $10 \ Hz$ liegen. Die Vorzugsfrequenzen an Position $x = 235 \ mm$ liegen im Bereich von $0.4 \ Hz$, an Position $x = 380 \ mm$ im Bereich von $0.6 \ Hz$. Fließende Strömungen weisen somit deutlich niedrigere Frequenzen der Wellenbewegung auf als schießende Strömungen. Dies lässt für fließende Strömungen auf das Vorhandensein einer deutlich höheren Anzahl an Schwerewellen im Vergleich zu schießenden Strömungen schließen, in denen im Gegenzug deutlich mehr Kapillarwellen mit kürzeren Wellenlängen auftreten. Darüber hinaus ist die Bandbreite der Frequenzen in schießenden Strömungen größer als in fließenden Strömungen und führt somit zu einer unregelmäßigeren Phasengrenzfläche.
Abbildung 4.42: Frequenzspektren der Wellenbewegung *schießender Strömungen* bei einem Gasvolumenanteil $\alpha \approx 0.5$.

Abbildung 4.43: Frequenzspektren der Wellenbewegung *fließender Strömungen* bei einem Gasvolumenanteil $\alpha \approx 0.5$.

Abbildung 4.44: Frequenzspektren der Wellenbewegung *teilweise umgekehrter Strömungen* bei einem Gasvolumenanteil $\alpha \approx 0.5$.

In Abb. 4.44 sind exemplarisch die Frequenzspektren einer teilweise umgekehrten Strömung dargestellt. An beiden Positionen $x$ im Kanal sind die Vorzugsfrequenzen im Be-
reich von $1.7 \ Hz$ zu finden. Damit liegen die Vorzugsfrequenzen der teilweise umgekehrten Strömung über denen fließender Strömungen ohne Strömungsumkehr, aber dennoch wesentlich unter denen schießender Strömungen.

**Kinematische und turbulente Verhältnisse**

In horizontalen Schichtenströmungen ist die Hauptströmungsrichtung in horizontaler Richtung eindeutig vorgegeben. Somit wird die horizontale Geschwindigkeitskomponente, unabhängig vom untersuchten Strömungszustand, deutlich höhere Werte aufweisen als die vertikale Komponente.

Im Fall schießender Strömungen beschränkt sich der Einfluss der gegenströmenden Luft auf den Flüssigkeitsfilm hauptsächlich auf den welligen Zweiphasenbereich nahe der Flüssigkeitsoberfläche. Im Zweiphasenbereich kommt es zu einer Verzögerung der Geschwindigkeitsschwankungen in horizontaler Richtung, was einen Anstieg der Geschwindigkeitsschwankungen zur Folge hat. Gleichzeitig verursachen die durch den Kanal laufenenden Wellen eine Änderung der Flüssigkeitshöhe, wodurch die Geschwindigkeitsschwankungen der flüssigen Phase in vertikaler Richtung ebenfalls ansteigen. Der Anstieg der Fluktuationen nahe der Flüssigkeitsoberfläche deckt sich mit den Beobachtungen von Lorencez et al. [55]. Die Reynoldschen Schubspannungen der flüssigen Phase zeigen positive Werte, die nahe der freien Oberfläche nahe Null annehmen. Die maximalen Reynoldschen Schubspannungen sind in der Nähe des Kanalbodens zu finden.


Die Geschwindigkeiten der Luftströmung richten sich primär nach dem der Luft zur Verfügung stehenden Strömungsquerschnitt, der sich in Abhängigkeit von der mittleren Flüssigkeitshöhe ändert. Eine Erhöhung der Wassergeschwindigkeiten zeigt einen ver-


Abbildung 4.45: Vergleich der Luftphase zwischen fließender und schießender Strömung: (a) Horizontale Geschwindigkeiten; (b) Schwankungsgeschwindigkeiten; (c) Reynoldsschubspannungen.
5 Theoretische Ansätze

5.1 Modell zur Berechnung des lokalen Gasvolumenanteils

5.1.1 Herleitung

Zur Beschreibung der vorliegenden Strömungen muss neben der Berechnung der Impulsgleichungen die Verteilung der Phasen im Kanal bestimmt werden, welche durch die statistische Größe des Gasvolumenanteils $\alpha$ beschrieben werden kann. Zur Berechnung des Gasvolumenanteils wurde im Rahmen dieser Dissertation ein statistischer Ansatz entwickelt, der auf den Geschwindigkeitsverteilungen basiert, die aus den Impulsgleichungen hervorgehen. Abb. 5.1 zeigt, exemplarisch für alle im Kanal vermessen Strömungen, die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (engl. probability density function, PDF) der horizontalen Geschwindigkeitskomponente $u$ für eine teilweise umgekehrte Strömung an verschiedenen lokalen Positionen über der Kanalhöhe. Wie in Kap. 4 gezeigt, nimmt der Gasvolumenanteil im Zweiphasenbereich ($0 < \alpha < 1$) mit steigender Kanalhöhe zu. Gleichzeitig nimmt die mittlere Geschwindigkeit im Zweiphasenbereich, aufgrund der zwischen Flüssigkeit und entgegenströmender Luft entstehenden Scherkräfte, ab. Die Geschwindigkeitsfluktuationen nehmen im Zweiphasenbereich hingegen mit steigender Kanalhöhe zu. Wie aus Abb. 5.1 erkennbar, folgen die gemessenen, lokalen Geschwindigkeitswerte einer Normalverteilung. Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Einzelwerte nimmt, wie in Kap. 4 beschrieben, mit steigendem Gasvolumenanteil ab wodurch im gezeigten Fall $\alpha = 0.9$ gegenüber Fall $\alpha = 0$ nur ein Zehntel der Einzelwerte zur Ermittlung der PDF zur Verfügung stehen.

In dem nachfolgend beschriebenen statistischen Modell der Zweiphasenströmung wird die Flüssigkeit als eine Ansammlung von Partikeln, die untereinander wechselwirken, betrachtet. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(u)$ der lokalen Geschwindigkeiten ergibt sich wie experimentell bestätigt zu:

$$P(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi u'^2}} \exp \left( -\frac{(u - \bar{u})^2}{2u'^2} \right). \quad (5.1)$$

Falls der Exponent mit $\rho_L/2$ erweitert und in alle drei Raumrichtungen energetisch betrachtet wird, kann Gl. (5.1) geschrieben werden als:

$$P(E_{kin}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \rho_L k_L(y)}} \exp \left( -\frac{E_{kin}}{2\rho_L k_L(y)} \right), \quad (5.2)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie $E_{kin}$ eines Fluidpartikels und der lokalen, zeitlich gemittelten turbulenten kinetischen Energie $k_L(y)$ der Flüssigkeit.
Abbildung 5.1: Normalverteilung der experimentell ermittelten Geschwindigkeiten \( u_{RMS} = (\overline{u^2})^{0.5} \).

\[
k_L(y) = \frac{1}{2} \left( \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right).
\]  

(5.3)

Bei Betrachtung der Wechselwirkung zweier Fluidpartikel beschreibt Gl. 5.4 die Wahr- scheinlichkeitsverteilung der potentiellen Energie des zweiten Partikels falls die kinetische Energie des ersten Partikels ausreicht, um das zweite Partikel von seiner Position \( y \) auf die höhere Position \( y + dy \) anzuheben:

\[
P(\Delta E_{pot}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \rho_L k_L(y)}} \exp\left( -\frac{\Delta \rho g dy}{2 \rho_L k_L(y)} \right),
\]  

(5.4)

mit \( \Delta E_{pot} = \Delta \rho g dy \) als Zunahme der potentiellen Energie des zweiten Partikels. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein erstes Partikel seine kinetische Energie auf die potentielle Energie eines zweiten Partikels überträgt ist:
unter der Voraussetzung, dass auf Position $y$ ein zweites Fluidpartikel als Wechselwirkungspartner vorliegt. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist $(1 - \alpha(y))$. Damit das zweite Fluidpartikel auf Position $y + dy$ angehoben werden kann, darf dort noch kein Fluidpartikel vorliegen. Dies wird mit der Wahrscheinlichkeit $\alpha(y + dy)$ beschrieben. Gl. 5.4 eingesetzt in Gl. 5.5 ergibt für kleine Änderungen der potentiellen Energie in linearer Näherung:

$$
P_1 = (1 - \alpha(y))\alpha(y + dy)\frac{1}{\sqrt{2\pi\rho Lk_L(y)}} \left( 1 - \frac{\Delta\rho g dy}{2\rho Lk_L(y)} \right). \quad (5.6)
$$

Die Wahrscheinlichkeit für den Umkehrprozess, bei dem ein Fluidpartikel auf Position $y + dy$ seine potentielle Energie an ein Partikel an Position $y$ abgibt kann beschrieben werden als:

$$
P_2 = \alpha(y)(1 - \alpha(y + dy))\frac{1}{\sqrt{2\pi\rho Lk_L(y)}}. \quad (5.7)
$$

Unter Gleichgewichtsbedingungen sind die Wahrscheinlichkeiten $P_1$ und $P_2$ identisch und können gleichgesetzt werden:

$$
P_1 = P_2, \quad (5.8)
$$

mit

$$
\frac{d\alpha}{dy} = \frac{\alpha(y + dy) - \alpha(y)}{dy}, \quad (5.9)
$$

wodurch

$$
\alpha(y + dy) = \alpha(y) + \frac{d\alpha}{dy} dy, \quad (5.10)
$$
in Gl. 5.6 und 5.7 eingesetzt werden kann. Aus Gl. 5.8 folgt somit:

$$
\frac{1}{\sqrt{2\pi\rho Lk_L}} (1 - \alpha) \left( \alpha + \frac{d\alpha}{dy} dy \right) \left( 1 - \frac{\Delta\rho g dy}{2\rho Lk_L} \right) = \alpha \left[ 1 - \left( \alpha + \frac{d\alpha}{dy} dy \right) \right] \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho Lk_L}}, \quad (5.11)
$$

wobei $\alpha(y)$ vereinfacht als $\alpha$ und $k_L(y)$ als $k_L$ dargestellt sind. Vereinfachen führt zu

$$
\frac{d\alpha}{dy} dy = \frac{\Delta\rho g dy}{2\rho Lk_L} (1 - \alpha) \left( \alpha + \frac{d\alpha}{dy} dy \right). \quad (5.12)
$$

Die Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung liefert als Ergebnis der durchgeführten Betrachtungen die Differentialgleichung
\[ \frac{d\alpha}{dy} = \frac{\Delta \rho g}{2\rho_L k_L(y)} (1 - \alpha(y)) \alpha(y) , \tag{5.13} \]

die den lokalen Gasvolumenanteil \( \alpha \) über der Kanalhöhe \( y \) liefert, wobei sowohl \( \alpha \) als auch \( k_L \) lokal betrachtet werden und Funktionen von \( y \) darstellen.

### 5.1.2 Verifikation des Ansatzes

Anhand der gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten kann die turbulente kinetische Energie \( k_L(y) \) bestimmt werden, die zur Verifikation des oben hergeleiteten Ansatzes herangezogen wird. Die Particle Image Velocimetry stellt ein zweidimensionales Messverfahren dar und ermöglicht in den durchgeführten Experimenten somit nur die simultane Messung von \( u'^2 \) und \( v'^2 \). Die Größenordnung der dritten Komponente \( w'^2 \) wurde anhand der zur Verfügung stehenden Komponenten in der Größenordnung von \( v'^2 \) angenommen.

Die Integration von Gl. 5.13 liefert
\[
\ln \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \int_{y_m}^{y} \frac{\Delta \rho g}{2\rho_L k_L(y)} dy ,
\tag{5.14}
\]
mit der unteren Integrationsgrenze \( y_m = y(\alpha = 0.5) \). Umformen ergibt
\[
\alpha(y) = \frac{1}{1 + \exp \left( - \int_{y_m}^{y} \frac{\Delta \rho g}{2\rho_L k_L(y)} dy \right)} ,
\tag{5.15}
\]
und ermöglicht damit die theoretische Ermittlung der Verteilung des Gasvolumenanteils an verschiedenen Positionen über der Kanalhöhe anhand der turbulenten kinetischen Energie der flüssigen Phase \( k_L(y) \).

Abb. 5.2 zeigt vergleichend experimentell ermittelte Profile des lokalen Gasvolumenanteils mehrerer teilweise umgekehrter Strömungen und die jeweiligen theoretisch ermittelten Profile. Die experimentellen Profile wurden mit der in Kap. 3.2 beschriebenen Widerstandssonde ermittelt. Die theoretischen Profile basieren auf der aus den PIV-Messungen (siehe Kap. 3.1) ermittelten, lokalen turbulenten kinetischen Energie der flüssigen Phase \( k_L(y) \). Die einzelnen Strömungen unterscheiden sich durch unterschiedliche Wassereinlaufhöhen \( y_0 \) und durch ihre verschiedenen Positionen \( x \) entlang des Kanals. Die gezeigten Profile repräsentieren exemplarisch alle vermessen Punkte. Auf ihre unterschiedlichen Randbedingungen bezüglich der Wasser- und Luftdurchsätze soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden. Das für eine Wassereinlaufhöhe von \( y_0 = 9 \, mm \) und Position \( x = 235 \, mm \) präsentierte Profil wurde für einen Messpunkt innerhalb des Hysteresebereichs (siehe Abb. 4.1) nach Eintreten einer Strömungsumkehr ermittelt. Es ist zu erkennen, dass die experimentell ermittelten Profile mit dem in Kap. 5.1.1 hergeleiteten Ansatz in guter Übereinstimmung berechnet werden können. Die mittlere Abweichung der berechneten von den gemessenen Profilen liegt für die vermessenen teilweise umgekehrten Strömungen bei unter 5 % für Gasvolumenanteile 0.01 < \( \alpha < 0.99 \).

Abb. 5.3 zeigt die gemessenen und theoretisch bestimmten Profile des lokalen Gasvolumenanteils exemplarisch für fließende Strömungen. Da die Ausdehnung der Zweiphasenzone bei diesen Strömungen sehr gering ist, stehen aufgrund der messtechnischen
5.1 Modell zur Berechnung des lokalen Gasvolumenanteils


Abb. 5.4 zeigt exemplarisch ausgewählte Profile für schießende Strömungen. Da die Ausdehnung der Zweiphasenzone in schießenden Strömungen vergleichbar mit der von fließenden Strömungen ist, stehen ebenfalls nur wenige experimentell ermittelte Punkte innerhalb dieses Bereichs zur Verfügung. Aus diesem Grund zeigen diese Profile ebenfalls inter- und extrapolierte Punkte. Die mittlere Abweichung des berechneten vom gemessenen Profil liegt für die unterschiedlichen schießenden Strömungen bei unter 16,6 %.

Abbildung 5.2: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Profilen des lokalen Gasvolumenanteils teilweise umgekehrter Strömungen.
5.2 Bestimmung der turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumanteils

Wie in Kap. 3.2.3 beschrieben, setzt sich das gemessene Signal eines einzelnen lokalen Wertes des Gasvolumanteils $\alpha$ aus einzelnen Zeitintervallen $t_{int,i}$ zusammen, wobei jedes Zeitintervall jeweils aus den Teilintervallen $t_{Luft,i}$ und $t_{Wasser,i}$ besteht. Anhand dieser Teilintervalle lässt sich über jedes Zeitintervall ein zugehöriger Gasvolumanteil $\alpha_i$ bestimmen:

$$\alpha_i = \frac{t_{Luft,i}}{t_{int,i}}.$$  \hspace{1cm} (5.16)

Anhand der einzelnen $\alpha_i$ kann das Histogramm jedes vermessen $\alpha$ erstellt werden, wobei die $\alpha_i$ den diskreten Werten $\alpha_K$ zugeordnet werden. In einem zweiten Schritt werden die Zeiten $t_{int,i}$ aller $\alpha_i$, die einem $\alpha_K$ zugeordnet sind, summiert, woraus sich die kumulierten Zeiten $t_K$ für jedes $\alpha_K$ ergeben (Abb. 5.5 (b)).
5.2 Bestimmung der turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils

\[ t_K = \sum_{i=1}^{N} t_{int,i} \quad ; \quad \alpha_i \in \alpha_K. \]  \hspace{1cm} (5.17)

Als Histogramm ergibt sich somit ein Diagramm bei dem die Zeiten \( t_K \) über den jeweiligen \( \alpha_K \) aufgetragen sind (Abb. 5.5 (a)).

Abbildung 5.5: Kumulierte Zeiten \( t_K \) der diskreten Werte \( \alpha_K \) eines einzelnen lokalen Gasvolumenanteils \( \alpha \): (a) Histogramm; (b) Zusammensetzung der \( t_K \) eines Wertes \( \alpha_K \).

Mit den einzelnen \( \alpha_K \) kann der turbulente Schwankungsanteil \( \alpha'^2 \) anhand der Varianz der Meßwerte bestimmt werden:

\[ \sigma^2_\alpha = \overline{\alpha'^2} = \frac{1}{\sum_{K=0}^{N_K} N_K} \left( \sum_{K=0}^{N_K} (\alpha_K - \alpha)^2 \cdot N_K \right) \quad ; \quad N_K = \frac{t_K}{t_{int}}, \]  \hspace{1cm} (5.18)

wobei \( N_K \) die Anzahl, auf der mittleren Zeitskala \( t_{int} \) (siehe Kap. 3.2.3) basierenden, Zeitintervalle im Intervall \( \alpha_K \) darstellt. Der zugehörige Gasvolumenanteil \( \alpha \) ließe sich ebenfalls anhand der Histogramme berechnen:

\[ \alpha = \frac{\sum_{K=0}^{1} \alpha_K \cdot t_K}{\sum_{K=0}^{1} t_K}. \]  \hspace{1cm} (5.19)

Abb. 5.6 zeigt exemplarisch Profile für die turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils für die unterschiedlichen Strömungsformen. Die Variation von \( \alpha \) zwischen Null und Eins entspricht unterschiedlichen Positionen innerhalb des Zweiphasenbereichs der Strömungen in vertikaler Richtung und liefert somit Informationen über die Wellenform. Während bei schießenden und fließenden Strömungen die höchsten Fluktuationen bei \( \alpha \approx 0.5 \) auftreten, ist dies bei teilweise umgekehrten Strömungen nicht mehr der Fall.
Abbildung 5.6: Turbulente Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils: (a) schießende Strömung; (b) fließende Strömung; (c) teilweise umgekehrte Strömung.

Um die Vorraussetzungen für eine Modellierung der $\alpha'^2$ zu schaffen, können die oben beschriebenen Histogramme anhand von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen mathematisch beschrieben werden. Eine Möglichkeit hierfür stellt die Beta-Funktion dar [82], [101]:

$$P(\alpha) = \frac{1}{\Gamma(a+b)} \frac{\Gamma(a) \Gamma(b)}{\Gamma(a+b)} \alpha^{a-1} (1 - \alpha)^{b-1},$$

wobei zu beachten ist, dass $\alpha$ innerhalb des Intervalls $[0; 1]$ definiert sein muss. Diese Funktion hängt von den beiden Parametern $a$ und $b$ ab, die sich jeweils aus dem Mittelwert $\alpha$ und der Varianz $\alpha'^2$ der Verteilung berechnen lassen:

$$a = \left( \frac{\alpha (1 - \alpha)}{\alpha'^2} - 1 \right) \alpha,$$

$$b = a \left( \frac{1}{\alpha} - 1 \right).$$

Für die graphische Darstellung sorgt der Koeffizient $\gamma$ aus Gl. 5.23 dafür, dass die Bedingung $\int P(\alpha) \, d\alpha = 1$ erfüllt ist:

$$\gamma = \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a) \Gamma(b)},$$

mit der Gamma-Funktion $\Gamma$. Abb. 5.7 zeigt exemplarisch anhand der Beta-Funktion ermittelte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von unterschiedlichen Gasvolumenanteilen mit den jeweiligen Werten von $\alpha$, $a$, $b$ und $\gamma$. Auf eine nähere Spezifizierung der Randbedingungen für die gezeigten Fälle wird an dieser Stelle verzichtet. Eine detaillierte Auflistung der Parameter mit den jeweiligen Randbedingungen einiger exemplarischer Strömungen ist im Anhang B zu finden.

Die PDFs können zur direkten Modellierung des lokalen Gasvolumenanteils genutzt werden. In der Literatur sind mehrere Ansätze zur PDF-Modellierung zu finden, wovon einige in [70], [101] aufgeführt werden. Soll hingegen auf eine detaillierte Modellierung der einzelnen $\alpha'^2$ verzichtet werden, so kann ein idealisiertes Profil angegeben werden. Hierzu
5.2 Bestimmung der turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils

Abbildung 5.7: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der $\alpha_K$ des lokalen Gasvolumenanteils anhand von Beta-Funktionen.

sind die Werte von $a$ und $b$ in Abb. 5.8 jeweils über dem Gasvolumenanteil $\alpha$ logarithmisch aufgetragen. Die Diagramme beinhalten sowohl die Punkte der unterschiedlichen Strömungsformen als auch die Punkte der beiden untersuchten Wassereinlaufhöhen $y_0$. Zu erkennen ist, dass die eingetragenen Punkte einem ähnlichen Trend folgen. Aus diesem Grund lässt sich für die Parameter $a$ und $b$ jeweils eine empirische Näherungsformel im Bereich $0.05 < \alpha < 0.95$ angeben:

$$ a = 0.43 \cdot e^{2.93\alpha} , \quad (5.24) $$

$$ b = 6.51 \cdot e^{2.48\alpha} . \quad (5.25) $$

Anhand der Parameter $a$ und $b$ kann nun der idealisierte, lokale Schwankungsanteil $\overline{\alpha'^2}_{ideal}$ unabhängig von der jeweiligen Strömungsform, den geometrischen Randbedingungen und der Position $x$ als Funktion des lokalen Gasvolumenanteils bestimmt werden:

$$ \overline{\alpha'^2(y)}_{ideal} = \frac{\alpha(y)(1 - \alpha(y))}{1 + a + b} . \quad (5.26) $$
Abbildung 5.8: Ermittelte Parameter \( a \) und \( b \) der Beta-Funktionen über dem lokalen Gasvolumenanteil \( \alpha \).

Abb. 5.9 zeigt die aus den Messungen ermittelten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils sowie das idealisierte Profil dieser Schwankungen mit auf die Bereiche \( \alpha < 0.05 \) und \( \alpha > 0.95 \) extrapolierten Werten. Dieser idealisierte Verlauf ist im Rahmen einer Genauigkeit von \( \pm 30\% \) auf alle untersuchten Strömungen anwendbar. Die Diskrepanz zwischen den einzelnen gemessenen Profilien und dem idealisierten Profil ergibt sich aufgrund der jeweils unterschiedlich stark ausgeprägten Einflüsse der in den Messungen varierten Durchsätzen von Wasser und entgegenströmender Luft.

Abbildung 5.9: Gemessene Werte und idealisiertes Profil der turbulenten Fluktuationen \( \alpha' \) des lokalen Gasvolumenanteils \( \alpha \). Die höchsten Fluktuationen sind bei \( \alpha \approx 0.5 \) zu finden.
6 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen


Die zeitlichen Geschwindigkeitsmittelwerte beider Phasen \((\overline{u^k}, \overline{v^k})\) stellen in Kombination mit dem lokalen Gasvolumenanteil \(\alpha\) die mittleren Größen in den Erhaltungsgleichungen der Masse und des Impulses dar. Da die direkte numerische Simulation für Ingenieursanwendungen zur Zeit nicht praktikabel ist, müssen die durch die zeitliche Mitteilung in den Impulsgleichungen auftretenden Terme der Reynoldsspannungen \(\tau^{Re,k}_{ij}\) sowie der Impulsaustauschterm \(M^k_i\) modelliert werden. Für den Fall, dass einzelne Wellen nicht aufgelöst werden sollen oder können, ist eine auf der zeitlichen Mitteilung basierende statistische Modellierung notwendig. Einen solchen Modellansatz liefert die in dieser Arbeit aufgestellte Differentialgleichung (siehe Kapitel 5.1). Mit ihr ist eine Beschreibung des Impulsaustauschterms \(M^k_i\) möglich [106], wobei diese Differentialgleichung auf keinerlei empirischen Annahmen basiert. Ihre Anwendbarkeit bleibt somit nicht auf die untersuchten geometrischen Randbedingungen beschränkt. Diese Differentialgleichung kann zur Modellierung aller horizontalen Schichtenströmungen ohne signifikanten Tropfenabriss und Blaseneintrag unabhängig von den jeweiligen geometrischen Randbedingungen und dem jeweils vorliegenden oder sich einstellenden Strömungszustand genutzt werden.

Im Gegensatz dazu müssen die Terme des Reynoldsschen Spannungstensors \(\tau^{Re,k}_{ij}\) mit Turbulenzmodellen berechnet werden. Um eine erfolgreiche Turbulenzmodellierung sicherzustellen, können neben den gemessenen Profilen der zeitlichen Mittelwerte \(\overline{u^k}\) und \(\overline{v^k}\), die gemessenen Profile der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten \((u'^k)^2\) and \((v'^k)^2\) ebenfalls zur Überprüfung des verwendeten Turbulenzmodells genutzt werden.

Falls bei der Turbulenzmodellierung hingegen auf ein lineares Wirbelviskositätsmodell verzichtet und statt dessen ein Reynoldsspannungsmodell verwendet werden soll, bei dem alle Terme des Reynoldsschen Spannungstensors \(\tau^{Re,k}_{ij}\) separat berechnet werden, so können die in dieser Arbeit ermittelten Reynoldsspannungen (die Normalspannungen \((u'^k)^2\), \((v'^k)^2\) und die Schubspannungen \(u'^k v'^k\) sowie die mittleren Strömungsgrößen \(u^k\) und \(v^k\) zur Validierung einer solchen Modellierung verwendet werden.

Sollen über die bisher beschriebenen Möglichkeiten der numerischen Modellierung hinaus die Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils aufgelöst und berechnet werden, so stehen auch hierfür erstmalig experimentell ermittelte Daten zur Verfügung. Für eine statistische Beschreibung der gemessenen Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils liegen dabei Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen vor, die in dieser Arbeit durch empirisch ermittelte Parameter von Beta-Funktionen beschrieben wurden.

Damit ermöglichen die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen einen wesentlichen Fortschritt in der statistischen Modellierung von geschichteten Zweiphasenströmungen.
A Anhang

Strömungskarten

Abbildung A.1: Für die WENKA Versuchsanlage gültige Strömungskarte bei $y_0 = 9 \ mm$ mit den untersuchten Messpunkten. Die Linie $OPRF$ bezeichnet den Übergang zu einer teilweise umgekehrten Strömung, die Linie $OTRF$ den Übergang zu einer vollständig umgekehrten Strömung und die Linie $OSTF$ den Übergang zurück zu einer stabilen gegengerichteten Schichtenströmung, bei der das komplette Wasser das Kanalende erreicht.

Abbildung A.2: Für die WENKA Versuchsanlage gültige Strömungskarte bei $y_0 = 15 \ mm$ mit den untersuchten Messpunkten.
Die Tabellen A.1 und A.2 führen die lokale Position $x$ entlang des Kanals, die gemessenen Volumenstromdichten $u_{LS}$ und $u_{GS}$, die Phasedurchsätze $Q_W$ und $Q_G$ sowie die sich ergebenden Froude-Zahlen $Fr_0$ am Kanaleintritt der in Abb. A.1 und A.2 eingezeichneten Messpunkte auf.

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>Strömung</th>
<th>$x$ [mm]</th>
<th>$u_{LS}$ [m/s]</th>
<th>$u_{GS}$ [m/s]</th>
<th>$Q_W$ [l/min]</th>
<th>$Q_G$ [l/s]</th>
<th>$Fr_0$ [-]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>3-0</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.07</td>
<td>0.0</td>
<td>41.7</td>
<td>0.0</td>
<td>2.36</td>
</tr>
<tr>
<td>3</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.07</td>
<td>4.0</td>
<td>41.6</td>
<td>39.6</td>
<td>2.36</td>
</tr>
<tr>
<td>4</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.07</td>
<td>6.0</td>
<td>41.6</td>
<td>59.4</td>
<td>2.36</td>
</tr>
<tr>
<td>6-0</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.10</td>
<td>0.0</td>
<td>59.4</td>
<td>0.0</td>
<td>3.37</td>
</tr>
<tr>
<td>6</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.10</td>
<td>6.0</td>
<td>59.5</td>
<td>39.5</td>
<td>3.37</td>
</tr>
<tr>
<td>9</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.10</td>
<td>6.0</td>
<td>59.4</td>
<td>59.5</td>
<td>3.37</td>
</tr>
<tr>
<td>23-0</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.07</td>
<td>0.0</td>
<td>41.6</td>
<td>0.0</td>
<td>2.35</td>
</tr>
<tr>
<td>23</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.07</td>
<td>4.0</td>
<td>41.7</td>
<td>39.6</td>
<td>2.36</td>
</tr>
<tr>
<td>24</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.07</td>
<td>6.0</td>
<td>41.7</td>
<td>59.4</td>
<td>2.36</td>
</tr>
<tr>
<td>26</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.10</td>
<td>4.0</td>
<td>59.4</td>
<td>39.5</td>
<td>3.37</td>
</tr>
<tr>
<td>29</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.10</td>
<td>6.0</td>
<td>59.4</td>
<td>59.4</td>
<td>3.36</td>
</tr>
</tbody>
</table>

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>Strömung</th>
<th>$x$ [mm]</th>
<th>$u_{LS}$ [m/s]</th>
<th>$u_{GS}$ [m/s]</th>
<th>$Q_W$ [l/min]</th>
<th>$Q_G$ [l/s]</th>
<th>$Fr_0$ [-]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>1</td>
<td>SB</td>
<td>235</td>
<td>0.028</td>
<td>4.0</td>
<td>16.4</td>
<td>39.7</td>
<td>0.51 *)</td>
</tr>
<tr>
<td>2</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.027</td>
<td>9.0</td>
<td>16.6</td>
<td>89.1</td>
<td>0.94</td>
</tr>
<tr>
<td>10</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.05</td>
<td>9.0</td>
<td>29.7</td>
<td>88.9</td>
<td>1.68</td>
</tr>
<tr>
<td>5</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.07</td>
<td>9.0</td>
<td>41.7</td>
<td>88.9</td>
<td>2.36</td>
</tr>
<tr>
<td>7-Hyst</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.10</td>
<td>9.0</td>
<td>59.4</td>
<td>89.2</td>
<td>3.36</td>
</tr>
<tr>
<td>22</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>0.028</td>
<td>9.0</td>
<td>16.4</td>
<td>89.0</td>
<td>0.93</td>
</tr>
<tr>
<td>30</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>0.05</td>
<td>9.0</td>
<td>29.7</td>
<td>89.0</td>
<td>1.68</td>
</tr>
<tr>
<td>25</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>0.07</td>
<td>9.0</td>
<td>41.6</td>
<td>89.0</td>
<td>2.36</td>
</tr>
<tr>
<td>27-Hyst</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>0.10</td>
<td>9.0</td>
<td>59.4</td>
<td>89.1</td>
<td>3.37</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle A.1: Untersuchte Messpunkte bei einer Wassereinlaufhöhe von $y_0 = 9\ \text{mm}$ für schießende Strömungen (SP), fließende Strömungen (SB) und teilweise umgekehrte Strömungen (PRF). *) Bei fließenden Strömungen ist die Froude-Zahl $Fr_0^*$ (siehe Kap. 4.3) angegeben.

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>Strömung</th>
<th>$x$ [mm]</th>
<th>$u_{LS}$ [m/s]</th>
<th>$u_{GS}$ [m/s]</th>
<th>$Q_W$ [l/min]</th>
<th>$Q_G$ [l/s]</th>
<th>$Fr_0$ [-]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>53</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.12</td>
<td>4.0</td>
<td>71.4</td>
<td>39.7</td>
<td>1.88</td>
</tr>
<tr>
<td>54</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.12</td>
<td>6.0</td>
<td>71.5</td>
<td>59.4</td>
<td>1.88</td>
</tr>
<tr>
<td>56</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.166</td>
<td>4.0</td>
<td>98.8</td>
<td>39.5</td>
<td>2.60</td>
</tr>
<tr>
<td>57</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.166</td>
<td>6.0</td>
<td>98.6</td>
<td>59.4</td>
<td>2.60</td>
</tr>
<tr>
<td>58</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.166</td>
<td>9.0</td>
<td>98.6</td>
<td>88.9</td>
<td>2.60</td>
</tr>
<tr>
<td>73</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.12</td>
<td>4.0</td>
<td>71.4</td>
<td>39.6</td>
<td>1.88</td>
</tr>
<tr>
<td>74</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.12</td>
<td>6.0</td>
<td>71.3</td>
<td>59.6</td>
<td>1.88</td>
</tr>
<tr>
<td>41</td>
<td>SB</td>
<td>235</td>
<td>0.05</td>
<td>4.0</td>
<td>29.8</td>
<td>39.5</td>
<td>0.62 *)</td>
</tr>
<tr>
<td>61</td>
<td>SB</td>
<td>380</td>
<td>0.05</td>
<td>4.0</td>
<td>29.7</td>
<td>39.6</td>
<td>0.61 *)</td>
</tr>
<tr>
<td>51</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.07</td>
<td>8.0</td>
<td>41.6</td>
<td>78.9</td>
<td>1.09</td>
</tr>
<tr>
<td>50</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.05</td>
<td>9.0</td>
<td>29.8</td>
<td>89.0</td>
<td>0.78</td>
</tr>
<tr>
<td>45</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.07</td>
<td>9.0</td>
<td>41.6</td>
<td>89.0</td>
<td>1.10</td>
</tr>
<tr>
<td>55</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.12</td>
<td>9.0</td>
<td>71.1</td>
<td>89.1</td>
<td>1.87</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle A.2: Untersuchte Messpunkte bei einer Wassereinlaufhöhe von $y_0 = 15\ \text{mm}$ für schießende Strömungen (SP), fließende Strömungen (SB) und teilweise umgekehrte Strömungen (PRF). *) Bei fließenden Strömungen ist die Froude-Zahl $Fr_0^*$ (siehe Kap. 4.3) angegeben.
Einfluss der Lufteinlassplatte

Die Höhe der Lufteinlassplatte wurde in den Untersuchungen jeweils auf die Höhe der Wassereinlassplatte angepasst. Zur Ermittlung des Einflusses der Lufteinlassplatte auf die Übergänge zwischen den einzelnen Strömungszuständen wurde eine Studie mit unterschiedlichen Plattenpositionierungen durchgeführt. Abbildung A.3 zeigt die für die WENKA Anlage gültige Strömungskarte für eine Wassereinlaufhöhe von $y_0 = 9\, \text{mm}$. Die Höhe der Lufteinlassplatte $y_{LP}$ wurde in aufeinander folgenden Versuchsreihen auf 7, 9, 10 und 13 mm eingestellt. Als Referenzmessung diente die Messung mit $y_{LP} = y_0 = 9\, \text{mm}$. Die untersuchten, unterschiedlichen Höhen der Lufteinlassplatte zeigten weder einen Einfluss auf den Übergang zur teilweise umgekehrten Strömung (OPRF) noch auf den Übergang zurück zur stabilen gegengerichteten Schichtenströmung (OSTF). Dahingegen hatten größere Abweichungen von $y_{LP}$ einen deutlichen Einfluss beim Übergang zur vollständigen umgekehrten Strömung (OTRF). Besonders bei einer verringerten Höhe der Lufteinlassplatte (siehe $y_{LP} = 7\, \text{mm}$) trat die vollständige Strömungsumkehr bereits bei niedrigeren Volumenstromdichten der Luft ein, bedingt durch die der Luft größere zur Verfügung stehende Angriffsfläche auf das Wasser.

Abbildung A.3: Für die WENKA Versuchsanlage gültige Strömungskarte. Einfluss des Lufteinlasses auf die sich einstellenden Strömungszustände bei $y_0 = 9\, \text{mm}$. 

\begin{figure}[h]
  \centering
  \includegraphics[width=\textwidth]{AbbA3.png}
  \caption{Abbildung A.3: Für die WENKA Versuchsanlage gültige Strömungskarte. Einfluss des Lufteinlasses auf die sich einstellenden Strömungszustände bei $y_0 = 9\, \text{mm}$.}
\end{figure}
Druckmessungen


Tabelle A.3: Differenzdrücke für schießende Strömungen (SP), fließende Strömungen (SB) und teilweise umgekehrte Strömungen (PRF) bei einer Wassereinlasshöhe von: (a) \( y_0 = 9 \text{ mm} \); (b) \( y_0 = 15 \text{ mm} \).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>Strömung</th>
<th>dp [Pa]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>3, 23</td>
<td>SP</td>
<td>0.8</td>
</tr>
<tr>
<td>4, 24</td>
<td>SP</td>
<td>1.7</td>
</tr>
<tr>
<td>6, 26</td>
<td>SP</td>
<td>1.0</td>
</tr>
<tr>
<td>9, 29</td>
<td>SP</td>
<td>2.1</td>
</tr>
<tr>
<td>1, 21</td>
<td>SB</td>
<td>2.1</td>
</tr>
<tr>
<td>2, 22</td>
<td>PRF</td>
<td>30.4</td>
</tr>
<tr>
<td>10, 30</td>
<td>PRF</td>
<td>53.3</td>
</tr>
<tr>
<td>5, 25</td>
<td>PRF</td>
<td>71.0</td>
</tr>
<tr>
<td>7-Hyst</td>
<td>PRF</td>
<td>81.5</td>
</tr>
<tr>
<td>27-Hyst</td>
<td>PRF</td>
<td>k.A.</td>
</tr>
</tbody>
</table>

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>Strömung</th>
<th>dp [Pa]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>53, 73</td>
<td>SP</td>
<td>0.9</td>
</tr>
<tr>
<td>54, 74</td>
<td>SP</td>
<td>2.0</td>
</tr>
<tr>
<td>56</td>
<td>SP</td>
<td>1.2</td>
</tr>
<tr>
<td>57</td>
<td>SP</td>
<td>2.8</td>
</tr>
<tr>
<td>58</td>
<td>SP</td>
<td>5.9</td>
</tr>
<tr>
<td>41, 61</td>
<td>SB</td>
<td>2.6</td>
</tr>
<tr>
<td>51</td>
<td>PRF</td>
<td>55.6</td>
</tr>
<tr>
<td>50</td>
<td>PRF</td>
<td>46.0</td>
</tr>
<tr>
<td>45</td>
<td>PRF</td>
<td>66.0</td>
</tr>
<tr>
<td>55</td>
<td>PRF</td>
<td>k.A.</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Temperaturmessungen

Die Messung der Temperaturen beider Phasen fand jeweils kurz vor Eintritt in den Versuchskanal an den in Abb. 2.1 skizzierten Stellen statt. Im Fall teilweise umgekehrter Strömungen, bei denen ein Teil des Wassers über den Sekundärkreislauf der Anlage zurück in den primären Wasserbehälter gelangt, setzt sich die angegebene Temperatur des Wassers \( T_W \) aus den Temperaturen \( T_{W,\text{ein}} \) und \( T_{W,2} \) beider Wasserkreisläufe zusammen. Die Vermessung aller Strömungsgrößen der einzelnen Messpunkte wurde an unterschiedlichen Tagen durchgeführt. Die in den Tabellen A.3 und A.5 angegebenen Temperaturen setzen sich jeweils aus den unterschiedlichen Messtagen gemessenen Temperaturen zusammen, wodurch die mittleren Schwankungen der Wassertemperaturen bei ±3.5 K und die der Lufttemperaturen bei ±6.5 K liegen. Ebenfalls angegeben sind die sich ergebenden Reynolds-Zahlen der flüssigen Phase \( Re_W \) und der gasförmigen Phase \( Re_G \). Das charakteristische Längenmaß für die flüssige Phase ergibt sich aus der Wassereinlaufhöhe \( y_0 \), das der gasförmigen Phase aus dem hydraulischen Durchmesser \( d_h \):

\[
d_h = 4 \frac{A}{U^2} = \frac{4(h - y_0)z}{2[(h - y_0) + z]} .
\]

Die Geschwindigkeiten für die Berechnung der Reynolds-Zahlen ergeben sich aus dem jeweiligen Phasedurchsatz bezogen auf den Einlassquerschnitt der entsprechenden Phase.
### Tabelle A.4: Gemessene Temperaturen und Reynolds-Zahlen der Messpunkte bei $y_0 = 9 \text{ mm}$ für schießende Strömungen (SP), fließende Strömungen (SB) und teilweise umgekehrte Strömungen (PRF).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>Strömung</th>
<th>x [mm]</th>
<th>$T_W$ [$^\circ\text{C}$]</th>
<th>$T_G$ [$^\circ\text{C}$]</th>
<th>$\text{Re}_W \cdot 10^{-3}$ [-]</th>
<th>$\text{Re}_G \cdot 10^{-4}$ [-]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>3-0</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>13.0</td>
<td>17.0</td>
<td>5.3</td>
<td>0.0</td>
</tr>
<tr>
<td>3</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>15.5</td>
<td>21.3</td>
<td>5.6</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>4</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>15.8</td>
<td>21.9</td>
<td>5.7</td>
<td>4.0</td>
</tr>
<tr>
<td>6-0</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>12.8</td>
<td>17.3</td>
<td>7.5</td>
<td>0.0</td>
</tr>
<tr>
<td>6</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>15.7</td>
<td>21.7</td>
<td>8.1</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>9</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>15.7</td>
<td>21.9</td>
<td>8.1</td>
<td>4.0</td>
</tr>
<tr>
<td>23-0</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>12.6</td>
<td>15.9</td>
<td>5.2</td>
<td>0.0</td>
</tr>
<tr>
<td>23</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>16.1</td>
<td>20.9</td>
<td>5.7</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>24</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>16.2</td>
<td>20.9</td>
<td>5.7</td>
<td>4.0</td>
</tr>
<tr>
<td>26</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>16.1</td>
<td>20.9</td>
<td>8.1</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>29</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>16.1</td>
<td>21.3</td>
<td>8.1</td>
<td>4.0</td>
</tr>
<tr>
<td>1</td>
<td>SB</td>
<td>235</td>
<td>15.4</td>
<td>22.1</td>
<td>2.2</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>21</td>
<td>SB</td>
<td>380</td>
<td>15.3</td>
<td>22.2</td>
<td>2.2</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>2</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>15.9</td>
<td>19.2</td>
<td>2.3</td>
<td>6.1</td>
</tr>
<tr>
<td>10</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>16.0</td>
<td>22.3</td>
<td>4.1</td>
<td>6.0</td>
</tr>
<tr>
<td>5</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>16.1</td>
<td>22.1</td>
<td>5.7</td>
<td>6.0</td>
</tr>
<tr>
<td>7-Hyst</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>15.6</td>
<td>21.8</td>
<td>8.0</td>
<td>6.0</td>
</tr>
<tr>
<td>22</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>17.2</td>
<td>25.1</td>
<td>2.3</td>
<td>5.9</td>
</tr>
<tr>
<td>30</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>17.4</td>
<td>24.6</td>
<td>4.2</td>
<td>5.9</td>
</tr>
<tr>
<td>25</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>17.2</td>
<td>22.5</td>
<td>5.9</td>
<td>6.0</td>
</tr>
<tr>
<td>27-Hyst</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>17.1</td>
<td>25.4</td>
<td>8.4</td>
<td>5.9</td>
</tr>
</tbody>
</table>

### Tabelle A.5: Gemessene Temperaturen und Reynolds-Zahlen der Messpunkte bei $y_0 = 15 \text{ mm}$ für schießende Strömungen (SP), fließende Strömungen (SB) und teilweise umgekehrte Strömungen (PRF).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>Strömung</th>
<th>x [mm]</th>
<th>$T_W$ [$^\circ\text{C}$]</th>
<th>$T_G$ [$^\circ\text{C}$]</th>
<th>$\text{Re}_W \cdot 10^{-3}$ [-]</th>
<th>$\text{Re}_G \cdot 10^{-4}$ [-]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>53</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>18.0</td>
<td>20.9</td>
<td>10.3</td>
<td>2.8</td>
</tr>
<tr>
<td>54</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>18.8</td>
<td>22.8</td>
<td>10.5</td>
<td>4.1</td>
</tr>
<tr>
<td>56</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>17.8</td>
<td>24.2</td>
<td>14.1</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>57</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>19.0</td>
<td>24.4</td>
<td>14.5</td>
<td>4.1</td>
</tr>
<tr>
<td>58</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>19.1</td>
<td>24.0</td>
<td>14.6</td>
<td>6.1</td>
</tr>
<tr>
<td>73</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>19.1</td>
<td>23.9</td>
<td>10.6</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>74</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>18.9</td>
<td>25.0</td>
<td>10.5</td>
<td>4.1</td>
</tr>
<tr>
<td>41</td>
<td>SB</td>
<td>235</td>
<td>17.8</td>
<td>23.5</td>
<td>4.3</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>61</td>
<td>SB</td>
<td>380</td>
<td>18.2</td>
<td>23.5</td>
<td>4.3</td>
<td>2.7</td>
</tr>
<tr>
<td>51</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>18.3</td>
<td>26.0</td>
<td>6.0</td>
<td>5.4</td>
</tr>
<tr>
<td>50</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>18.3</td>
<td>25.6</td>
<td>4.3</td>
<td>6.1</td>
</tr>
<tr>
<td>45</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>18.3</td>
<td>23.3</td>
<td>6.0</td>
<td>6.1</td>
</tr>
<tr>
<td>55</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>18.0</td>
<td>23.9</td>
<td>10.2</td>
<td>6.1</td>
</tr>
</tbody>
</table>
Normierungsgeschwindigkeiten

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>Strömung</th>
<th>x [mm]</th>
<th>( u_{m} ) [m/s]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>3-0</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.56</td>
</tr>
<tr>
<td>3</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.56</td>
</tr>
<tr>
<td>4</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.56</td>
</tr>
<tr>
<td>6-0</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.8</td>
</tr>
<tr>
<td>6</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.79</td>
</tr>
<tr>
<td>9</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.8</td>
</tr>
<tr>
<td>23-0</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.49</td>
</tr>
<tr>
<td>23</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.49</td>
</tr>
<tr>
<td>24</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.48</td>
</tr>
<tr>
<td>26</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.77</td>
</tr>
<tr>
<td>29</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.74</td>
</tr>
<tr>
<td>1</td>
<td>SB</td>
<td>235</td>
<td>0.21</td>
</tr>
<tr>
<td>21</td>
<td>SB</td>
<td>380</td>
<td>0.25</td>
</tr>
<tr>
<td>2</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.135</td>
</tr>
<tr>
<td>10</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.17</td>
</tr>
<tr>
<td>5</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.18</td>
</tr>
<tr>
<td>7-Hyst</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.18</td>
</tr>
<tr>
<td>22</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>0.18</td>
</tr>
<tr>
<td>30</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>0.23</td>
</tr>
<tr>
<td>25</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>0.25</td>
</tr>
<tr>
<td>27-Hyst</td>
<td>PRF</td>
<td>380</td>
<td>0.24</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle A.6: Höhengemittelte mittlere Geschwindigkeiten der flüssigen Phase für eine Wasser­einlasshöhe von \( y_0 = 9 \) mm.

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>Strömung</th>
<th>x [mm]</th>
<th>( u_{m} ) [m/s]</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>53</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.58</td>
</tr>
<tr>
<td>54</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.58</td>
</tr>
<tr>
<td>56</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.83</td>
</tr>
<tr>
<td>57</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.82</td>
</tr>
<tr>
<td>58</td>
<td>SP</td>
<td>235</td>
<td>0.81</td>
</tr>
<tr>
<td>73</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.53</td>
</tr>
<tr>
<td>74</td>
<td>SP</td>
<td>380</td>
<td>0.51</td>
</tr>
<tr>
<td>41</td>
<td>SB</td>
<td>235</td>
<td>0.28</td>
</tr>
<tr>
<td>61</td>
<td>SB</td>
<td>380</td>
<td>0.32</td>
</tr>
<tr>
<td>51</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.24</td>
</tr>
<tr>
<td>50</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.215</td>
</tr>
<tr>
<td>45</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.22</td>
</tr>
<tr>
<td>55</td>
<td>PRF</td>
<td>235</td>
<td>0.22</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle A.7: Höhengemittelte mittlere Geschwindigkeiten der flüssigen Phase für eine Wasser­einlasshöhe von \( y_0 = 15 \) mm.
## B Anhang

### Tabelle B.1: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *teilweise umgekehrter Strömungen* (Messpunkt 10).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{\text{Sonde}}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>$a$</th>
<th>$b$</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>10</td>
<td>14</td>
<td>0.062</td>
<td>0.00617</td>
<td>0.525</td>
<td>7.924</td>
<td>1.726</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>16</td>
<td>0.210</td>
<td>0.02295</td>
<td>1.308</td>
<td>4.920</td>
<td>9.326</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>18</td>
<td>0.413</td>
<td>0.04024</td>
<td>2.076</td>
<td>2.950</td>
<td>12.621</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>20</td>
<td>0.608</td>
<td>0.05279</td>
<td>2.137</td>
<td>1.378</td>
<td>3.568</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>24</td>
<td>0.889</td>
<td>0.02052</td>
<td>3.377</td>
<td>0.420</td>
<td>0.763</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>26</td>
<td>0.956</td>
<td>0.00671</td>
<td>4.998</td>
<td>0.228</td>
<td>0.355</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>30</td>
<td>0.996</td>
<td>0.00019</td>
<td>17.243</td>
<td>0.062</td>
<td>0.076</td>
</tr>
</tbody>
</table>

### Tabelle B.2: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *teilweise umgekehrter Strömungen* (Messpunkt 30).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{\text{Sonde}}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>$a$</th>
<th>$b$</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>30</td>
<td>8.35</td>
<td>0.018</td>
<td>0.00147</td>
<td>0.199</td>
<td>10.827</td>
<td>0.344</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>8.85</td>
<td>0.050</td>
<td>0.00558</td>
<td>0.374</td>
<td>7.124</td>
<td>0.864</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.85</td>
<td>0.346</td>
<td>0.03885</td>
<td>1.667</td>
<td>3.155</td>
<td>8.809</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>13.35</td>
<td>0.516</td>
<td>0.04781</td>
<td>2.179</td>
<td>2.044</td>
<td>7.202</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>16.35</td>
<td>0.778</td>
<td>0.02703</td>
<td>4.189</td>
<td>1.192</td>
<td>6.154</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>19.35</td>
<td>0.951</td>
<td>0.00653</td>
<td>5.886</td>
<td>0.306</td>
<td>0.577</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>22.35</td>
<td>0.995</td>
<td>0.00032</td>
<td>14.978</td>
<td>0.078</td>
<td>0.099</td>
</tr>
</tbody>
</table>

### Tabelle B.3: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *teilweise umgekehrter Strömungen* (Messpunkt 50).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{\text{Sonde}}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>$a$</th>
<th>$b$</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>50</td>
<td>13</td>
<td>0.043</td>
<td>0.00690</td>
<td>0.215</td>
<td>4.768</td>
<td>0.323</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>16</td>
<td>0.323</td>
<td>0.04359</td>
<td>1.297</td>
<td>2.719</td>
<td>4.346</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>19</td>
<td>0.615</td>
<td>0.05511</td>
<td>2.027</td>
<td>1.271</td>
<td>2.933</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>22</td>
<td>0.827</td>
<td>0.02836</td>
<td>3.343</td>
<td>0.699</td>
<td>1.735</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>28</td>
<td>0.992</td>
<td>0.00092</td>
<td>7.188</td>
<td>0.055</td>
<td>0.063</td>
</tr>
</tbody>
</table>
### Tabelle B.4: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils fließender Strömungen (Messpunkt 21).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{\text{Sonde}}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>a</th>
<th>b</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>21</td>
<td>9.5</td>
<td>0.033</td>
<td>0.00238</td>
<td>0.405</td>
<td>11.927</td>
<td>1.233</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>9.8</td>
<td>0.105</td>
<td>0.01545</td>
<td>0.531</td>
<td>4.536</td>
<td>1.298</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10.13</td>
<td>0.230</td>
<td>0.04050</td>
<td>0.779</td>
<td>2.600</td>
<td>1.714</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10.58</td>
<td>0.528</td>
<td>0.06062</td>
<td>1.642</td>
<td>1.470</td>
<td>2.792</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.3</td>
<td>0.900</td>
<td>0.01866</td>
<td>3.439</td>
<td>0.382</td>
<td>0.665</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.48</td>
<td>0.964</td>
<td>0.00349</td>
<td>8.683</td>
<td>0.326</td>
<td>0.730</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.78</td>
<td>0.988</td>
<td>0.00108</td>
<td>9.698</td>
<td>0.116</td>
<td>0.159</td>
</tr>
</tbody>
</table>

### Tabelle B.5: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils fließender Strömungen (Messpunkt 61).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{\text{Sonde}}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>a</th>
<th>b</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>61</td>
<td>13.8</td>
<td>0.036</td>
<td>0.00562</td>
<td>0.182</td>
<td>4.934</td>
<td>0.260</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>14.2</td>
<td>0.126</td>
<td>0.02510</td>
<td>0.427</td>
<td>2.960</td>
<td>0.734</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>14.6</td>
<td>0.349</td>
<td>0.06300</td>
<td>0.909</td>
<td>1.697</td>
<td>1.490</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>14.9</td>
<td>0.523</td>
<td>0.06513</td>
<td>1.481</td>
<td>1.349</td>
<td>2.179</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>15.4</td>
<td>0.788</td>
<td>0.03225</td>
<td>3.299</td>
<td>0.890</td>
<td>2.647</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>15.8</td>
<td>0.937</td>
<td>0.00629</td>
<td>7.902</td>
<td>0.534</td>
<td>1.788</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>16.2</td>
<td>0.984</td>
<td>0.00035</td>
<td>42.678</td>
<td>0.682</td>
<td>9.707</td>
</tr>
</tbody>
</table>

### Tabelle B.6: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils schießender Strömungen (Messpunkt 3).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{\text{Sonde}}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>a</th>
<th>b</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>3</td>
<td>9.8</td>
<td>0.020</td>
<td>0.00103</td>
<td>0.376</td>
<td>18.077</td>
<td>1.246</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10</td>
<td>0.117</td>
<td>0.01600</td>
<td>0.636</td>
<td>4.810</td>
<td>1.878</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10.25</td>
<td>0.519</td>
<td>0.05260</td>
<td>1.943</td>
<td>1.803</td>
<td>4.833</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10.4</td>
<td>0.786</td>
<td>0.02972</td>
<td>3.667</td>
<td>1.001</td>
<td>3.677</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10.6</td>
<td>0.948</td>
<td>0.00471</td>
<td>9.037</td>
<td>0.499</td>
<td>1.668</td>
</tr>
</tbody>
</table>

### Tabelle B.7: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils schießender Strömungen (Messpunkt 23).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{\text{Sonde}}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>a</th>
<th>b</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>23</td>
<td>11.2</td>
<td>0.010</td>
<td>0.00054</td>
<td>0.190</td>
<td>18.015</td>
<td>0.355</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.5</td>
<td>0.081</td>
<td>0.00735</td>
<td>0.747</td>
<td>8.431</td>
<td>3.960</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.8</td>
<td>0.385</td>
<td>0.04642</td>
<td>1.576</td>
<td>2.522</td>
<td>5.647</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.95</td>
<td>0.589</td>
<td>0.05041</td>
<td>2.240</td>
<td>1.560</td>
<td>4.686</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>12.1</td>
<td>0.763</td>
<td>0.03133</td>
<td>3.638</td>
<td>1.128</td>
<td>4.646</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>12.4</td>
<td>0.962</td>
<td>0.00258</td>
<td>12.688</td>
<td>0.502</td>
<td>2.009</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>12.7</td>
<td>0.997</td>
<td>0.00003</td>
<td>103.385</td>
<td>0.318</td>
<td>1.553</td>
</tr>
</tbody>
</table>
Tabelle B.8: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils schließender Strömungen (Messpunkt 6).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{Sonde}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>$a$</th>
<th>$b$</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>6</td>
<td>10.35</td>
<td>0.005</td>
<td>0.00006</td>
<td>0.391</td>
<td>79.985</td>
<td>2.438</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10.6</td>
<td>0.017</td>
<td>0.00105</td>
<td>0.262</td>
<td>14.920</td>
<td>0.584</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.1</td>
<td>0.111</td>
<td>0.01311</td>
<td>0.731</td>
<td>5.826</td>
<td>2.851</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.6</td>
<td>0.407</td>
<td>0.04296</td>
<td>1.880</td>
<td>2.738</td>
<td>9.021</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.85</td>
<td>0.600</td>
<td>0.04247</td>
<td>2.790</td>
<td>1.863</td>
<td>9.137</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>12.35</td>
<td>0.899</td>
<td>0.00925</td>
<td>7.914</td>
<td>0.887</td>
<td>5.773</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>12.85</td>
<td>0.990</td>
<td>0.00035</td>
<td>27.041</td>
<td>0.277</td>
<td>0.765</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle B.9: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils schließender Strömungen (Messpunkt 26).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{Sonde}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>$a$</th>
<th>$b$</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>26</td>
<td>9.8</td>
<td>0.018</td>
<td>0.00109</td>
<td>0.280</td>
<td>15.138</td>
<td>0.663</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10</td>
<td>0.062</td>
<td>0.00654</td>
<td>0.492</td>
<td>7.425</td>
<td>1.466</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10.2</td>
<td>0.164</td>
<td>0.02217</td>
<td>0.849</td>
<td>4.330</td>
<td>3.069</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10.6</td>
<td>0.523</td>
<td>0.05451</td>
<td>1.869</td>
<td>1.707</td>
<td>4.180</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>10.8</td>
<td>0.713</td>
<td>0.04096</td>
<td>2.848</td>
<td>1.145</td>
<td>3.647</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.2</td>
<td>0.947</td>
<td>0.00473</td>
<td>9.094</td>
<td>0.509</td>
<td>1.741</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>11.6</td>
<td>0.996</td>
<td>0.00013</td>
<td>31.260</td>
<td>0.131</td>
<td>0.218</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle B.10: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils schließender Strömungen (Messpunkt 54).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{Sonde}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>$a$</th>
<th>$b$</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>54</td>
<td>14</td>
<td>0.028</td>
<td>0.00105</td>
<td>0.680</td>
<td>23.895</td>
<td>6.471</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>14.7</td>
<td>0.158</td>
<td>0.01722</td>
<td>1.067</td>
<td>5.674</td>
<td>6.649</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>15.4</td>
<td>0.547</td>
<td>0.04453</td>
<td>2.496</td>
<td>2.069</td>
<td>9.315</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>15.7</td>
<td>0.718</td>
<td>0.03060</td>
<td>4.034</td>
<td>1.586</td>
<td>11.393</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>16</td>
<td>0.850</td>
<td>0.01605</td>
<td>5.915</td>
<td>1.047</td>
<td>6.620</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>16.2</td>
<td>0.903</td>
<td>0.00925</td>
<td>7.679</td>
<td>0.829</td>
<td>4.741</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>16.8</td>
<td>0.984</td>
<td>0.00045</td>
<td>34.312</td>
<td>0.568</td>
<td>4.732</td>
</tr>
</tbody>
</table>

Tabelle B.11: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils schließender Strömungen (Messpunkt 74).

<table>
<thead>
<tr>
<th>Punkt</th>
<th>$y_{Sonde}$ [mm]</th>
<th>$\alpha$ [-]</th>
<th>$\alpha^2$ [-]</th>
<th>$a$</th>
<th>$b$</th>
<th>$\gamma$</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>74</td>
<td>16.3</td>
<td>0.010</td>
<td>0.00028</td>
<td>0.365</td>
<td>34.788</td>
<td>1.498</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>17.1</td>
<td>0.137</td>
<td>0.01410</td>
<td>1.008</td>
<td>6.365</td>
<td>6.492</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>17.9</td>
<td>0.492</td>
<td>0.03784</td>
<td>2.755</td>
<td>2.849</td>
<td>21.961</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>18.8</td>
<td>0.854</td>
<td>0.01157</td>
<td>8.329</td>
<td>1.419</td>
<td>23.623</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>19.7</td>
<td>0.986</td>
<td>0.00064</td>
<td>20.858</td>
<td>0.303</td>
<td>0.843</td>
</tr>
</tbody>
</table>
Literaturverzeichnis


[50] LI, F.-C.; KAWAGUCHI, Y.; SEGAWA, T.; SUGA, K.: Simultaneous measurement of turbulent velocity field and surface wave amplitude in the initial stage of an open-channel flow by PIV. *Experiments in Fluids* 39 (2005), S. 945–953


[56] LORENCEZ GONZALEZ, C.M.: *Turbulent momentum transfer at a gas-liquid interface in horizontal stratified flow in a rectangular channel*, University of Toronto, Diss., 1994


118 Literaturverzeichnis


